

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”

CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**Desenvolvimento de algoritmos numéricos e
interface gráfica aplicados à análise de guias
de ondas planos através da abordagem de
domínio espectral**

João Paulo Crivellaro de Menezes

João Paulo Crivellaro de Menezes

Desenvolvimento de algoritmos numéricos e interface gráfica aplicados à análise de guias de ondas planos através da abordagem de domínio espectral

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia do Câmpus de Ilha Solteira – UNESP como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Especialidade: Automação.

Orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano

Ilha Solteira

2020

FICHA CATALOGRÁFICA

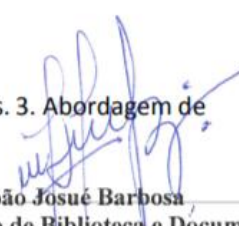
Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

M543d Menezes, João Paulo Crivellaro de.
Desenvolvimento de algoritmos numéricos e interface gráfica aplicados à análise de guias de ondas planos através da abordagem de domínio espectral / João Paulo Crivellaro de Menezes. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2020
171 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2020

Orientador: Cláudio Kitano
Inclui bibliografia

1. Guias de onda planos. 2. Moduladores eletroópticos. 3. Abordagem de domínio espectral.



João Josué Barbosa

Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação
Diretor Técnico
CRB 8-5642



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA

Câmpus de Ilha Solteira

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: Desenvolvimento de algoritmos numéricos e interface gráfica aplicados à análise de guias de ondas planos através da abordagem de domínio espectral

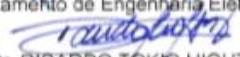
AUTOR: JOÃO PAULO CRIVELLARO DE MENEZES

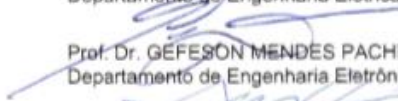
ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO

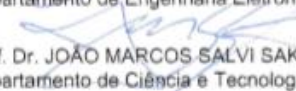
Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em ENGENHARIA ELÉTRICA, área: Automação pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. CLAUDIO KITANO
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. MARCELO CARVALHO MINHOTO TEIXEIRA
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. RICARDO TÓKIO HIGUTI
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. GEFESON MENDES PACHECO
Departamento de Engenharia Eletrônica / Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA


Prof. Dr. JOÃO MARCOS SALVI SAKAMOTO
Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial / Instituto de Estudos Avançados - IEAv

Ilha Solteira, 27 de fevereiro de 2020

Resumo

Sistemas ópticos operando em altas frequências utilizam modulação externa do *laser*, em especial através de moduladores baseados no efeito eletroóptico linear, onde se aplicam guias de ondas de dimensões reduzidas com eletrodos planares. Assim, é importante e conveniente determinar as propriedades e a distribuição do campo elétrico modulador de modo a conhecer outras características da estrutura, como resposta em frequência e potência de modulação. Neste trabalho, isto foi feito através do método de abordagem de domínio espectral. Contudo, este método apresenta imprecisões em estruturas com assimetria de eletrodos, aplicando-se então o método das imagens, clássico no eletromagnetismo, aliado à técnica de abordagem de domínio espectral. Esta nova abordagem permite a obtenção de funções de base adequadas à análise de parâmetros como o campo elétrico, assim como os demais parâmetros característicos dos guias de ondas planos. Este trabalho apresenta esta abordagem e seus resultados comparando-os à simples translação das funções de base para estruturas simétricas, validando a técnica proposta, bem como se propõe a desenvolver um conjunto de rotinas numéricas utilizando para isso o software Matlab. Através do processo de desenvolvimento das rotinas numéricas são apresentadas as dificuldades e metodologias de solução para implementação do método automatizado. Além de permitir a automatização de todo o processo de cálculo, minimizando a interferência humana, neste trabalho também é desenvolvida uma interface gráfica através de um aplicativo para Matlab, de modo que o usuário possa obter todos os dados desejados, sem a necessidade de conhecimento da programação e sem o acesso direto às rotinas numéricas. Tais rotinas permitem cálculos para estruturas de até três camadas, com substrato isotrópico ou anisotrópico e assimetria de eletrodos. São efetuados testes para diversas estruturas da literatura, observando-se boa conformidade. Verificou-se que, mesmo estruturas com assimetria de eletrodos e com dimensões típicas de óptica integrada apresentaram resultados adequados, comprovando a eficiência do aplicativo e do método implementado.

Palavras-chave: Guias de onda planos. Moduladores eletroópticos. Abordagem de domínio espectral.

Abstract

Optical systems operating at high frequencies use external laser modulation, especially through modulators based on linear electrooptic effect, where reduced-size waveguides with planar electrodes are applied. This way, it is important and convenient to determine the electric modulating field properties and distribution in order to know other structure characteristics, such as frequency response and modulation power. In this work, this was done using the spectral domain approach method. However, this method presents inaccuracies in structures with asymmetric electrodes, then applying the method of images, classic in electromagnetism, combined with the spectral domain approach technique. This new approach allows the obtaining of basis functions suitable for the analysis of parameters such as the electric field, as well as other flat waveguides characteristic parameters. This work presents this approach and its results comparing them to the simple translation of the basis functions to symmetrical structures, validating the proposed technique, as well as proposing to develop a set of numerical routines using Matlab software. Through the numerical routines developing process, difficulties and solutions methodologies for implementing the automated method are presented. In addition to allowing the automation of the entire calculation process, minimizing human interference, this work also develops a graphical interface through an application for Matlab, so that the user can obtain all the desired data, without the need for knowledge of programming and with no direct access to direct routines. These routines use calculations for structures of up to three layers, with isotropic and anisotropic substrate and electrode asymmetry. Tests are performed for several structures in the literature, with good compliance. It was found that even structures with asymmetric electrodes and typical dimensions of integrated optics show recommended results, proving the efficiency of the application and the method implemented.

Key-words: Flat waveguide. Electrooptic modulators. Spectral domain approach

Dedicado a

Meu pai, Plínio Norberto Zorman de Menezes, cujo exemplo de homem, pai e profissional guiam meus passos durante minha caminhada.

Agradecimentos

Ao Grande Arquiteto do Universo pela força e saúde e pela oportunidade de desenvolver este trabalho me abençoando durante toda a minha trajetória.

À minha esposa, Natália, pelo amor, apoio, paciência e compreensão de minhas ausências durante todo o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço à toda minha família, meus pais, Elisabete e Plínio, e minha irmã, Taís, por todo o amor e suporte e por fazerem parte desta realização.

Ao professor Dr. Cláudio Kitano, por ter acreditado em mim para o desenvolvimento deste trabalho, por toda sua paciência, pela convivência e competência que me guiou durante estes anos.

Ao professor Dr. Luis Carlos Origa de Oliveira, com o qual iniciei meus estudos de doutorado, pela oportunidade inicial e disposição de sempre.

Aos amigos de laboratório, Stephany, Luiz Henrique, Guilherme, Flávio, Angel, Galeti, Anderson, Henrique e Fernando, pelos ensinamentos, apoio, momentos de trabalho e também de descontração. Em especial ao amigo Andryos da Silva Lemes, com quem divido esta linha de pesquisa e também dividi muitas discussões, horas de trabalho e realizações.

Aos amigos Haislan, Ricardo Buzzo, Adriano Marques, Renato Barros, Rogério Pinto Alexandre, Nicolas Brito, Alessandro de Oliveira, Willian Zanon, Luiz Henrique Pereira e todos meus demais amigos que sempre me deram força e suporte durante minha caminhada.

Ao IFSP pela concessão do meu afastamento para o desenvolvimento de meus trabalhos, em especial aos professores do campus Birigui, dos quais sempre tive total apoio nesta empreitada.

“E aqueles que foram vistos dançando
foram julgados insanos por aqueles que
não podiam escutar a música.” Friedrich
Nietzsche

Lista de Figuras

Figura 1- Ilustração do modulador Mach-Zender.....	15
Figura 2 – Estruturas planares analisadas pelo método ADE: (a) microlinha, (b) CPS, (c) CPW.	18
Figura 3– Microlinha blindada.	22
Figura 4 – Estrutura planar com três camadas.....	26
Figura 5 – Circuito de imitâncias para estrutura de três camadas. (a) modo TM_y . (b) modo TE_y	27
Figura 6 - Distribuição de densidades de correntes de base do tipo Maxwell-Chebyshev. (a) Quatro primeiras componentes longitudinais. (b) Quatro primeiras componentes transversais.	35
Figura 7 - Estrutura CPS blindada com três camadas e <i>buffer-layer</i>	37
Figura 8 - Estrutura CPS assimétrica blindada com três camadas.	42
Figura 9 - Curva de dispersão para o modo fundamental da estrutura microlinha assimétrica comparando resultados aos de Ho e Beker (1992).	45
Figura 10 - Curva de dispersão para o modo- π fundamental da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Khodja et al. (2013).	46
Figura 11 - Curva de impedância para os modos c e π da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Jansen (1977).	47
Figura 12 - Curva de impedância para os modos c e π da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Tripathi e Lee (1989).	48
Figura 13 - Distribuição de campo elétrico obtido pelo método da translação.	50
Figura 14 - Resumo do método das imagens para as orientações dos elementos de corrente..	53
Figura 15 - Distribuição da componente longitudinal da densidade de corrente de base J_{z1} de um CPS blindado aplicando o método das imagens.....	53
Figura 16 - Rede infinita de elementos objeto-imagem ao longo da direção x	54
Figura 17 - Elemento diferencial associado a duas linhas de transmissão acopladas para estudo do CPS assimétrico blindado.	60
Figura 18 – Conformação de intensidade óptica de canal difundido.	75
Figura 19 - Seção transversal e linhas de campo elétrico da microlinha blindada.	79
Figura 20 - Curvas típicas da equação determinantal. (a) $\det K(\alpha_n)$. (b) $\log \det K(\alpha_n) $	81
Figura 21 - Convergência numérica para a estrutura de Railton e Rozzi (1988).	83
Figura 22 - Curvas de dispersão para a estrutura de Railton e Rozzi (1988).	83

Figura 23 - Curvas de dispersão para a estrutura de Krage e Haddad (1972).	84
Figura 24 - Curvas de dispersão para a estrutura de Jansen (1979).	85
Figura 25 - Curvas de dispersão para a estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991).	89
Figura 26 - Curvas de dispersão para a estrutura CPW de Rowe e Lao (1983).	90
Figura 27 - Cálculo da impedância característica da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988).	91
Figura 28 - Cálculo da impedância característica da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991).	92
Figura 29 - Cálculo da impedância característica da estrutura CPW de Rowe e Lao (1983). .	92
Figura 30 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) E_{x1} , (b) E_{y1}	94
Figura 31 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) E_{x2} , (b) E_{y2}	95
Figura 32 - Linhas de campo elétrico na microlinha blindada de Railton e Rozzi (1988).	96
Figura 33 - Diagramas de magnitude da intensidade do campo elétrico transversal da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) $f = 1$ GHz, (b) $f = 20$ GHz, (c) $f = 40$ GHz.	97
Figura 34 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991) em 10 GHz: (a) E_{x1} , modo par. (b) E_{y1} , modo par. (c) E_{x1} , modo ímpar. (d) E_{y1} , modo ímpar.	99
Figura 35 - Distribuição de campo elétrico na camada de substrato da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991) em 10 GHz: (a) E_{x2} , modo par. (b) E_{y2} , modo par. (c) E_{x2} , modo ímpar. (d) E_{y2} , modo ímpar.	101
Figura 36 - Linhas de campo elétrico na estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991): (a) modo par, (b) modo ímpar.	103
Figura 37 - Diagramas de magnitude da intensidade do campo elétrico transversal da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991): (a) Modo par, $f = 10$ GHz, (b) Modo par, $f = 80$ GHz, (c) Modo ímpar, $f = 10$ GHz, (d) Modo ímpar, $f = 80$ GHz	104
Figura 38 - Distribuição de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio ar, $f = 10$ GHz: (a) E_{x1} , (b) E_{y1}	107
Figura 39 - Distribuição de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio dielétrico, $f = 10$ GHz: (a) E_{x2} , (b) E_{y2}	108
Figura 40 - Linhas de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio dielétrico, $f = 10$ GHz.	109

Figura 41 - Diagrama de magnitude de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, $f = 10$ GHz.	109
Figura 42 - Diagrama de blocos do algoritmo para cálculo de parâmetros de guias de ondas planos aplicando a técnica ADE e o método das imagens.	113
Figura 43 - Tela inicial do aplicativo para a escolha da estrutura planar.	115
Figura 44 - Tela de decisão sobre a simetria de eletrodos da estrutura.	115
Figura 45 - Tela de decisão sobre a quantidade de camadas da estrutura.	116
Figura 46 - Telas de dados das estruturas: (a) microlinha, simétrica, de duas camadas, (b) CPS, assimétrica de três camadas.	117
Figura 47 - Curva de dispersão para estrutura de Chen e Beker (1993).	121
Figura 48 - Curva de dispersão para estrutura de El-Sherbiny (1981).	121
Figura 49 - Permissividade elétrica efetiva em função da assimetria de uma microlinha.	122
Figura 50 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS simétrico de Marqués e Horno (1987).	123
Figura 51 - Curva de dispersão da CPS simétrica de Chen e Beker (1993).	124
Figura 52 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS assimétrico de Jansen (1977).	125
Figura 53 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS assimétrico de Tripathi e Lee (1989).	126
Figura 54 - Curva de permissividade elétrica efetiva do CPW simétrico de Kitazawa e Hayashi (1981).	127
Figura 55 - Curva de dispersão do CPW simétrico de Kawano et al. (1991).	128
Figura 56 - Curva de dispersão da estrutura CPW assimétrica de Rahman e Nguyen (1995).	129
Figura 57 - Impedância característica da microlinha simétrica de Krage e Haddad (1972)...	130
Figura 58 - Impedância característica da microlinha simétrica de Jansen (1979).	131
Figura 59 - Impedância característica da estrutura CPS assimétrica de Jansen (1977).	132
Figura 60 - Impedância característica da estrutura CPW simétrica de Verma, Singh e Matekovits (2014).	133
Figura 61 - Impedância característica da estrutura CPW assimétrica de Verma, Singh e Matekovits (2014).	133
Figura 62 - Conformação espacial de campo elétrico transversal da microlinha blindada de Ho e Beker, simétrica, em $y = 0,26$ mm. (a) E_{x1} , (b) E_{y1}	135

Figura 63 - Conformação espacial de campo elétrico transversal da microlinha blindada de Ho e Beker, assimétrica, em $y = 0,26$ mm. (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .	136
Figura 64 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica.	137
Figura 65 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica de Khodja et al (2014). (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .	138
Figura 66 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPW assimétrica de Rahman e Nguyen (1995). (a) E_{x1} , (b) E_{x1} .	140
Figura 67 - Curvas de dispersão da estrutura CPS de Keen et al (1990) com dimensões de óptica integrada.	142
Figura 68 - Curvas de impedância característica de CPS simétrica de Keen et al (1990) com dimensões de óptica integrada.	142
Figura 69 - Distribuição de campo elétrico E_{x3} para a estrutura de Keen et al. (1990). (a) Modos par e ímpar para $V_1 = V_2 = 0,5$ V e $V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V, (b) Campo do modo composto, equivalente à alimentação de $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V.	144
Figura 70 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura de Keen et al. (1990).	145
Figura 71 - Curvas de dispersão dos modos par e ímpar de uma estrutura CPS simétrica de Railton e McGeehan (1989).	146
Figura 72 - Curvas de impedância característica dos modos par e ímpar de uma estrutura CPS simétrica de Railton e McGeehan (1989).	147
Figura 73 - Distribuição de campo elétrico E_{y3} para a estrutura de Railton e McGeehan. (1989). (a) Modos par e ímpar para $V_1 = V_2 = 0,5$ V e $V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V, (b) Campo do modo composto, equivalente à alimentação de $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V.	148
Figura 74 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura de Railton e McGeehan (1989).	149
Figura 75 - Curvas de dispersão dos modos c e π de uma estrutura CPS assimétrica.	150
Figura 76 - Curvas de impedância característica dos modos c e π de uma estrutura CPS assimétrica.	151
Figura 77 - Distribuição de campo elétrico para estrutura CPS assimétrica. (a) Modo c ($V_1 = V_2 = 0,5$ V), (b) Modo π ($V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V).	152
Figura 78 - Distribuição de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica com $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V	153
Figura 79 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura CPS assimétrica.	154

Figura 80 - Gráfico de resposta óptica para estruturas CPS simétrica e assimétrica.....	155
Figura 81 - Diagrama de magnitudes de campo elétrico transversal para estrutura CPS com dimensões de óptica integrada (a) estrutura simétrica, modo par, (b) estrutura simétrica, modo ímpar, (c) estrutura assimétrica, modo c , (d) estrutura assimétrica, modo π	156

Lista de Tabelas

Tabela 1 - Comparativo entre os principais métodos aplicados à análise de onda completa	16
Tabela 2 - Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e os publicados em Keen et al. (1990) com relação à permissividade efetiva e impedância característica de um CPS simétrico com dimensões de óptica integrada	143

Sumário

1 Introdução	14
1.1 Análise de guias de ondas planos	15
1.1.1 <i>Guias com distribuição assimétrica de eletrodos</i>	18
1.2 Objetivos	19
1.3 Organização da tese	20
2 Método de abordagem de domínio espectral.....	22
2.1 Diádicas de Green em guia de onda com eletrodos planares simétricos	22
2.2 Método de Galerkin	29
2.3 Seleção das funções de base	33
2.4 Impedância característica em estruturas planares multicamadas.....	35
2.5 Distribuição de campo elétrico em estruturas planares de guias de onda.....	39
2.6 Assimetria de eletrodos em guias de onda planares	41
2.7 Análise de parâmetros característicos de guias de onda planares pelo método da translação	44
2.7.1 <i>Curvas de dispersão</i>	45
2.7.2 <i>Impedância Característica</i>	47
2.7.3 <i>Distribuição de campo elétrico</i>	49
3 Método das imagens.....	52
3.1 Método das imagens aplicado à ADE.....	52
3.2 Método das imagens aplicado às funções de base	54
3.3 Método de Galerkin aplicado ao método das imagens	58
3.4 Cálculo da impedância característica.....	59
3.4.1 <i>Análise de linhas de transmissão acopladas</i>	60
3.4.2 <i>Cálculo da impedância característica do CPS assimétrico</i>	65

3.5	Conformação de campo óptico	73
3.6	Integral de superposição e tensão de meia-onda.....	75
3.6	Resposta em frequência	77
4	Desenvolvimento de rotinas numéricas e interface gráfica.....	78
4.1	Elaboração de algoritmo para o cálculo de parâmetros de estruturas simétricas....	78
4.1.1	<i>Cálculo da dispersão para estruturas planares simétricas</i>	<i>82</i>
4.1.2	<i>Cálculo da impedância característica para estruturas planares simétricas.....</i>	<i>90</i>
4.1.3	<i>Cálculo da distribuição de campo elétrico, linhas de campo e diagrama de magnitude para estruturas planares simétricas</i>	<i>93</i>
4.2	Elaboração de algoritmo para o cálculo de parâmetros de estruturas planares	110
4.3	Desenvolvimento de interface gráfica para análise de estruturas planares.....	114
5	Testes das rotinas numéricas e interface gráfica	120
5.1	Cálculo da dispersão	120
5.1.1	<i>Estruturas microlinha</i>	<i>120</i>
5.1.2	<i>Estruturas CPS</i>	<i>123</i>
5.2	Cálculo da impedância característica.....	129
5.3	Cálculo da conformação espacial de campo elétrico	134
5.4	Estruturas CPS em dimensões de óptica integrada.....	141
6	Conclusões e trabalhos futuros.....	159
	Referências	164

1 Introdução

Sistemas de comunicação óptica são amplamente empregados em redes de comunicação de alta velocidade, garantindo alta relação sinal-ruído, baixa taxa de erro de *bits* e baixo consumo de energia (SEN; MUKHOPADHYAY, 2014). Entretanto, quando se efetua a modulação direta da fonte *laser* nestes sistemas, ocorre um fenômeno característico de alargamento do espectro do modo óptico a altas frequências, conhecido como *chirp* (STEPHENS; JOSEPH, 1987; GAO, 2011). Este fenômeno pode causar distorções dos sinais e limitar as taxas de transmissão e, para minimizá-lo, mantendo altas taxas de transmissão, tem sido utilizada a modulação externa da fonte, em especial através de moduladores baseados no efeito eletroóptico linear (MAJI; MUKHOPADHYAY, 2011; HSU et al. 2017).

Este tipo de modulador atua através de um campo elétrico de modulação que faz com que o índice de refração do material em que a luz está se propagando varie linearmente com a amplitude desse campo (YARIV; YEH, 1984). Em tais moduladores o feixe óptico se propaga em guias de ondas de dimensões reduzidas (da ordem de micrometros), feitos de materiais eletroópticos. A esta estrutura são adicionados eletrodos planares responsáveis pela geração do campo elétrico de modulação (GAO, 2011; WOOTEN et al. 2000). Dessa forma, induz-se variações do índice de refração deste material eletroóptico modificando a fase das ondas ópticas nos guias.

De um modo geral, estes guias são alocados próximos à superfície do substrato para que se obtenha um melhor aproveitamento do efeito de modulação, uma vez que há alta intensidade de campo elétrico nas estruturas em que os eletrodos estão depositados no plano de superfície (NISHIHARA; HARUNA; SUHARA, 1989). Os materiais dos substratos também devem ser convenientemente escolhidos, de forma a potencializar esses efeitos. Assim, na última década surgiram diversos novos materiais para aplicação nessa função, como o grafeno, polímeros eletroópticos, o silício e o titanato de bário (BaTiO_3). Entretanto, o niobato de lítio (LiNbO_3) continua sendo um material muito utilizado a esta função por apresentar altos coeficientes eletroópticos e alta transparência em comprimentos de onda nas proximidades do espectro de luz aplicados a telecomunicações ópticas (FUSTE, 2013; WOOTEN et al., 2000; LEE et al., 2004). Algumas topologias usando moduladores *bulk* de niobato de lítio podem atingir 100 GHz (NOGUCHI; MITOMI; MIYAZAWA, 1998) ou taxa de pulso de 80 Gbs^{-1} (OTSUJI et al., 1996), ambos aplicando moduladores ópticos de Ti:LiNbO_3 . Hoje em dia, a maioria desses

moduladores comerciais são produzidos por tecnologias de difusão de íons ou troca de prótons (BAZZAN, 2015).

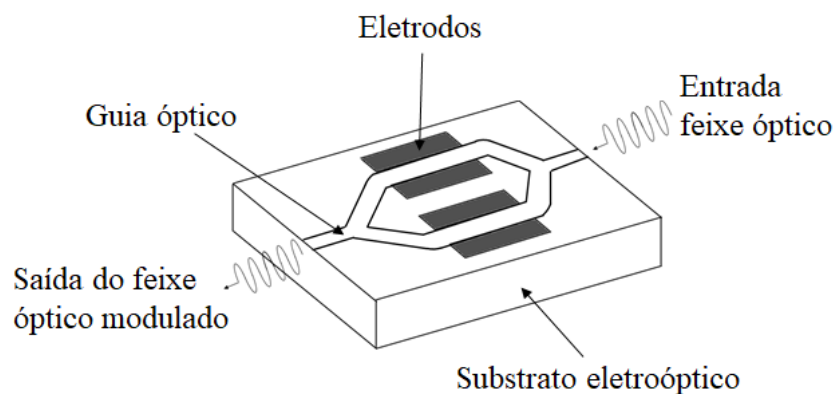
Assim, é importante conhecer neste tipo de estudo as propriedades e a distribuição do campo elétrico modulador, que é gerado pelos eletrodos.

Além disso, é importante considerar que, como será discutido neste trabalho, as estruturas planares que serão objeto de estudo apresentam como modo fundamental um modo híbrido, sem frequência de corte e, cujo estudo torna-se mais complexo enfrentando situações como, por exemplo, a não existência de soluções analíticas fechadas para a determinação de características de propagação, parâmetros elétricos ou distribuição de campo eletromagnético.

A Figura 1 apresenta uma ilustração de um modulador eletroóptico integrado a uma configuração interferométrica de Mach-Zender, onde o campo elétrico é aplicado por meio dos eletrodos de um ou ambos os braços do interferômetro, modificando os índices de refração do material eletroóptico e, conseqüentemente, a fase da onda óptica guiada.

Essa modulação dependerá também da tensão de meia-onda (V_π), que é a tensão aplicada aos eletrodos capaz de proporcionar uma variação de fase óptica de π radianos (MAJI; MUKHOPADHYAY, 2012).

Figura 1- Ilustração do modulador Mach-Zender.



Fonte: Elaboração do autor.

1.1 Análise de guias de ondas planos

A análise de guias de ondas planares, conforme discutido inicialmente, exige a capacidade em lidar com seu modo fundamental híbrido e todas as conseqüências que isto

acarreta. Seu estudo através de parâmetros estáticos é satisfatório a baixas frequências, entretanto, conforme as dimensões da estrutura atingem valores de mesma ordem de grandeza do comprimento de onda, seus parâmetros elétricos passam a variar devido ao fenômeno de dispersão, não sendo tal abordagem mais adequada. Torna-se então necessário aplicar um método que realize o que se conhece por *fullwave analysis*, ou análise de onda completa, considerando as componentes de campo na direção de propagação e determinando a constante de propagação dos modos da estrutura para então investigar os demais parâmetros de interesse.

Na literatura existem métodos que abordam esta situação, sendo os mais consagrados, apresentados e comparados em (ITOH, 1989). Assim, métodos tais como elementos finitos, diferenças finitas, elementos de fronteira, matriz de linhas de transmissão, equação integral, casamento de modos, ressonância transversal, método das linhas e domínio espectral tratam e permitem analisar estas estruturas, cada qual apresentando suas vantagens e desvantagens. A tabela 1, extraída de (ITOH, 1989), apresenta e compara os principais métodos conhecidos levando em consideração consumo de memória, tempo de CPU (*Central Process Unit*, ou Unidade Central de Processamento), generalidade do método e pré-processamento necessário.

Tabela 1 – Comparativo entre os principais métodos aplicados à análise de onda completa.

Método	Consumo de memória	Tempo de CPU	Generalidade	Pré-processamento
Diferenças finitas	G	G	Muito bom	Nenhum
Elementos finitos	G	M – G	Muito bom	P
Elemento de fronteira	M	M	Muito bom	P
Matriz de L.T.	M – G	M – G	Muito bom	P
Equação integral	P – M	P – M	Bom	M
Casamento de modos	M	P – M	Bom	M
Ressonância transversal	P – M	P – M	Marginal	M
Método das linhas	M	P	Bom	G
Domínio espectral	P	P	Marginal	G

A análise da tabela 1 considera os parâmetros consumo de memória, tempo de CPU e pré-processamento como P (pequeno), M (médio) e G (grande). Além disso considera o parâmetro generalidade como muito bom, bom e marginal, sendo esta última avaliação feita para métodos que se aplicam a poucas configurações de estruturas.

Dentre estes métodos o método de abordagem no domínio espectral (ADE) foi o escolhido para este trabalho, uma vez que não consome grande quantidade de memória ou tempo de processamento. Como já esperado, por tratar-se de um método semi-analítico, apresenta um pré-processamento grande. Esta técnica transfere as relações eletromagnéticas do domínio espacial para o domínio espectral, através da transformada de Fourier, onde é possível determinar grandezas como constante de fase, comprimento de onda guiada, impedância característica e distribuição de campo elétrico. Aplicando esta técnica aliada ao método de Galerkin, como será apresentado no decorrer deste trabalho, obtém-se maior eficiência numérica do que outros métodos, transformam-se as equações diferenciais do domínio físico em equações algébricas no domínio espectral e lida-se com as diádicas de Green em uma forma mais simples (ITOH; MITTRA, 1973).

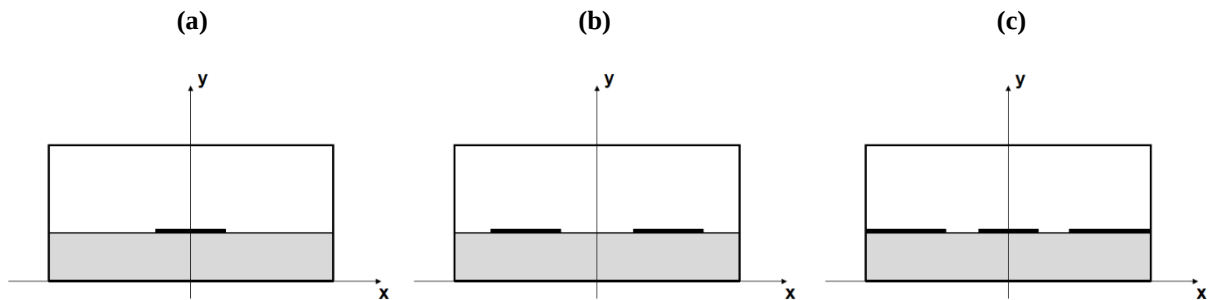
O uso do método ADE provou ser adequado ao cálculo de moduladores ópticos no passado, mas exige que não haja descontinuidades nas direções laterais do substrato e as fitas metálicas apresentem espessura infinitesimal e condutividade infinita (ITOH, 1989). A técnica conhecida como ADE estendida permite a utilização de eletrodos espessos (KITAZAWA; POLIFKO, 1992; KITAZAWA, 1993).

Vale ressaltar que o método ADE não lida com estruturas com substratos que não são homogêneos na direção horizontal, pois estes não permitem a aplicação da transformada de Fourier. Contudo, o método pode ser aplicado a estruturas com número variado de camadas e eletrodos. Além disso, estes eletrodos também podem se apresentar em posições variadas, sendo considerados ideias. Dentre as estruturas em que se pode aplicar esta técnica e que estão sendo estudadas nesta pesquisa estão as microstrips (microlinhas), a coplanar strip (CPS) e a coplanar waveguide (CPW).

Para que se tenha a visualização dos tipos de estrutura, as mesmas são apresentadas na Figura 2. Ainda, por motivo de simplificação, tais estruturas aparecem com duas camadas e como um guia blindado, mas deve-se considerar que eles podem ser guias abertos, com tampa e aberto lateralmente, aberto com plano terra, sem tampa ou com paredes laterais.

Em todas estas situações o método ADE segue passível de aplicação e, no decorrer deste trabalho, diversas configurações destas citadas serão analisadas e suas grandezas e parâmetros de interesse levantados, efetuando o estudo desses guias de ondas planares.

Figura 2 – Estruturas planares analisadas pelo método ADE: (a) microlinha, (b) CPS, (c) CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

As principais diferenças e características específicas de cada uma das estruturas da Figura 2 serão discutidas ao longo deste trabalho.

1.1.1 Guias com distribuição assimétrica de eletrodos

Estruturas planares com distribuição assimétrica de eletrodos trazem ao projeto de moduladores eletroópticos maior flexibilidade para ajuste dos diversos parâmetros envolvidos (ZHANG; ENAMI, 2017; GEVORGIAN; MIRONENKO, 1990).

Dessa forma, estruturas com assimetria de eletrodos são amplamente abordadas na literatura, para aplicações em circuitos de micro-ondas (KHODJA et al., 2013; VERMA; SINGH; MATEKOVITS, 2014). Inicialmente, para que essa assimetria seja incorporada ao método de ADE, bastaria efetuar a translação das funções de base das componentes de densidade linear de corrente. Entretanto, quando se trata de estruturas com assimetria de eletrodos, não se tem mais modos de propagação par ou ímpar. Como as funções de base são concebidas levando em consideração a paridade do modo (a partir de casos simétricos), devem surgir inconsistências na análise ao efetuar-se apenas a translação.

Na investigação de parâmetros variacionais, como a permissividade elétrica efetiva (ITOH, 1989; JANSEN, 1978) e a impedância característica (BREWS, 1987), típicas de análises para aplicações em micro-ondas, isto não deve se apresentar como uma grande dificuldade. Porém, a determinação da distribuição de campo elétrico, que não apresenta natureza variacional, tem sua determinação prejudicada, impedindo avaliações válidas para a mesma e, o posterior cálculo da integral de *overlap* entre os campos óptico e de micro-ondas

(HONARDOOST et al., 2018), da tensão de meia-onda e largura de banda, de grande importância ao estudo de óptica integrada (KAWANO et al., 1991; WOOTEN et al., 2000).

Para solucionar tal situação foi proposto por Kitano (2001) a aplicação do método das imagens, já utilizado em diversos problemas do eletromagnetismo, aliado à técnica ADE. Dessa forma, foi desenvolvida uma formulação rigorosa que permite analisar os fenômenos relacionados aos moduladores, propondo a formulação das diádicas de Green, por exemplo, bem como uma visão mais voltada à aplicação da técnica à optoeletrônica. Assim, é possível obter distribuições de campo elétrico satisfatórios, permitindo os cálculos das demais grandezas adequadamente. Além disso, o método permite que os demais parâmetros de interesse (variacionais ou não) sejam calculados em estruturas que apresentam a assimetria de eletrodos.

Entretanto, Kitano (2001) não teve como objetivo o desenvolvimento experimental com a realização de simulações. Resultados apresentados foram aplicados apenas como a validação do desenvolvimento matemático, não havendo para tanto, preocupação com a lógica de programação desenvolvida, automatização do processo, para que pudesse ocorrer de forma mais rápida, ou mesmo um fácil acesso a esta técnica por parte de um usuário. Assim como ele, a literatura em geral sobre o assunto volta-se à análise dos resultados de diversas estruturas, sejam elas simétricas ou assimétricas, utilizando alguma técnica de análise de onda completa e com foco maior às aplicações dessas estruturas, sem novamente desenvolver alguma ferramenta que possibilite a utilização do método por um usuário, especialmente o método ADE. A dedicação ao desenvolvimento de algoritmos e/ou rotinas numéricas que solucionem automaticamente esta situação foi objetivo, por exemplo de Fuste (2013), que desenvolveu uma interface gráfica a partir do software Matlab para moduladores Mach-Zender aplicando estruturas CPW e utilizando a técnica de mapeamento conforme. Entretanto, uma análise do método das imagens aplicada à técnica ADE de forma automatizada e com uma interface amigável não foi encontrada.

1.2 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo a aplicação do método das imagens com a técnica ADE para o desenvolvimento de um conjunto de rotinas numéricas capazes de efetuar o levantamento dos parâmetros característicos de estruturas planares como a microlinha, CPS e CPW. Tais rotinas devem permitir a análise dessas estruturas com até três camadas, podendo os substratos serem isotrópicos ou anisotrópicos e apresentando simetria e assimetria de eletrodos (estes dispostos entre a camada superior da estrutura e o substrato).

Dessa forma, espera-se obter os parâmetros elétricos dos guias de onda, como permissividade elétrica efetiva e impedância característica, bem como parâmetros relevantes ao projeto de moduladores, como a distribuição de campo elétrico em conformidade com a teoria eletromagnética, o cálculo da tensão de meia-onda e a largura de banda.

As rotinas numéricas serão desenvolvidas utilizando o software Matlab, de modo que, ao receber os dados sobre as dimensões da estrutura e suas características físicas, as mesmas devem fornecer ao usuário o parâmetro desejado como saída. Será dada ênfase a estruturas CPS com dimensões típicas de óptica integrada na análise de resultados, devido a sua ampla utilização em moduladores eletroópticos.

Também, será desenvolvida uma interface gráfica, amigável, para acesso a essas rotinas pelo usuário. Para tanto, novamente o software Matlab será utilizado, onde um aplicativo contendo todas as rotinas numéricas permitirá ao usuário inserir as informações sobre a estrutura a ser analisada e escolher o parâmetro característico desejado como saída. Dessa forma, não será necessário conhecimento prévio sobre programação, as rotinas numéricas desenvolvidas ou mesmo sobre o software em questão para obtenção das informações desejadas pelo usuário.

1.3 Organização da tese

Este trabalho é composto por seis capítulos, incluindo esta discussão introdutória ao tema.

O capítulo 2 apresenta os conceitos gerais do método de abordagem de domínio espectral, discutindo inicialmente os casos simétricos. Apresenta-se o método de Galerkin, os critérios adotados para a seleção das funções de base, o cálculo de parâmetros como a impedância característica e a distribuição de campo elétrico. Em seguida, aborda-se a análise de estruturas com disposição assimétrica de eletrodos, apresentando alguns resultados e exibindo as dificuldades do método com a simples translação das funções de base para tanto, demonstrando a necessidade de uma solução distinta.

No capítulo 3 apresenta-se o método das imagens como tal solução para as dificuldades até então apresentadas. O método é descrito quanto a seus conceitos, a definição das funções de base, sua aplicação com o método de Galerkin e a técnica ADE, possibilitando obter os parâmetros característicos das estruturas planares.

Em seguida, no capítulo 4, são apresentadas de forma detalhada as rotinas numéricas desenvolvidas para que se efetuem os cálculos dos parâmetros, tais como dispersão, impedância característica, distribuição de campo elétrico, tensão de meia-onda e largura de banda. O algoritmo é definido para estruturas genéricas, multicamadas e multieletródos, sendo neste trabalho o enfoque a até três camadas e estruturas como a microlinha, CPS e CPW. Também é apresentada a interface gráfica desenvolvida através de um aplicativo no software Matlab, exibindo as telas que foram criadas e a transição entre elas até que as rotinas sejam executadas.

Fazendo uso do aplicativo em Matlab, são apresentados resultados das simulações no capítulo 5 para diversas estruturas, simétricas e assimétricas, discutindo alguns pontos relevantes das mesmas e buscando validar as rotinas numéricas. Dá-se ênfase também à análise de estruturas com dimensões de óptica integrada, exibindo suas principais características, comparando estruturas deste tipo com simetria e assimetria de eletrodos e comprovando a capacidade das rotinas numéricas ao estudo deste tipo de estrutura.

Finalmente, o capítulo 6 traz as principais conclusões deste trabalho e apresenta algumas sugestões de trabalhos futuros, tanto na evolução do aplicativo apresentado quanto no desenvolvimento da análise de futuras estruturas e projetos na área.

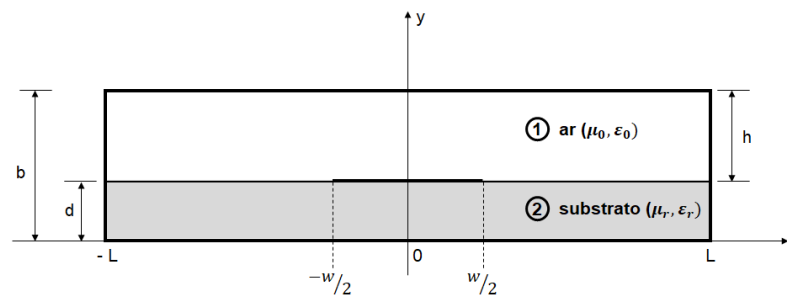
2 Método de abordagem de domínio espectral

No presente capítulo é apresentada a técnica de Abordagem de Domínio Espectral (ADE) aplicada a análise de guias de ondas com distribuição de eletrodos planares e multicamadas. A partir da referida técnica é possível a determinação das diádicas de Green no domínio espectral e, juntamente com o método de Galerkin, obter as constantes de propagação das estruturas e que permitem efetuar a investigação de parâmetros relevantes como a impedância característica e a distribuição de campo elétrico dessas estruturas.

2.1 Diádicas de Green em guia de onda com eletrodos planares simétricos

Nesta seção serão apresentados os cálculos das diádicas de Green no domínio espectral para estruturas simétricas e em multicamadas. A análise se inicia para uma microlinha blindada com uma camada de substrato, como da Figura 3. Ressalta-se que, apesar deste tipo de estrutura não ter grande aplicação em moduladores eletroópticos, auxilia a validação do método ADE, além de permitir a utilização dos resultados obtidos em novas estruturas (CPS e CPW), uma vez que as diádicas não se alteram, independentemente da distribuição de eletrodos (KITANO, 2001).

Figura 3— Microlinha blindada.



Fonte: Elaboração do autor.

Na Figura 3 as grandezas μ_0 , μ_r , ε_0 e ε_r são, respectivamente, a permeabilidade magnética do ar, a permeabilidade magnética relativa do substrato, a permissividade elétrica do ar e a permissividade elétrica relativa do substrato. Ainda, d é a espessura do substrato, h é a espessura da camada de ar, w é a largura da fita metálica, b a altura da tampa metálica ($b = d + h$) e L é a metade da largura da estrutura. A fim de desenvolver a análise assume-se a fita

metálica com espessura nula, a estrutura sendo uniforme e infinita na direção z e o substrato um meio isotrópico e sem perdas.

Quando o meio de propagação das ondas eletromagnéticas é estratificado, ou seja, não é homogêneo, todas as componentes do campo eletromagnético, $\vec{E}$ e $\vec{H}$, estarão presentes. Dessa forma, tal estrutura não suportará modos de propagação TEM (*Transversal Electromagnetic Mode*), mas sim modos híbridos de propagação (GUPTA et al., 1996).

A análise matemática do comportamento dessas estruturas envolve a solução das equações de Maxwell obedecendo algumas condições de contorno. As componentes de campo eletromagnético podem ser determinadas através da superposição dos campos dos modos TM_y e TE_y e, uma vez que o interesse se concentra nos modos propagantes, assume-se que as grandezas de campo variem com a coordenada z (ou seja, os campos se propagam nessa direção) de acordo com $e^{-j\beta z}$, sendo β a constante de fase do modo guiado.

À estrutura da Figura 3 será realizada a aplicação do método ADE que permite reduzir as equações diferenciais parciais a equações diferenciais ordinárias nesta análise (ITOH, 1989). Ainda, para esta mesma estrutura microlinha blindada torna-se possível aplicar a Transformada Discreta de Fourier, transformando as equações do domínio físico para o espectral, facilitando a solução do problema pela eliminação da variável x das equações diferenciais.

Assim, têm-se a transformada discreta de Fourier e a transformada inversa de uma função $\varphi(x, y)$ dadas por:

$$\tilde{\varphi}(\alpha_n, y) = \mathfrak{F}\{\varphi(x, y)\} = \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \varphi(x, y) e^{j\alpha_n x} dx, \quad (1)$$

$$\varphi(x, y) = \mathfrak{F}^{-1}\{\tilde{\varphi}(\alpha_n, y)\} = \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\varphi}(\alpha_n, y) e^{-j\alpha_n x}, \quad (2)$$

onde T_0 é o período espacial das funções e α_n é a variável independente no domínio espectral dada por (ITOH, 1980):

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{2L} \quad (3)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Assim, a Transformada de Fourier de (1) pode ser aplicada às componentes de campo eletromagnético ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$) em todas as regiões da estrutura, neste caso para as camadas de ar e substrato (1 e 2, respectivamente).

Em seguida, manipulando-se as componentes de campo, é possível obter as equações de Helmholtz no domínio espectral, cujas soluções são obtidas aplicando-se as condições de contorno no espaço transformado. Assim, aplica-se tais condições às paredes superior (região 1) e inferior (região 2), estabelecendo o campo elétrico tangencial nulo em $y = 0$ e $y = b$.

Também são consideradas as condições de contorno na interface ar-substrato, que estabelecem componentes de campo tangenciais contínuas para o campo elétrico e descontínuas para o campo magnético em $y = d$. Dessa forma, após algumas substituições e desenvolvimentos algébricos é possível obter uma relação entre as componentes espectrais de campo elétrico na interface ar-substrato ($\tilde{E}_x, \tilde{E}_z$) e as transformadas discretas de Fourier das componentes de densidade linear de corrente na fita metálica, $\tilde{J}_x$ e $\tilde{J}_z$ (ITOH; MITTRA, 1973, 1974; ITOH, 1980, 1989):

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z(\alpha_n) \\ \tilde{E}_x(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n) & \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n) \\ \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n) & \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z(\alpha_n) \\ \tilde{J}_x(\alpha_n) \end{bmatrix}, \quad (4)$$

onde

$$\tilde{Z}_{zz}(\alpha_n) = \frac{1}{\overline{y_1} \det} [(k_2^2 - \beta^2)\gamma_1 T_1 + \mu_r(k_1^2 - \beta^2)\gamma_2 T_2], \quad (5)$$

$$\tilde{Z}_{zx}(\alpha_n) = \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n) = -\frac{\alpha_n \beta}{\overline{y_1} \det} (\gamma_1 T_1 + \mu_r \gamma_2 T_2), \quad (6)$$

$$\tilde{Z}_{xx}(\alpha_n) = \frac{1}{\overline{y_1} \det} [(k_2^2 - \alpha_n^2)\gamma_1 T_1 + \mu_r(k_1^2 - \alpha_n^2)\gamma_2 T_2], \quad (7)$$

são as diádicas de Green da microlinha blindada no domínio espectral, correspondendo a (ITOH; MITTRA, 1974). Destaca-se que, entre (5)-(7), tem-se, de forma genérica, $\overline{y_1} = j\omega\epsilon$, $\det = (\gamma_2 T_2 + \epsilon_r \gamma_1 T_1)(\gamma_2 C t_2 + \mu_r \gamma_1 C t_1)$, $T_1 = \tanh(\gamma_1 h)$, $T_2 = \tanh(\gamma_2 d)$, k_i a constante

de fase do meio ($i = 1, 2$) e γ_i a constante de propagação transversal do meio (novamente para $i = 1, 2$ na Figura 3), sendo $\gamma_i = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k_i^2}$.

Assim, para microlinhas acopladas (CPS) por exemplo, as expressões (5)-(7) também são aplicáveis, desde que obedecidas a quantidade de camadas bem como características dos meios.

Ainda, para a estrutura de linhas de fendas acopladas (CPW), nota-se que seus eletrodos se apresentam de forma complementar a uma estrutura CPS. As diádicas de Green definidas para a estrutura da Figura 3 ainda são válidas, entretanto, devido aos eletrodos laterais da estrutura serem semi-infinitos, é mais interessante expandir a distribuição de campo elétrico nas fendas, de modo que (ITOH, 1989; KITANO, 2001):

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_z(\alpha_n) \\ \tilde{J}_x(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{zz}(\alpha_n) & \tilde{Y}_{zx}(\alpha_n) \\ \tilde{Y}_{xz}(\alpha_n) & \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_z(\alpha_n) \\ \tilde{E}_x(\alpha_n) \end{bmatrix} \quad (8)$$

e

$$\begin{bmatrix} \tilde{Y}_{zz}(\alpha_n) & \tilde{Y}_{zx}(\alpha_n) \\ \tilde{Y}_{xz}(\alpha_n) & \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n) & \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n) \\ \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n) & \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n) \end{bmatrix}^{-1}. \quad (9)$$

Outra forma de analisar as diádicas de Green para estruturas multicamadas é através do modelo de imitâncias. Tal modelo foi proposto por Itoh (1980) e atua em substratos em corte-Z, realizando a decomposição em modos TE_y e TM_y . Dessa maneira o problema opera com ordens de sistemas menores, permitindo analisar estruturas com mais de duas camadas e casos práticos, através de uma análise circuital, baseada na ressonância transversal das ondas que se propagam na estrutura (KITANO, 2001). Para que a análise possa ser aplicada também em estruturas multicamadas em meios anisotrópicos uniaxiais, considera-se que tais materiais apresentem $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$ e $\epsilon_{zz} = \epsilon_{//}$, sendo $\epsilon_{//}$ e $\epsilon_{\perp}$ as permissividades nas direções paralela e perpendicular ao eixo óptico do cristal, respectivamente.

Nesta análise efetua-se uma transformação de coordenadas, do sistema (x, y, z) para um sistema (u, y, v) e, após esta transformação, nota-se não haver componentes em comum entre os modos TM_y e TE_y , indicando que são desacoplados no sistema (u, y, v) .

Cada um dos modos desacoplados pode ser determinado a partir de um circuito equivalente de linha de transmissão, neste caso na direção y , realizando uma associação do campo elétrico a uma onda de tensão e do campo magnético a uma onda de corrente. Após um processo matemático envolvendo as componentes de campo e sistemas de equações do circuito obtém-se as soluções dos sistemas, que têm a forma de equações de linhas de transmissão (LT), quais sejam, $\partial V/\partial y = -ZY$ e $\partial I/\partial y = -YV$. Isto permite imaginar um comportamento análogo ao de uma linha disposta longitudinalmente na direção y , de modo que sua impedância característica seja (SADIKU, 2007):

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}}, \quad (10)$$

onde Z e Y são, respectivamente, a impedância e a admitância intrínseca da linha.

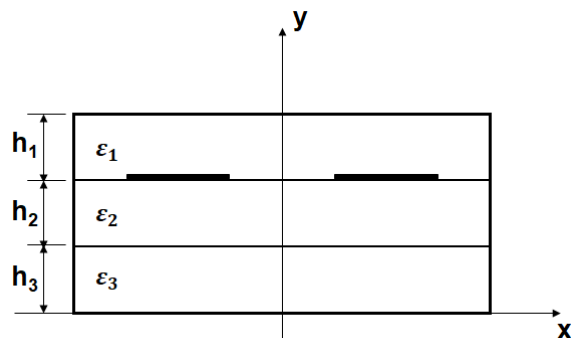
Além disso, a impedância de entrada de uma LT com comprimento d e impedância característica dada em (10) pode ser dada por (SADIKU, 2007):

$$Z_{in} = Z_0 \left[\frac{Z_L + Z_0 \tanh \gamma d}{Z_0 + Z_L \tanh \gamma d} \right] = Z_0 \left[\frac{Z_L \coth \gamma d + Z_0}{Z_0 \coth \gamma d + Z_L} \right], \quad (11)$$

onde Z_L é a impedância de carga na linha de transmissão.

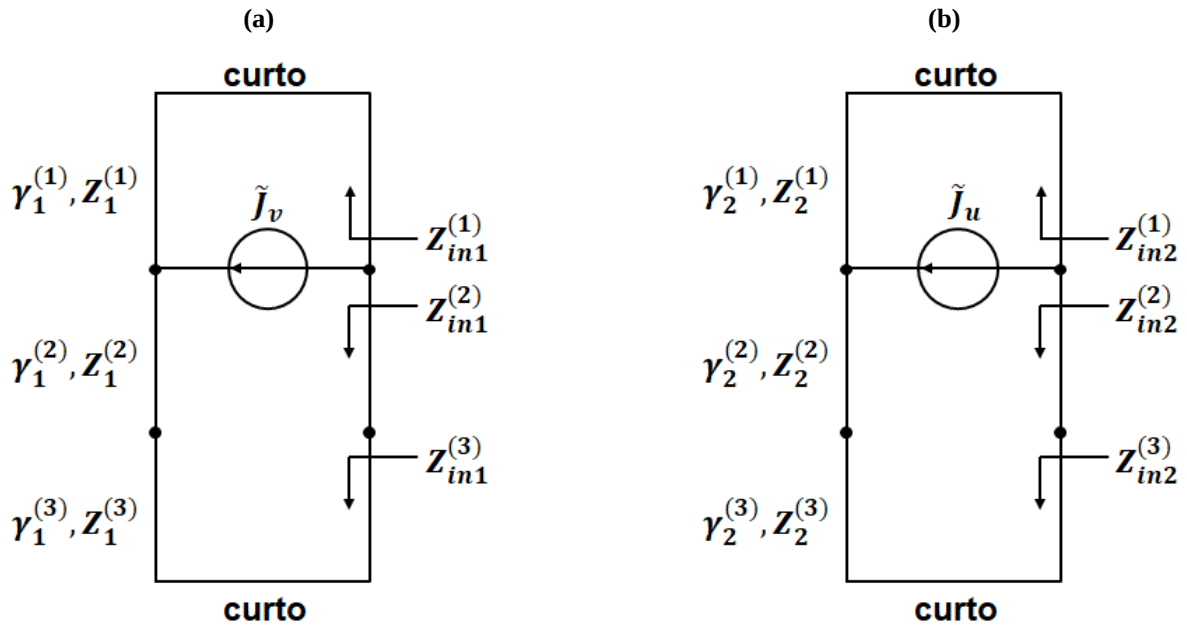
A título de exemplo, apresenta-se uma estrutura CPS de três camadas na Figura 4 e seu respectivo modelo de imitâncias com os circuitos TM_y e TE_y na Figura 5, onde (1), (2) e (3) referem-se ao número de camadas.

Figura 4 – Estrutura planar com três camadas.



Fonte: Elaboração do autor

Figura 5 – Circuito de imitâncias para estrutura de três camadas. (a) modo TM_y . (b) modo TE_y .



Fonte: Elaboração do autor

Através do modelo de imitâncias é possível determinar as impedâncias de entrada em cada uma das camadas da estrutura para os modos TM_y e TE_y , sendo para o modo TM_y :

$$Z_{in1}^{(1)} = Z_{01}^{(1)} \tanh \gamma_1^{(1)} h_1, \quad (12)$$

$$Z_{in1}^{(2)} = Z_{01}^{(2)} \left[\frac{Z_{in1}^{(3)} + Z_{01}^{(2)} \tanh \gamma_1^{(2)} h_2}{Z_{01}^{(2)} + Z_{in1}^{(3)} \tanh \gamma_1^{(2)} h_2} \right], \quad (13)$$

$$Z_{in1}^{(3)} = Z_{01}^{(3)} \tanh \gamma_1^{(3)} h_3, \quad (14)$$

onde

$$Z_{01}^{(i)} = \frac{-\gamma_1^{(i)}}{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{i\perp}}, \quad (15)$$

$$\gamma_1^{(i)} = \sqrt{-\epsilon_{i\perp} k_0^2 + \frac{\epsilon_{i\perp}}{\epsilon_{i//}} (\alpha_n^2 + \beta^2)}, \quad (16)$$

para $i = 1, 2, 3$.

E também, a impedância de entrada vista pela fonte de corrente $\tilde{J}_v$:

$$\tilde{Z}_e = \frac{Z_{in1}^{(1)} Z_{in1}^{(2)}}{Z_{in1}^{(1)} + Z_{in1}^{(2)}}. \quad (17)$$

No modo TE_y da figura 5 (b) a relação será:

$$Z_{in2}^{(1)} = Z_{02}^{(1)} \tanh \gamma_2^{(1)} h_1, \quad (18)$$

$$Z_{in2}^{(2)} = Z_{02}^{(2)} \left[\frac{Z_{in2}^{(3)} + Z_{02}^{(2)} \tanh \gamma_2^{(2)} h_2}{Z_{02}^{(2)} + Z_{in2}^{(3)} \tanh \gamma_2^{(2)} h_2} \right], \quad (19)$$

$$Z_{in2}^{(3)} = Z_{02}^{(3)} \tanh \gamma_2^{(3)} h_3, \quad (20)$$

onde

$$Z_{02}^{(i)} = \frac{-j\omega\mu_0}{\gamma_2^{(i)}}, \quad (21)$$

$$\gamma_2^{(i)} = \sqrt{-\varepsilon_{i\perp} k_0^2 + \alpha_n^2 + \beta^2}, \quad (22)$$

para $i = 1, 2, 3$ e, onde a impedância total vista por $\tilde{J}_u$ é:

$$\tilde{Z}_h = \frac{Z_{in2}^{(1)} Z_{in2}^{(2)}}{Z_{in2}^{(1)} + Z_{in2}^{(2)}}. \quad (23)$$

As expressões das diádicas de Green são semelhantes às encontradas por Tripathi e Lee (1989) substituindo-se os índices z por y :

$$Z_{zz} = \frac{\alpha_n^2 \tilde{Z}_h + \beta^2 \tilde{Z}_e}{\alpha_n^2 + \beta^2}, \quad (24)$$

$$Z_{zx} = Z_{xz} = \frac{\alpha_n \beta}{\alpha_n^2 + \beta^2} (\tilde{Z}_e - \tilde{Z}_h), \quad (25)$$

$$Z_{xx} = \frac{\alpha_n^2 \tilde{Z}_e + \beta^2 \tilde{Z}_h}{\alpha_n^2 + \beta^2}. \quad (26)$$

De forma semelhante à análise para estruturas planares de três camadas, é possível desenvolver os circuitos de imitâncias para os modos TM_y e TE_y em estruturas de m camadas, sendo m o número de camadas desejado. Nestes casos as expressões desenvolvidas para o cálculo das diádicas de Green e para $\tilde{Z}_e$ e $\tilde{Z}_h$ seguem válidas, alterando-se apenas os valores de Z_{in} .

Vale ressaltar que as diádicas de Green envolvem um procedimento analítico que exigem um esforço matemático e que resultam em expressões conhecidas na literatura para estruturas tipicamente utilizadas. Dessa forma, as expressões das diádicas foram apresentadas de forma mais direta neste trabalho, citando-se trabalhos como Itoh (1989) e Kitano (2001) como fonte do detalhamento matemático necessário para obtê-las.

2.2 Método de Galerkin

O sistema matricial obtido em (4) apresenta duas equações algébricas, sendo uma vantagem em relação às equações diferenciais existentes no domínio físico (ITOH; MITTRA, 1974). Entretanto, há cinco incógnitas a serem determinadas: $\tilde{E}_x$, $\tilde{E}_z$, $\tilde{J}_x$, $\tilde{J}_z$ e β , o que exigirá um método de solução não convencional para este sistema.

Para tanto, apresenta-se nesta seção o método de Galerkin no domínio espectral, no qual as distribuições de corrente $\tilde{J}_x$ e $\tilde{J}_z$ são expandidas em termos de funções de base conhecidas e selecionadas de forma a obter a corrente calculada com a melhor aproximação da distribuição verdadeira:

$$\tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (27)$$

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad (28)$$

onde $\tilde{J}_{xm}$ e $\tilde{J}_{zm}$ são as funções de base, M e N são as quantidades das funções de base $\tilde{J}_z$ e $\tilde{J}_x$ e, c_m e d_m são os coeficientes de ponderação calculados adiante.

Substituindo agora (27) e (28) na matriz 2×2 de (4), chega-se às expressões:

$$\tilde{E}_z = \tilde{Z}_{zz} \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm} + \tilde{Z}_{zx} \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm}, \quad (29)$$

$$\tilde{E}_x = \tilde{Z}_{xz} \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm} + \tilde{Z}_{xx} \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm}, \quad (30)$$

Na sequência do método, deve-se escolher um número adequado de funções de teste, multiplicar cada uma delas por (29) e (30) e efetuar o somatório para α_n no intervalo entre $-\infty$ e ∞ . O número de funções de teste é determinado de modo a garantir a obtenção do mesmo número de equações e incógnitas e, segundo Itoh e Mittra (1974), tais funções são os complexos conjugados das funções de base utilizadas, chamadas de $\tilde{J}_{zp}^*$ e $\tilde{J}_{xq}^*$.

Desse modo, multiplica-se (29) por $\tilde{J}_{zp}^*$ e (30) por $\tilde{J}_{xq}^*$:

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_z \tilde{J}_{zp}^* = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^* \left[\tilde{Z}_{zz} \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm} + \tilde{Z}_{zx} \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm} \right], \quad (31)$$

$$\sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_x \tilde{J}_{xq}^* = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xq}^* \left[\tilde{Z}_{xz} \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm} + \tilde{Z}_{xx} \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm} \right], \quad (32)$$

para $p = 1, 2, \dots, M$ e $q = 1, 2, \dots, N$.

Em seguida, aplica-se o teorema de Parseval para o lado esquerdo de (31) e (32):

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_z \tilde{J}_{zp}^* = 2L \int_{-L}^L E_z J_{zp}^* dx = 0, \quad (33)$$

$$\sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_x \tilde{J}_{xq}^* = 2L \int_{-L}^L E_x J_{xq}^* dx = 0. \quad (34)$$

Tal situação é aplicada pois as funções de base devem se aproximar ao máximo da distribuição verdadeira, ou seja, na interface entre as camadas onde estão dispostos os eletrodos as componentes de densidade linear de corrente devem ser nulas fora da fita metálica e não-nulas sobre ela. Além disso, sobre a fita metálica não há componentes tangenciais de campo, mas apenas onde não há, o que leva as integrais do lado direito de (33) e (34) a serem nulos. Assim, (31) e (32) conduzem à:

$$\sum_{m=1}^M K_{pm}^{zz} c_m + \sum_{m=1}^N K_{pm}^{zx} d_m = 0, \quad (35)$$

$$\sum_{m=1}^M K_{qm}^{xz} c_m + \sum_{m=1}^N K_{qm}^{xx} d_m = 0, \quad (36)$$

para $p = 1, 2, \dots, M$ e $q = 1, 2, \dots, N$ e onde:

$$K_{pm}^{zz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (37)$$

$$K_{pm}^{zx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad (38)$$

$$K_{pm}^{xz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (39)$$

$$K_{qm}^{xx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n). \quad (40)$$

De posse de (37)-(40), é possível reescrever essas equações na forma matricial de um sistema $(M + N) \times (M + N)$:

$$\begin{bmatrix} K_{11}^{zz} & \dots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \dots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \dots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ K_{M1}^{zz} & \dots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \dots & K_{MN}^{zx} \\ K_{11}^{xz} & \dots & K_{1M}^{xz} & K_{11}^{xx} & \dots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \dots & \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ K_{N1}^{xz} & \dots & K_{NM}^{xz} & K_{N1}^{xx} & \dots & K_{NN}^{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_M \\ d_1 \\ \vdots \\ d_N \end{bmatrix} = K(\beta) \begin{bmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_M \\ d_1 \\ \vdots \\ d_N \end{bmatrix} = 0. \quad (41)$$

Este sistema homogêneo tem solução não-trivial se e somente se:

$$\det[K(\beta)] = 0. \quad (42)$$

Para cada frequência ω determina-se a constante de fase β extraindo-se as raízes de (42). Uma vez obtido o valor de β , procede-se o cálculo dos coeficientes de ponderação c_m e d_m de (41), e então, têm-se as transformadas $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ e $\tilde{J}_x(\alpha_n)$ em (27) e (28), respectivamente. Finalmente, através da transformada inversa de Fourier determina-se a distribuição de corrente na fita, $J_z(x)$ e $J_x(x)$.

Cabe novamente ressaltar que, para a estrutura CPW, o método de Galerkin será aplicado levando em consideração a expansão do campo elétrico nas fendas, de modo que as componentes de campo elétrico são escritas na forma:

$$E_z(x) = \sum_{m=1}^M d_m E_{zm}, \quad (43)$$

$$E_x(x) = \sum_{m=1}^N c_m E_{xm}, \quad (44)$$

onde c_m e d_m apresentam-se agora associados às direções x e z , respectivamente. Isto ocorre para que c_m se mantenha associado às componentes significativas de campo.

2.3 Seleção das funções de base

O processo de escolha das funções de base, em primeira análise, pode ser arbitrário, desde que se garanta que as mesmas sejam não-nulas na região da fita metálica ($|x| < w/2$) e que permitam que ocorra uma aproximação da real distribuição de densidade superficial de corrente.

Entretanto, uma maior precisão e convergência adequada do método de ADE depende da adequada seleção dessas funções. Sendo assim, Jansen (1978) estabeleceu critérios para que se faça a seleção mais adequada dessas funções:

1. As funções de base devem ser não-nulas apenas sobre a fita condutora;
2. Para que haja rápida convergência, as funções de base devem atender à condição de borda:

$$J_x = |x - x_e|^{1/2}, \quad (45)$$

$$J_z = |x - x_e|^{-1/2}, \quad (46)$$

nas vizinhanças da borda x_e ;

3. As funções de base devem ser contínuas até a segunda derivada para que se evitem soluções não-físicas;
4. O conjunto das funções de base deve ser completo, a fim de obter a aproximação da solução exata com qualquer grau de precisão por meio do aumento do número de funções de base utilizadas;
5. A transformada de Fourier das funções de base escolhidas devem ser calculáveis analítica ou numericamente com facilidade.

A escolha das funções de base pode variar dependendo do problema abordado, todavia, as funções denominadas Maxwell-trigonométrica (ITOH, 1989) e Maxwell-Chebyshev (MCKINZIE; ALEXOPOULOS, 1992) mostram-se eficientes. Neste trabalho, optou-se pelo uso das funções de Maxwell-Chebyshev:

$$J_{zm}(x) = \frac{T_{m-1}(2x/w)}{\sqrt{1 - (2x/w)^2}}, \quad (47)$$

$$J_{xm}(x) = U_{m-1}\left(\frac{2x}{w}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}, \quad (48)$$

onde T_m e U_m são polinômios de Chebyshev de primeira e segunda espécie, respectivamente, e ordem m , de maneira que $m = 1, 2, \dots$.

As transformadas de Fourier de (47) e (48) apresentam solução analítica, dadas através de:

$$\tilde{J}_{zm}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{\pi w}{2} J_{m-1}\left(\left|\frac{\alpha_n w}{2}\right|\right), \quad (49)$$

$$\tilde{J}_{xm}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{m\pi w}{2} \frac{J_m(\alpha_n w/2)}{|\alpha_n w/2|}, \quad (50)$$

no qual $J_m(\cdot)$ é uma função de Bessel de primeira espécie e ordem m e $\text{sgn}(\cdot)$ é a função sinal.

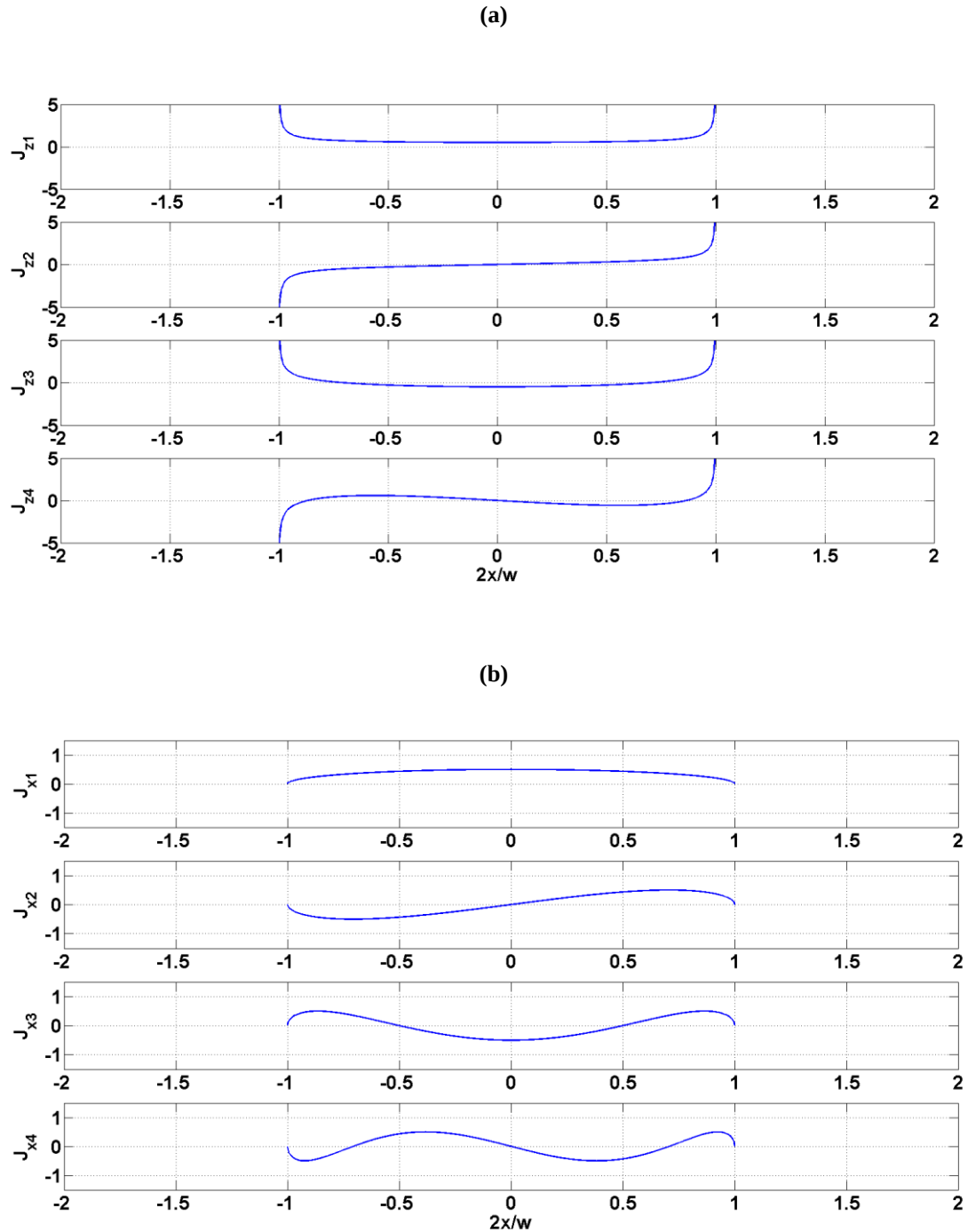
As funções de Maxwell-Chebyshev podem ser aplicadas a quaisquer estruturas como microlinha, CPS e CPW, cada qual com suas particularidades.

A figura 6 apresenta a distribuição de densidades de correntes de base J_{zm} e J_{xm} em função de x , para as quatro primeiras componentes de uma microlinha comprovando serem adequadas aos critérios de (45) e (46), sendo J_{xm} nula na região de borda e J_{zm} singular para a mesma região.

Vale destacar que, após a determinação do valor de β para uma dada frequência, é possível calcular os valores dos coeficientes c_m e d_m do sistema homogêneo (41).

Para tanto, normaliza-se o sistema utilizando c_1 como coeficiente de normalização, tornando o sistema não-homogêneo e, portanto, passível de solução através do método dos mínimos quadrados (DRAPER; SMITH, 1981).

Figura 6 - Distribuição de densidades de correntes de base do tipo Maxwell-Chebyshev. (a) Quatro primeiras componentes longitudinais. (b) Quatro primeiras componentes transversais.



Fonte: Elaboração do autor

2.4 Impedância característica em estruturas planares multicamadas

Segundo Sadiku (2007), uma linha de transmissão TEM apresenta a definição de impedância característica única, sendo esta a razão entre os fasores da onda de tensão e da onda de corrente medida em qualquer ponto da linha, quando a mesma tem comprimento infinito ou

está conectada a uma carga casada. Quando não ocorre o casamento de impedâncias entre linha e carga ou entre linha e gerador, ou seja, se a impedância característica da linha for diferente da impedância de carga ou diferente da impedância interna do gerador, ocorre a reflexão de parte da potência transmitida. Por este motivo, visando maximizar a transferência de potência e minimizar o desperdício de energia, torna-se importante determinar a impedância característica de uma estrutura de transmissão.

Neste ponto, cabe ressaltar que, ao contrário da linha TEM, a definição de impedância característica no caso de modo híbrido não é única, não apresentando significado físico rigoroso. Assim, aplicando-se diferentes formas possíveis do cálculo de impedância que são utilizadas para um modo TEM ($Z = V/I$, $Z = 2P/I^2$, $Z = V^2/2P$) relacionando o fasor da onda de tensão entre condutores V , o fasor da onda de corrente I e a potência média transmitida P , chega-se a diferentes resultados para uma linha planar (BREWS, 1987). De acordo com a estrutura analisada um dos possíveis cálculos de impedância é aplicado, optando-se por aquela expressão que resulta mais próxima de resultados experimentais.

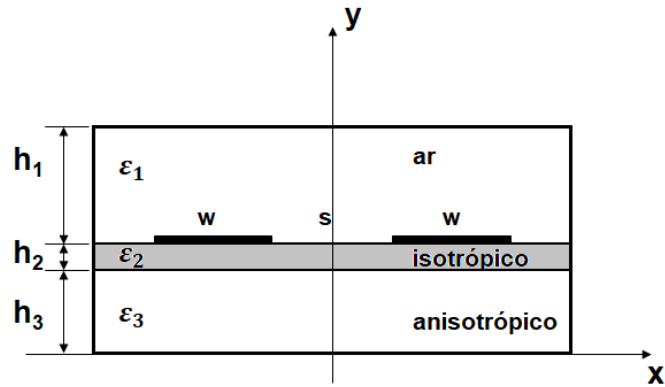
Por exemplo, para uma estrutura CPS multicamadas, a impedância pode ser calculada por:

$$Z_0 = \frac{P_{avg}}{\eta |I_z|^2} , \quad (51)$$

sendo o fator $\eta = 1$ para CPS, enquanto $\eta = 1/2$ é usado para a microlinha.

Assim, para que se compreenda o procedimento do cálculo da impedância característica será tomado como exemplo uma estrutura CPS de três camadas como da Figura 7, com eletrodo de largura w , separados entre si pela distância (*gap*) s .

Figura 7 - Estrutura CPS blindada com três camadas e *buffer-layer*.



Fonte: Elaboração do autor

A partir de (51) é necessário efetuar o cálculo da potência média transmitida (P_{avg}) e da corrente elétrica, I_z .

A potência média transmitida nesta situação é dada pela relação:

$$P_{avg} = \frac{1}{4L} \Re \left\{ \sum_{-\infty}^{\infty} (E_{h1} + E_{h2} + E_{h3}) \right\}, \quad (52)$$

onde:

$$E_{h1} = \int_{h_2+h_3}^b (\tilde{E}_{x1} \tilde{H}_{y1}^* - \tilde{E}_{y1} \tilde{H}_{x1}^*) dy, \quad (53)$$

$$E_{h2} = \int_{h_3}^{h_2+h_3} (\tilde{E}_{x2} \tilde{H}_{y2}^* - \tilde{E}_{y2} \tilde{H}_{x2}^*) dy, \quad (54)$$

$$E_{h3} = \int_0^{h_3} (\tilde{E}_{x3} \tilde{H}_{y3}^* - \tilde{E}_{y3} \tilde{H}_{x3}^*) dy, \quad (55)$$

e sendo $b = h_1 + h_2 + h_3$ e $\Re\{\cdot\}$ é o operador real.

É importante destacar que as expressões que resultam em E_{h1} , E_{h2} e E_{h3} através do método ADE além de extensas aplicam grande esforço matemático para serem obtidas.

Também, tratam-se de expressões já conhecidas na literatura, de modo que serão omitidas neste trabalho, podendo ser obtidas, bem como todo o procedimento matemático necessário, em Kitano (2001).

Após o cálculo de P_{avg} são determinados os coeficientes c_m e d_m , podendo, por exemplo, serem normalizados em relação à c_1 . Usualmente, tais coeficientes são calculados usando o método de mínimos quadrados.

Para tanto, considera-se (41) reescrita como:

$$\begin{bmatrix} K_{12}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{M2}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} \\ K_{12}^{xz} & \cdots & K_{1M}^{xz} & K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{N2}^{xz} & \cdots & K_{NM}^{xz} & K_{N1}^{xx} & \cdots & K_{NN}^{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c'_2 \\ \vdots \\ c'_M \\ d'_1 \\ \vdots \\ d'_N \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} K_{11}^{zz} \\ \vdots \\ K_{M1}^{zz} \\ K_{11}^{xz} \\ \vdots \\ K_{N1}^{xz} \end{bmatrix}, \quad (56)$$

sendo $c'_i = c_i/c_1$, para $i = 2, 3, \dots, M$ e $d'_i = d_i/c_1$, para $i = 2, 3, \dots, N$.

Considerando (56), de forma simplificada, como:

$$[K_2][c'] = [K_1], \quad (57)$$

os coeficientes podem ser calculados por:

$$[c'] = ([K_2]^T [K_2])^{-1} [K_2]^T [K_1]. \quad (58)$$

Em seguida, a corrente elétrica no eletrodo do lado direito da Figura 7 deve ser calculada como:

$$I_z = \sum_{m=1}^M c_m \int_{S/2}^{w+S/2} J_{zm}(x) dx. \quad (59)$$

Aplicando a transformada de Fourier à $J_{zm}(x)$ e considerando os dois intervalos de integração, negativo (entre $-w - S/2$ a $-S/2$) e positivo (entre $S/2$ a $w + S/2$), além da condição $\alpha_n = 0$, obtém-se:

$$I_z = \sum_{m=1}^N c_m \tilde{J}_{zm}^+(\alpha_n = 0), \quad (60)$$

onde $\tilde{J}_{zm}^+$ é a integral efetuada para o intervalo positivo, entre $s/2$ e $w + s/2$.

Para funções de base de Chebyshev, utilizadas neste trabalho, é possível uma simplificação na expressão de modo que:

$$I_z = c_1 \frac{\pi w}{2}. \quad (61)$$

Portanto, para aplicação de funções de Maxwell-Chebyshev, a impedância característica pode ser calculada como:

$$Z_0 = \frac{4P_{avg}}{\eta |\pi w c_1|^2}. \quad (62)$$

2.5 Distribuição de campo elétrico em estruturas planares de guias de onda

O conhecimento sobre a conformação espacial do campo elétrico transversal de uma estrutura mostra-se importante em aplicações em óptica integrada, sendo um dado inicial para a obtenção de grandezas como largura de faixa de modulação, cálculo da tensão de meia onda e potência elétrica de alimentação de moduladores eletroópticos (KIM; RAMASWAMY, 1989).

Assim, a distribuição de campo elétrico em estruturas multicamadas, como por exemplo na Figura 7, podem ser obtidas através do método de ADE aplicando a definição de transformada discreta de Fourier inversa, definida em (2):

$$E_{ti}^{(N)}(x, y) = \frac{1}{T_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{ \tilde{E}_{ti}(\alpha_n, y) e^{-j\alpha_n x} \}, \quad (63)$$

onde $t = x, z$ e $i = 1, 2, \dots, m$, sendo m o número de camadas da estrutura (neste exemplo $m = 3$).

Diante disso, vale destacar que o interesse da análise se concentra na região de ar (região 1) e região de substrato aplicado à óptica integrada com materiais como niobato de lítio, por exemplo (região 3).

Nota-se que, como mencionado na seção 2.4, os coeficientes c_m e d_m são normalizados em relação à c_1 e, portanto, é necessário agora determinar o valor de c_1 para que se obtenha a componente absoluta de campo elétrico:

$$E_{ti}(x, y) = c_1 E_{ti}^{(N)} [\text{V/m}]. \quad (64)$$

A fim de se obter o valor de c_1 é possível aplicar o valor do potencial elétrico de um dos eletrodos de modo que se tenha uma tensão V_x aplicada a este eletrodo de referência (RAILTON; MCGEEHAN, 1989).

Tomando-se dois pontos na estrutura da Figura 7, chamados de A e B, ambos sobre a interface entre as camadas 1 e 2 (onde se encontram os eletrodos) e, sendo A um ponto junto a parede lateral esquerda da estrutura blindada e B um ponto junto ao início do eletrodo do lado esquerdo da estrutura, é possível dizer que, para a componente $E_{x1}(x, y)$:

$$V_x = V_B - V_A = - \int_B^A E_{x1}(x, y) \cdot d\vec{l}. \quad (65)$$

Tomando-se o caminho de integração entre A e B:

$$V_x = V_B - 0 = - \int_{-L}^{-(\frac{S}{2}+w)} E_{x1}(x, h_2 + h_3) \cdot dx. \quad (66)$$

Dessa forma obtém-se uma expressão para c_1 diretamente proporcional a V_x :

$$c_1 = -V_x T_0 \left(\sum_{n=-\infty}^{\infty} C_1(\alpha_n) \right)^{-1}. \quad (67)$$

As expressões de $\tilde{E}_{ti}(\alpha_n, y)$ para os campos transversais e do termo $C_1(\alpha_n)$ são novamente extensas e ocupam grande esforço matemático em sua obtenção, sendo omitidas neste trabalho e, estando à disposição na literatura uma análise mais detalhada, como na referência Kitano (2001).

Vale ressaltar que, análise semelhante pode ser adotada para a componente y e para a região 3, no substrato.

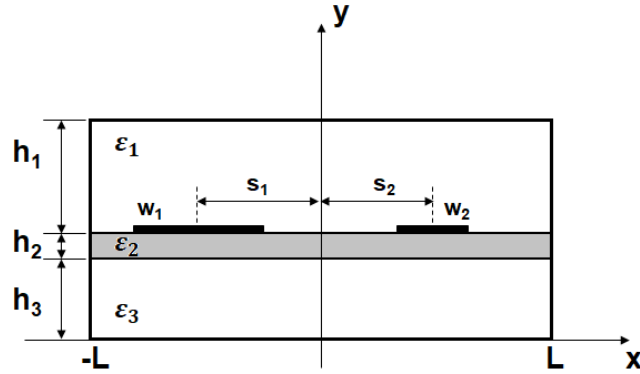
2.6 Assimetria de eletrodos em guias de onda planares

A aplicação de estruturas planares multicamadas em projetos de moduladores ópticos integrados é amplamente conhecida e, em especial, há interesse em explorar a assimetria dos eletrodos nestes projetos, uma vez que isto confere maior flexibilidade ao ajuste de parâmetros do modulador (ZHANG; ENAMI, 2017; GEVORGIAN; MIRONENKO, 1990).

Toda a informação referente à assimetria deve ser inserida nas funções de base, $\tilde{J}_{xm}$ e $\tilde{J}_{zm}$, efetuando sua adequada translação.

Tal procedimento deve ser realizado de modo a garantir que $\tilde{J}_{xm}$ e $\tilde{J}_{zm}$ apresentem valor não-nulo apenas sobre as fitas metálicas da estrutura. Visando ilustrar como efetuar esta operação, toma-se como exemplo a estrutura CPS assimétrica apresentada na Figura 8, a qual foi analisada tomando como base o trabalho desenvolvido por Krowne (2005). Na figura, os eletrodos têm largura w_1 e w_2 , cujos centros estão à distâncias s_1 e s_2 da origem.

Figura 8 - Estrutura CPS assimétrica blindada com três camadas.



Fonte: Elaboração do autor

As distribuições de corrente sobre as fitas podem ser dadas através de:

$$J_z(x) = \sum_{m=1}^M [c_{1m}J_{z1m}(x) + c_{2m}J_{z2m}(x)], \quad (68)$$

$$J_x(x) = \sum_{m=1}^N [d_{1m}J_{x1m}(x) + d_{2m}J_{x2m}(x)], \quad (69)$$

sendo J_{zim} e J_{xim} funções de base relacionadas a J_{zm} e J_{xm} , respectivamente. Ainda, c_{im} e d_{im} são os coeficientes de ponderação, para $i = 1, 2$ representando cada uma das fitas.

As funções de base J_{zim} e J_{xim} são semelhantes àsquelas dadas em (47)-(48), mas levando em consideração agora uma translação de s_i :

$$J_{zim}(x) = \frac{T_{m-1} \left[\frac{2}{w_i}(x - s_i) \right]}{\sqrt{1 - \left[\frac{2}{w_i}(x - s_i) \right]^2}}, \quad (70)$$

$$J_{xim}(x) = U_{m-1} \left[\frac{2}{w_i}(x - s_i) \right] \sqrt{1 - \left[\frac{2}{w_i}(x - s_i) \right]^2}. \quad (71)$$

Ou seja, J_{zim} e J_{xim} são, respectivamente, J_{zm} e J_{xm} transladadas de s_i :

$$J_{zim}(x) = J_{zm}(x \mp s_i), \quad (72)$$

$$J_{xim}(x) = J_{xm}(x \mp s_i), \quad (73)$$

Dependendo se a translação for para a direita ($-$) ou para a esquerda ($+$) da origem.

Para calcular a transformada de Fourier de (68) e (69) é necessário levar em consideração a propriedade de translação, que implica que a transformada de Fourier de uma função $f(x - x_a)$ é dada pela transformada de $f(x)$ multiplicada pelo fator $e^{j\alpha_n x_a}$. Assim, as transformadas de Fourier de (68) e (69) são, respectivamente:

$$\tilde{J}_z(x) = \sum_{m=1}^M [c_{1m} \tilde{J}_{zm} e^{j\alpha_n s_1} + c_{2m} \tilde{J}_{zm} e^{j\alpha_n s_2}], \quad (74)$$

$$\tilde{J}_x(x) = \sum_{m=1}^N [d_{1m} \tilde{J}_{xm} e^{j\alpha_n s_1} + d_{2m} \tilde{J}_{xm} e^{j\alpha_n s_2}]. \quad (75)$$

Uma vez obtidas as distribuições de densidades de correntes transladadas da estrutura, novamente é possível aliar à técnica ADE o método de Galerkin. Nota-se que agora as expressões em (74)-(75) possuem duas parcelas descrevendo $\tilde{J}_z$ e $\tilde{J}_x$ e, dessa maneira, as quantidades de funções de base serão $2M$ e $2N$, respectivamente.

O procedimento para a aplicação do método de Galerkin é semelhante àquele descrito na seção 2.2, de modo a obter um sistema homogêneo $(2M + 2N) \times (2M + 2N)$, agora para uma estrutura com duas fitas metálicas:

$$\sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M K_{jikm}^{zz} c_{im} + \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^N K_{jikm}^{zx} d_{im} = 0, \quad (76)$$

$$\sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^M K_{rivism}^{xz} c_{im} + \sum_{i=1}^2 \sum_{m=1}^N K_{rivism}^{xx} d_{im} = 0, \quad (77)$$

onde

$$K_{jikm}^{zz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zjk}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zim}(\alpha_n), \quad (78)$$

$$K_{jikm}^{zx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zjk}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xim}(\alpha_n), \quad (79)$$

$$K_{rivm}^{xz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xrv}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zim}(\alpha_n), \quad (80)$$

$$K_{rivm}^{xx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xrv}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xim}(\alpha_n), \quad (81)$$

para $j, r = 1, 2$, $k = 1, 2, \dots, M$ e $v = 1, 2, \dots, N$.

Então, na forma matricial, (76) e (77) tornam-se:

$$\begin{bmatrix} K_{jikm}^{zz} & K_{jikm}^{zx} \\ K_{rivm}^{xz} & K_{rivm}^{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{im} \\ d_{im} \end{bmatrix} = [K(\beta)][C] = 0, \quad (82)$$

onde cada termo da matriz $[K(\beta)]$ em (82) pode também ser expresso na forma matricial.

Busca-se então obter as raízes de $\det[K(\beta)] = 0$, determinando assim os valores das constantes de propagação β para cada frequência angular ω .

2.7 Análise de parâmetros característicos de guias de onda planares pelo método da translação

Para realizar o projeto de um modulador eletroóptico é importante compreender o comportamento do guia de onda empregado por onde o feixe óptico irá se propagar. Isso inclui a determinação de alguns parâmetros relevantes para o mesmo, tais como a dispersão, impedância característica e distribuição de campo elétrico.

Assim, aplicando a técnica ADE, já apresentada neste capítulo, foi realizada a análise das curvas de dispersão para estruturas planares assimétricas. Vale ressaltar que uma estrutura CPS admite dois modos de propagação sem frequência de corte, denominados de modos par e ímpar, em estruturas simétricas, e modos c e π , em estruturas assimétricas.

2.7.1 Curvas de dispersão

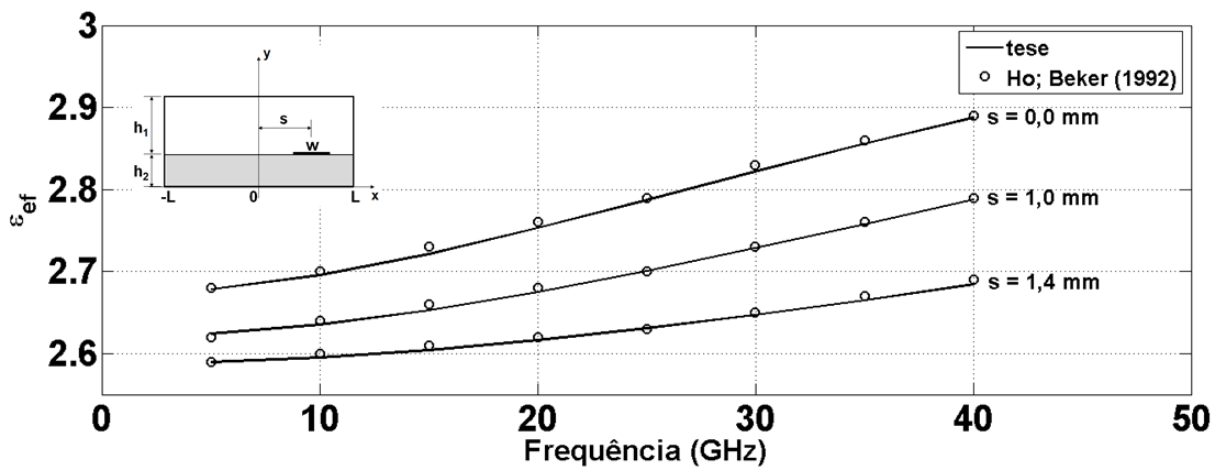
Foram desenvolvidas rotinas numéricas para efetuar a obtenção dos valores de β extraídos de $\det [K(\beta)] = 0$. Os resultados são expressos em função da permissividade elétrica efetiva, ε_{ef} , dada por (COLLIN, 1992):

$$\varepsilon_{ef} = \left(\frac{\beta}{k_0} \right)^2, \quad (83)$$

onde k_0 é a constante de fase no vácuo, $k_0 = \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m e $\varepsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9}$ F/m.

Assim, foi analisada uma estrutura microlinha assimétrica também analisada por Ho e Beker (1992). Trata-se de uma microlinha blindada de duas camadas, com fita metálica $w = 0,508$ mm, substrato anisotrópico em corte-z de espessura $h_2 = 0,508$ mm e $\varepsilon_{\perp} = 5,12$, $\varepsilon_{//} = 3,4$. A espessura de h_1 é de 3,048 mm e o comprimento $2L$ da caixa é de 3,556 mm. Foram feitos estudos para diferentes valores de assimetria da fita, com $s = 0$ mm, $s = 1$ mm e $s = 1,4$ mm. Os resultados são apresentados na Figura 9.

Figura 9 - Curva de dispersão para o modo fundamental da estrutura microlinha assimétrica comparando resultados aos de Ho e Beker (1992).



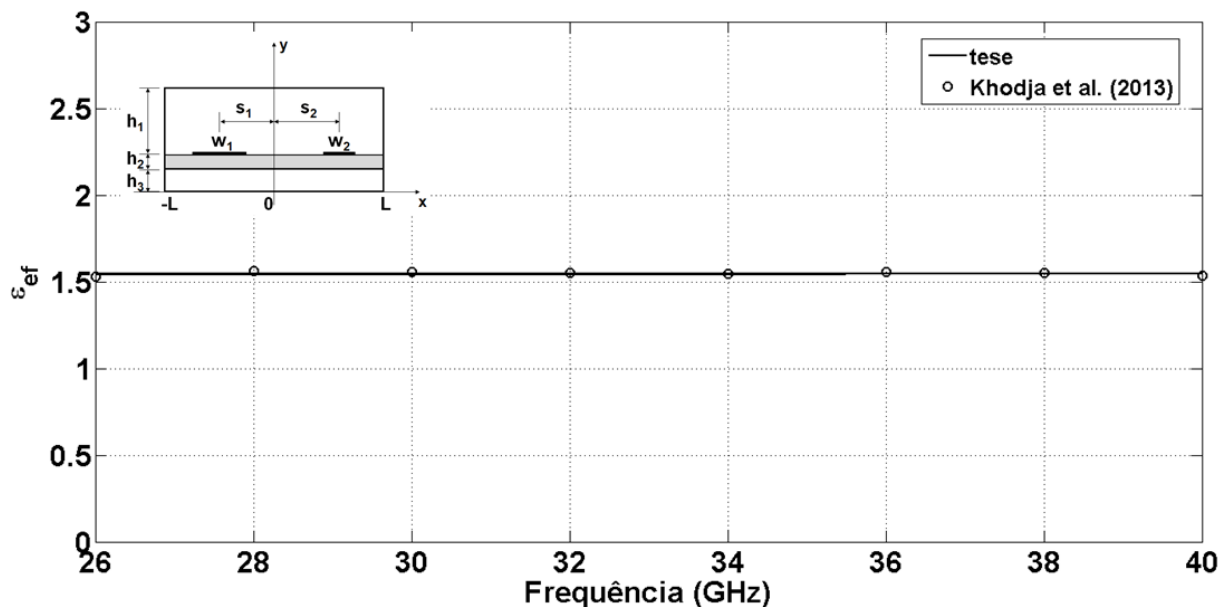
Fonte: Elaboração do autor

Observa-se que os resultados obtidos com o método da translação (linha sólida) se apresentam em conformidade com os resultados de Ho e Beker (1992) (círculos).

Visando a validação da translação das funções de base para análise de curvas de dispersão, foi feito estudo para uma estrutura CPS assimétrica de Khodja et al (2013). Tal estrutura é blindada e possui 3 camadas, sendo as camadas 1 e 3 preenchidas por ar e com espessuras $h_1 = h_3 = 3,429$ mm, respectivamente, enquanto a camada 2 é composta por um material isotrópico com $\epsilon_{r2} = 2,22$ e espessura $h_2 = 0,254$ mm. As larguras da caixa metálica e dos eletrodos são $2L = 3,556$ mm e $w_1 = w_2 = 0,08$ mm, respectivamente. Os deslocamentos dos centros das fitas são $s_1 = 1,265$ mm e $s_2 = -0,735$ mm (ambos para o lado esquerdo da origem). O processamento numérico é realizado entre 26 GHz e 40 GHz.

Na Figura 10 são apresentados os resultados para o modo- π fundamental onde, novamente se mostram condizentes com àqueles obtidos por Khodja et al. (2013). Dessa forma evidencia-se que a translação das funções de base como forma de lidar com a assimetria de eletrodos em guias de ondas planares se mostra eficiente para o cálculo de β e, conseqüentemente, para a análise de dispersão desses guias.

Figura 10 - Curva de dispersão para o modo- π fundamental da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Khodja et al. (2013).



Fonte: Elaboração do autor

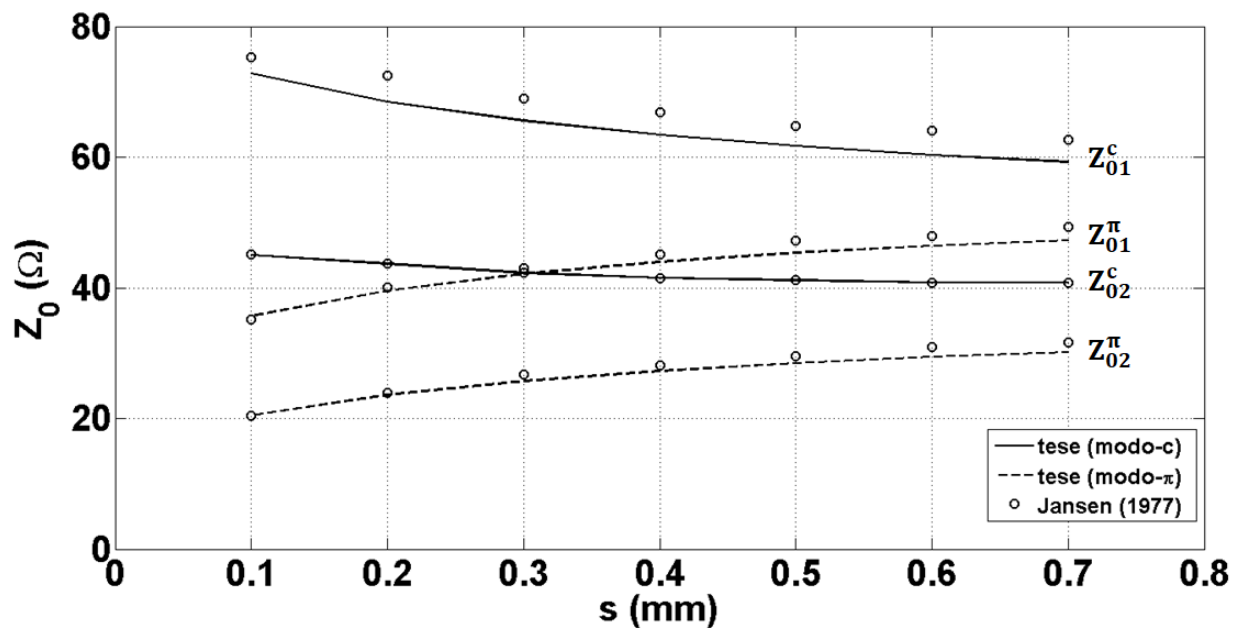
2.7.2 Impedância Característica

De modo semelhante à análise realizada em 2.7.1, foi desenvolvida uma rotina numérica visando calcular a impedância característica de estruturas planares com eletrodos assimétricos aplicando a translação das funções de base. Novamente essas rotinas foram aplicadas às guias de ondas planares presentes na literatura.

Assim, inicialmente foi realizado o cálculo da impedância característica de uma estrutura CPS assimétrica de duas camadas analisada por Jansen (1977). Recordar-se novamente que ela admite dois modos de propagação sem frequência de corte, modo c e modo π . Esta estrutura apresenta fitas metálicas de largura $w_1 = 0,6$ mm e $w_2 = 1,2$ mm, substrato isotrópico com $h_2 = 0,635$ mm e $\epsilon_{r2} = 9,7$ e o espaçamento entre as fitas varia entre 0,1 mm e 0,7 mm. Por se tratar de uma estrutura aberta, é possível aplicar a análise efetuada para uma estrutura blindada, admitindo para tanto, $L = 1$ m e $h_1 = 2$ m, dimensões muito maiores que o restante da CPS.

Os resultados dessa análise encontram-se na Figura 11, onde se têm para cada fita duas impedâncias, uma relativa ao modo c e outra ao modo π .

Figura 11 - Curva de impedância para os modos c e π da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Jansen (1977).

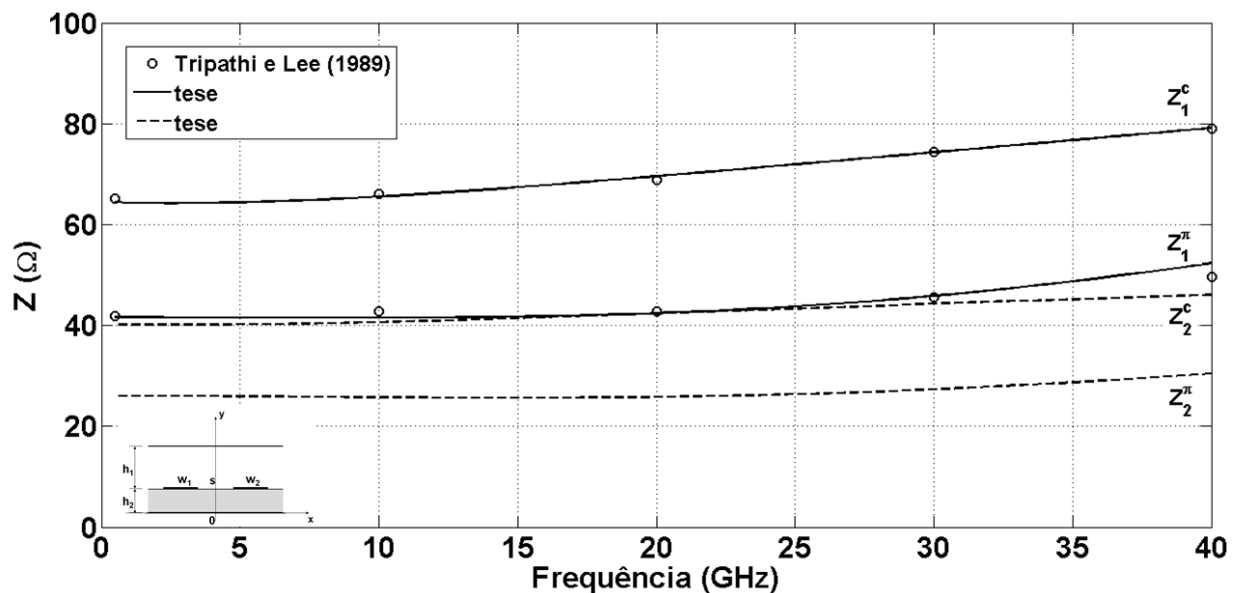


Fonte: Elaboração do autor

Os resultados da Figura 11 mostram uma boa concordância entre a técnica aplicada (linha cheia) e os resultados obtidos na literatura (cículos), mostrando que para o cálculo da impedância característica a translação das funções de base, conforme já citada, mostram-se adequadas.

Ainda buscando essa validação, foi analisada a estrutura CPS assimétrica proposta por Tripathi e Lee (1989). Nesta estrutura, as fitas metálicas apresentam larguras $w_1 = 0,6$ mm e $w_2 = 1,2$ mm, respectivamente, com distâncias $s_1 = -0,45$ mm e $s_2 = 0,75$ mm. Este guia é formado por duas camadas, uma de ar ($\epsilon_{r1} = 1,0$) e um substrato isotrópico ($\epsilon_{r2} = 9,8$), com espessuras $h_1 = 20$ mm e $h_2 = 0,635$ mm. Por tratar-se de um CPS com tampas superior e inferior apenas e laterais abertas, novamente foi utilizado um comprimento que fosse superior às demais dimensões da estrutura, de forma a adaptar a solução desenvolvida a este caso. Assim, foi utilizado $L = 1$ m. Os resultados obtidos são apresentados na Figura 12, onde se nota novamente boa compatibilidade com àqueles apresentados por Tripathi e Lee (1989).

Figura 12 - Curva de impedância para os modos c e π da estrutura CPS assimétrica comparando resultados aos de Tripathi e Lee (1989).



Fonte: Elaboração do autor

Comprovou-se então que a aplicação da translação das funções de base para o cálculo da impedância característica de estruturas planares com assimetria de eletrodos apresenta resultados com razoável precisão e concordância com aqueles apresentados na literatura.

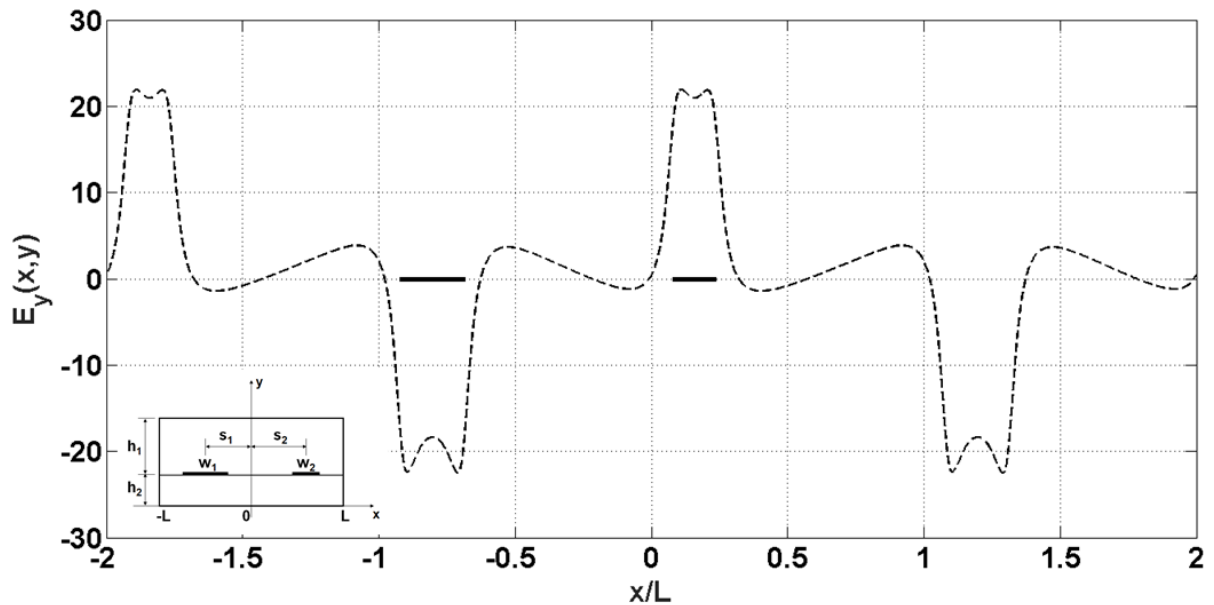
2.7.3 Distribuição de campo elétrico

Até o presente momento o método de translação apresentou bons resultados para a obtenção de curvas de dispersão e impedância característica de estruturas planares. Contudo, a análise de distribuição de campo elétrico em estruturas assimétricas apresentará deficiências ao aplicar este método, falhando no cumprimento de condições de contorno, como será visto na sequência deste trabalho.

Do eletromagnetismo tem-se que as condições de fronteira em um condutor elétrico perfeito devem apresentar componentes tangenciais de campo elétrico nulas. Tal condição deverá ser respeitada na análise de distribuição de campo elétrico em guias de ondas planares com eletrodos assimétricos.

Assim, com o intuito de efetuar a validação do método de translação das funções de base para este tipo de análise tomou-se uma estrutura CPS assimétrica com excessiva assimetria de eletrodos. Esta estrutura apresenta duas camadas isotrópicas, de ar ($\epsilon_{r1} = 1,0$) e de substrato ($\epsilon_{r2} = 24,5$), com espessuras de $h_1 = 2,54$ mm e $h_2 = 254$ μ m, respectivamente. As fitas metálicas apresentam larguras de $w_1 = 300$ μ m e $w_2 = 200$ μ m, com respectivos deslocamentos de seus centros nas posições $s_1 = 1020$ μ m e $s_2 = 200$ μ m. A largura da caixa da estrutura é de $2L = 2,54$ mm. Para uma frequência de 1 GHz foi aplicada (63) considerando o modo π do guia e $y = 300$ μ m, ou seja, na região de ar da estrutura, 46 μ m acima da interface entre ar e substrato. Os resultados obtidos para a distribuição de campo elétrico normalizado aplicando o método da translação encontram-se na Figura 13.

Figura 13 - Distribuição de campo elétrico obtido pelo método da translação.



Fonte: Elaboração do autor

Observando a Figura 13 nota-se que as condições de contorno citadas anteriormente não foram atendidas pois, $E_{y1} \neq 0$ em $x/L = \pm 1$, ou seja, o campo tangencial não é nulo junto às paredes metálicas da estrutura. Além disso, a fita metálica 2 apresenta-se a uma distância da parede da caixa que deveria proporcionar linhas de campo menos inclinadas nesta região e, conseqüentemente, menores valores de E_{y1} .

Assim, o resultado apresentado na Figura 13 não é válido. Isto decorre das funções de base utilizadas no método da translação, pois estruturas como a CPS blindada apresentam periodicidade $T_0 = 2L$ (ITOH, 1989). Em estruturas simétricas aplica-se a transformada discreta de Fourier apenas dentro da caixa metálica, uma vez que a expressão de α_n já insere as informações de periodicidade e paredes metálicas (graças à simetria par ou ímpar das distribuições de campo). Já quando se analisam estruturas assimétricas a expressão de α_n impõe a periodicidade de $T_0 = 4L$, mas não delimita as condições de contorno, fazendo com que as translações das funções de base simétricas não permitam uma correta obtenção das funções de base assimétricas.

Para uma correta análise das funções de base em uma estrutura assimétrica é necessário ampliar a formulação, incluindo nele o elemento imagem das funções de base, considerando assim a parcela de J_{zm} e J_{xm} que se encontra fora da caixa metálica (KITANO, 2001). Para tanto, deverá ser aplicado o método das imagens clássico no eletromagnetismo (COLLIN, 1992)

e, desta forma obter expressões de funções de base que também satisfaçam as condições de contorno (KITANO, 2001).

3 Método das imagens

Conforme abordado no capítulo 2, estruturas planares multicamadas com distribuição assimétrica de eletrodos garantem um grau de liberdade a mais na configuração de parâmetros de um projeto de modulador (KITANO, 2001). Entretanto, já foi abordada também a dificuldade encontrada na análise deste tipo de estrutura utilizando funções de base que aplicam a translação dessas funções.

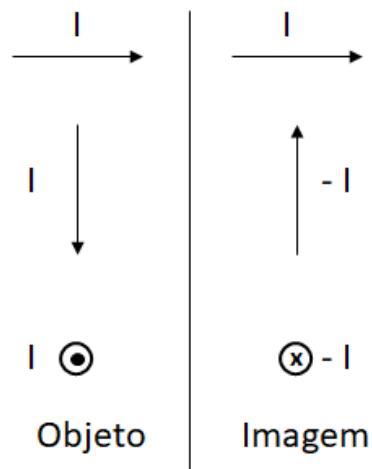
Deste modo, foi abordado ao final do capítulo 2 a aplicação do clássico método das imagens como forma de aplicar a transformada discreta de Fourier sobre J_{zm} e J_{xm} para um intervalo entre $-2L$ e $2L$. Portanto, este capítulo destina-se a apresentar o método das imagens aplicado à técnica ADE, garantindo que as condições de contorno sejam atendidas nas funções de base, como não ocorre na translação das funções.

3.1 Método das imagens aplicado à ADE

A teoria de imagens pode ser aplicada à resolução de diversos problemas no eletromagnetismo, incluindo aqueles onde o campo de uma região do espaço pode ser determinado através do conhecimento do campo ao longo do contorno da região, sendo chamado de classe de problemas de valores de contorno, onde, para esta situação, o contorno é um plano condutor perfeito.

Tais condições de contorno impõem que as componentes tangenciais de campo elétrico sejam nulas sobre o condutor. Por outro lado, um elemento de fonte irradiante e seu elemento imagem produzem componentes tangenciais nulas de campo elétrico ao longo do plano entre eles. Assim, a solução deste problema resulta também em solução a um elemento de corrente adjacente a um plano condutor, segundo a propriedade da unicidade. Na Figura 14 é apresentado um resumo do método das imagens da orientação do conjunto objeto-imagem dos elementos de corrente (COLLIN, 1992).

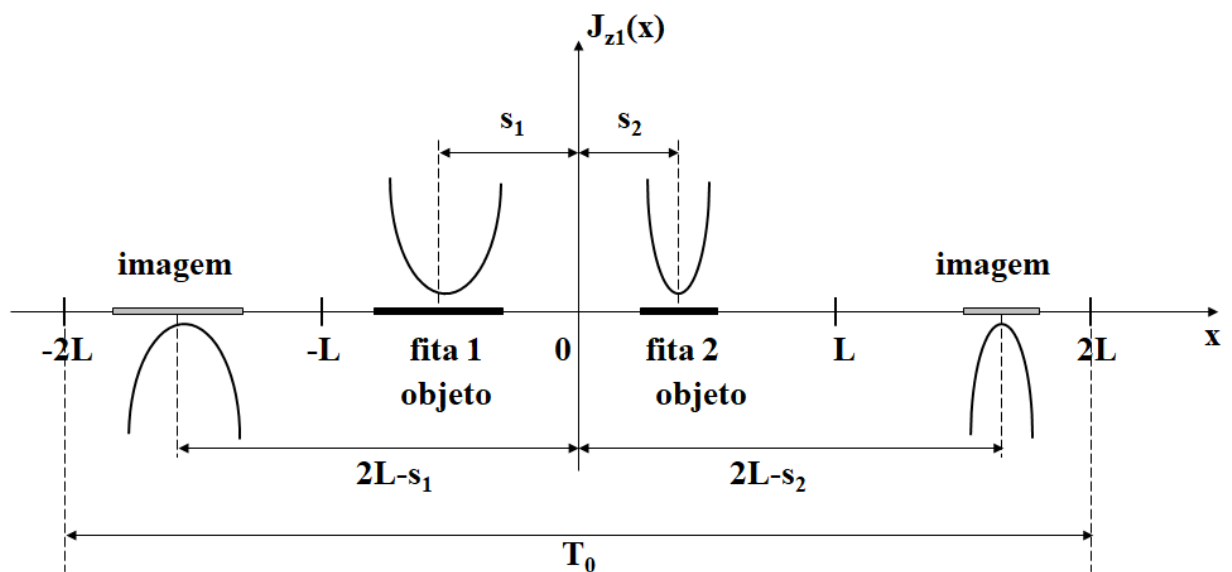
Figura 14 - Resumo do método das imagens para as orientações dos elementos de corrente.



Fonte: Elaboração do autor

Deste modo, as funções de base para densidades de corrente que atendam às regras de simetria da teoria das imagens são capazes de garantir as condições de contorno desejadas em torno de $x = \pm L$, conforme se observa na Figura 15.

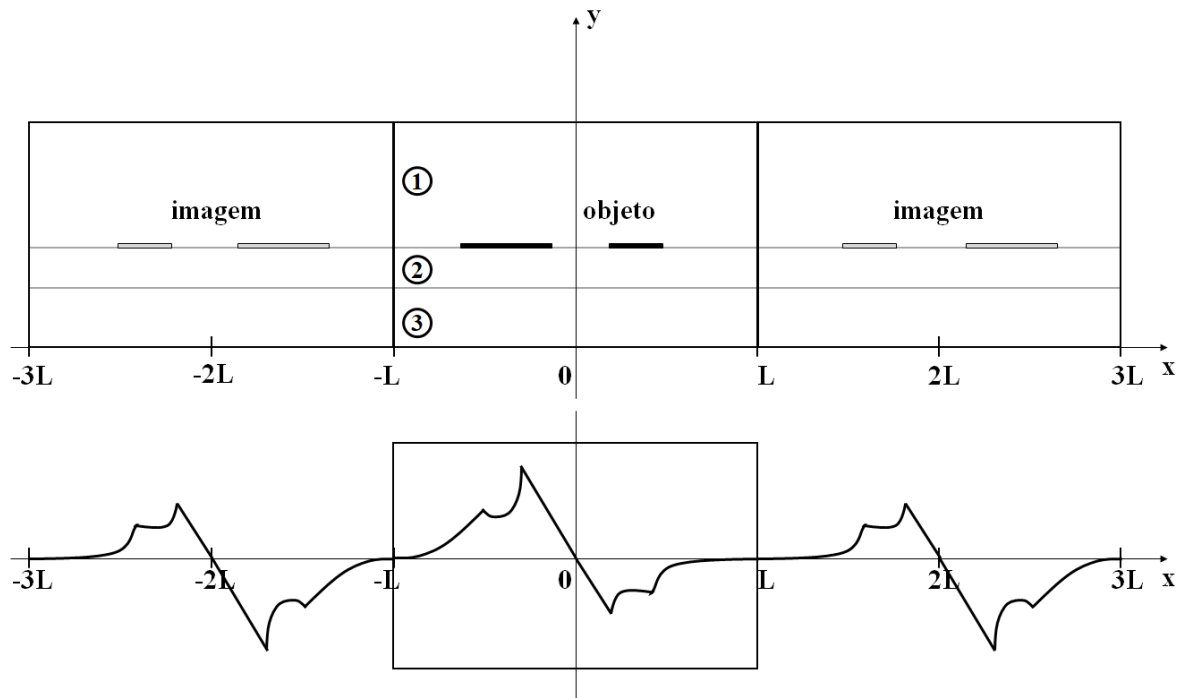
Figura 15 - Distribuição da componente longitudinal da densidade de corrente de base J_{z1} de um CPS blindado aplicando o método das imagens.



Fonte: Elaboração do autor

Nota-se que as orientações do par objeto-imagem seguem as orientações apresentadas na Figura 14. Portanto, é possível inferir que as paredes metálicas laterais presentes em $x = \pm L$ sejam retiradas e substituídas por uma rede infinita de pares objeto-imagem com periodicidade $T_0 = 4L$, ainda obedecendo as orientações da Figura 14. Tal representação pode ser observada na Figura 16, onde também se apresenta um esboço da forma de onda da componente $E_y(x)$, obedecendo a condição de valores nulos em $x = \pm L, \pm 2L$, etc., a partir da adequada seleção das funções de base.

Figura 16 - Rede infinita de elementos objeto-imagem ao longo da direção x.



Fonte: Elaboração do autor

3.2 Método das imagens aplicado às funções de base

As funções de base da componente longitudinal da densidade de corrente, J_{zm} , foram apresentadas inicialmente na Figura 6(a), onde se nota uma simetria par e ímpar para valores de m ímpar e par, respectivamente. Assim, partindo-se de J_{z1} (com simetria par), que, por conveniência, será chamado de f_{z1} , aplica-se o método das imagens obtendo-se então o

elemento objeto-imagem para uma fita que teve seu centro transladado para a posição s . Esta função do par objeto-imagem pode agora ser descrita em termos de f_{z1} :

$$J_{z1} = f_{z1}(x - s) - f_{z1}[x - (2L - s)], \quad (84)$$

com período de $T_0 = 4L$, lembrando-se que agora s refere-se à distância do centro da fita à origem, ao contrário do gap na Figura 7. Aplicando a transformada discreta de Fourier a (84) e, levando em consideração novamente o teorema de translação, tem-se:

$$\tilde{J}_{z1}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z1}(\alpha_n)[e^{j\alpha_n s} - e^{-j\alpha_n s} e^{j\alpha_n 2L}]. \quad (85)$$

Retomando (3), observa-se que $\alpha_n 2L = n\pi$, o que implica em $e^{j\alpha_n 2L} = e^{jn\pi} = (-1)^n$. Portanto, é possível reescrever (85):

$$\tilde{J}_{z1}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z1}(\alpha_n)\{[1 - (-1)^n] \cos(\alpha_n s) + j[1 + (-1)^n] \sin(\alpha_n s)\}, \quad (86)$$

ou ainda:

$$\tilde{J}_{z1}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z1}(\alpha_n)g(s), \quad (87)$$

onde

$$g(s) = [1 - (-1)^n] \cos(\alpha_n s) + j[1 + (-1)^n] \sin(\alpha_n s). \quad (88)$$

O fator apresentado em (88) traz as informações a respeito da assimetria da fita ($s \neq 0$) e da dependência objeto-imagem (KITANO, 2001).

A repetição deste procedimento para qualquer função de base f_{zm} que também apresente simetria par irá gerar o fator $g(s)$, de (88), na análise.

Para uma função J_{zm} com simetria ímpar, por exemplo, J_{z2} , também pode ser aplicado o método das imagens. Por conveniência a função será agora chamada de f_{z2} e será obtido um par objeto-imagem novamente. Neste caso haverá apenas uma translação de f_{z2} , com soma de sinais, de modo que poderá ser escrito como:

$$J_{z2} = f_{z2}(x - s) + f_{z2}[x - (2L - s)], \quad (89)$$

e, novamente aplicando a transformada discreta de Fourier e o teorema da translação, obtém-se:

$$\tilde{J}_{z2}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z2}(\alpha_n)[e^{j\alpha_n s} + e^{-j\alpha_n s}e^{j\alpha_n 2L}]. \quad (90)$$

Assim como desenvolvido no caso de simetria par, $e^{j\alpha_n 2L} = e^{jn\pi} = (-1)^n$ e, portanto:

$$\tilde{J}_{z2}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z2}(\alpha_n)\{[1 + (-1)^n] \cos(\alpha_n s) + j[1 - (-1)^n] \sin(\alpha_n s)\}, \quad (91)$$

ou ainda

$$\tilde{J}_{z2}(\alpha_n) = \tilde{f}_{z2}(\alpha_n)h(s), \quad (92)$$

sendo o fator $h(s)$ dado por:

$$h(s) = [1 + (-1)^n] \cos(\alpha_n s) + j[1 - (-1)^n] \sin(\alpha_n s). \quad (93)$$

Analogamente às funções de simetria par, $h(s)$ surgirá ao se aplicar o método das imagens em qualquer f_{zm} de simetria ímpar.

É importante ressaltar que os fatores $g(s)$ e $h(s)$ são válidos para quaisquer valores de s , sejam eles positivos, negativos ou nulos. Os casos em que s apresentará um valor nulo ocorre quando o centro da fita e da estrutura estão alinhados, como em uma microlinha simétrica. Os valores de s poderão ser positivos ou negativos em situações de assimetria, com o centro da fita metálica transladado para a direita ou esquerda do centro da estrutura, respectivamente.

Em suma, o fator $g(s)$ resulta na translação e inversão de sinal da função f_{zm} de simetria par, enquanto o fator $h(s)$ implica em uma translação de f_{zm} de simetria ímpar, sem inversão de sinal.

Aplicando agora o método das imagens para as funções de base da componente transversal da densidade de corrente, J_{xm} , já apresentadas na Figura 6(b) e chamando as primeiras funções par e ímpar, por conveniência, de f_{x1} e f_{x2} , tem-se os pares objeto-imagem:

$$\tilde{J}_{x1}(\alpha_n) = \tilde{f}_{x1}(\alpha_n)h(s), \quad (94)$$

e

$$\tilde{J}_{x2}(\alpha_n) = \tilde{f}_{x2}(\alpha_n)g(s), \quad (95)$$

sendo os fatores $g(s)$ e $h(s)$ dados por (88) e (93), respectivamente.

Há, portanto, uma inversão nos fatores que acompanham as funções de simetria par e ímpar. Agora $h(s)$ acompanha as funções de simetria par, enquanto $g(s)$ acompanha as funções de simetria ímpar.

A análise desenvolvida para o método das imagens pode ser expandida para estruturas com mais de um eletrodo, considerando nos fatores $g(s)$ e $h(s)$ a translação de cada fita individualmente, substituindo s por s_i , onde i identifica cada uma das fitas da estrutura. Desse modo tem-se as densidades de correntes:

$$\tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M \sum_{i=1}^{NF} [c_{im} \tilde{J}_{zim}(\alpha_n)], \quad (96)$$

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N \sum_{i=1}^{NF} [d_{im} \tilde{J}_{xim}(\alpha_n)], \quad (97)$$

onde NF é o número total de fitas da estrutura, c_{im} e d_{im} são os coeficientes de ponderação associados às funções de base de ordem m da fita i . Ainda, tem-se:

$$\tilde{J}_{zim}(\alpha_n) = \begin{cases} g(s_i) \tilde{f}_{zim}(\alpha_n), & \text{para } m = 1, 3, 5, \dots \\ h(s_i) \tilde{f}_{zim}(\alpha_n), & \text{para } m = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (98)$$

$$\tilde{f}_{xim}(\alpha_n) = \begin{cases} h(s_i)\tilde{f}_{xim}(\alpha_n), & \text{para } m = 1, 3, 5, \dots \\ g(s_i)\tilde{f}_{xim}(\alpha_n), & \text{para } m = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (99)$$

sendo

$$g(s_i) = [1 - (-1)^n] \cos(\alpha_n s_i) + j[1 + (-1)^n] \sin(\alpha_n s_i), \quad (100)$$

$$h(s_i) = [1 + (-1)^n] \cos(\alpha_n s_i) + j[1 - (-1)^n] \sin(\alpha_n s_i), \quad (101)$$

e $\tilde{f}_{zim}$ e $\tilde{f}_{xim}$ são funções de base de cada fita isolada i . Adotando novamente funções do tipo Maxwell-Chebyshev, de forma semelhante a (49) e (50):

$$\tilde{f}_{zim}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{\pi w_i}{2} J_{m-1}\left(\left|\frac{\alpha_n w_i}{2}\right|\right), \quad (102)$$

$$\tilde{f}_{xim}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{m\pi w_i}{2} \frac{J_m(\alpha_n w_i/2)}{|\alpha_n w_i/2|}. \quad (103)$$

3.3 Método de Galerkin aplicado ao método das imagens

O método de Galerkin já foi previamente abordado neste trabalho na seção 2.2, entretanto, ao se abordar o método das imagens foi visto que cada fita metálica da estrutura será tratada como um par objeto-imagem. Portanto, cada fita é tratada de forma independente, possuindo seus próprios coeficientes de ponderação.

Dessa forma, é possível imaginar o método de Galerkin sendo utilizado juntamente com o método das imagens de modo que, cada fita i da estrutura é definida com funções de base compreendendo esse par objeto-imagem e, reescrevendo -se o sistema homogêneo de (76)-(77), considerando agora a quantidade total de fitas da estrutura, NF :

$$\sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^M K_{jikm}^{zz} c_{im} + \sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^N K_{jikm}^{zx} d_{im} = 0, \quad (104)$$

$$\sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^M K_{rvm}^{xz} c_{im} + \sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^N K_{rvm}^{xx} d_{im} = 0. \quad (105)$$

É importante ressaltar que os termos K_{jikm}^{zz} , K_{jikm}^{zx} , K_{rvm}^{xz} e K_{rvm}^{xx} seguem definidos através de (78)-(81), respectivamente e que $j, r = 1, 2, \dots, NF$, $k = 1, 2, \dots, M$ e $v = 1, 2, \dots, N$.

De forma semelhante ao que foi realizado em (82) o sistema formado por (104)-(105) pode ser escrito na forma matricial e, buscando as soluções não-triviais de β deve-se buscar as raízes de $\det[K(\beta)] = 0$. Uma vez obtido os valores de β é possível, através do desenvolvimento de rotinas computacionais e aplicando os procedimentos já apresentados, obter os parâmetros relevantes à estrutura, como dispersão, impedância característica, conformação de campo elétrico, entre outros.

Vale recordar que, para a análise de estruturas CPW aplicando o método das imagens, o procedimento é semelhante. Contudo, como já abordado nesta tese, para esta situação as funções de base são expressas em termos de campo elétrico nos espaçamentos entre os eletrodos, os *gaps*. O método ainda pode ser resumido pela Figura 14, mas utilizando elementos de campo elétrico (em vez de densidade de corrente) nesta situação.

Outra consideração relevante a ser feita é a análise das expressões para o cálculo da impedância característica considerando assimetrias de eletrodos e a aplicação do método das imagens, o que será realizado na próxima seção.

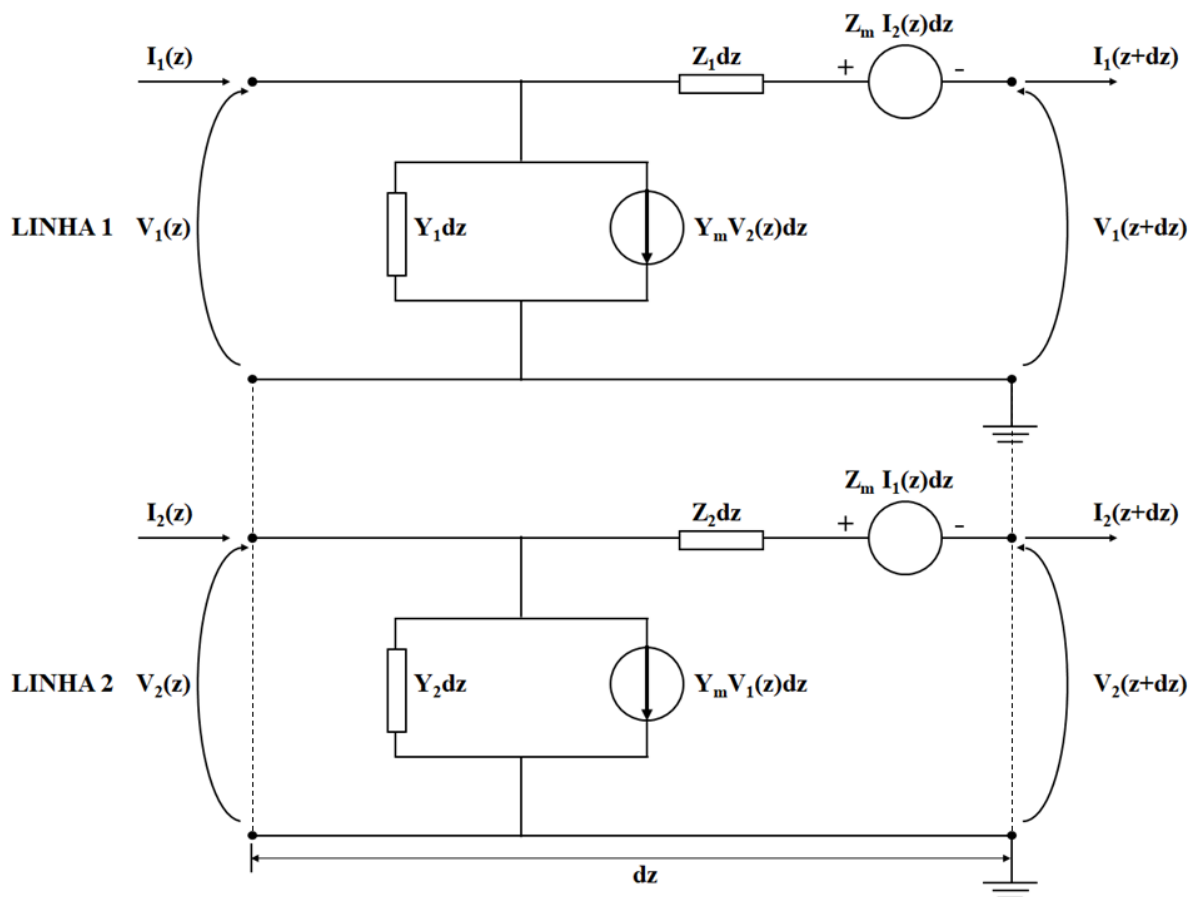
3.4 Cálculo da impedância característica

A distribuição assimétrica de eletrodos em estruturas planares multi-eletrodos produz diferentes resultados de impedância característica para cada eletrodo da estrutura. Por este motivo é importante dedicar especial atenção a este tipo de cálculo, tendo grande atenção estruturas CPS assimétricas por serem amplamente aplicadas em dispositivos de óptica integrada (ZHANG; ENAMI, 2017). Por este motivo este tipo de estrutura será objeto desta análise, apresentando as expressões que levam ao cálculo da impedância característica de uma CPS blindada e assimétrica.

3.4.1 Análise de linhas de transmissão acopladas

Para esta análise considera-se um elemento diferencial associado a duas linhas de transmissão (LTs) acopladas, o qual será utilizado para descrever um CPS blindado. Esta configuração é apresentada na Figura 17 onde a análise circuital apresenta os elementos V_i e I_i que são ondas progressivas de tensão e corrente, respectivamente, em uma fita i , Z_i e Y_i que são a impedância e a admitância intrínsecas das linhas, também da fita i e, Z_m e Y_m que são a impedância e admitância mútuas por unidade de LT.

Figura 17 - Elemento diferencial associado a duas linhas de transmissão acopladas para estudo do CPS assimétrico blindado.



Fonte: Elaboração do autor

Para essa análise toma-se as equações que descrevem duas LTs acopladas com blindagem eletromagnética (TRIPATHI, 1975):

$$-\frac{\partial V_1(z)}{\partial z} = Z_1 I_1(z) + Z_m I_2(z) , \quad (106)$$

$$-\frac{\partial V_2(z)}{\partial z} = Z_2 I_2(z) + Z_m I_1(z) , \quad (107)$$

$$-\frac{\partial I_1(z)}{\partial z} = Y_1 V_1(z) + Y_m V_2(z) , \quad (108)$$

$$-\frac{\partial I_2(z)}{\partial z} = Y_2 V_2(z) + Y_m V_1(z) . \quad (109)$$

Derivando-se (106) e (107) em relação a z e substituindo-se (108) e (109) ao resultado, obtém-se o sistema de equações para tensões em linhas acopladas:

$$\frac{\partial^2 V_1(z)}{\partial z^2} - a_1 V_1(z) - b_1 V_2(z) = 0 , \quad (110)$$

$$\frac{\partial^2 V_2(z)}{\partial z^2} - a_2 V_2(z) - b_2 V_1(z) = 0 , \quad (111)$$

sendo

$$a_1 = Y_1 Z_1 + Y_m Z_m , \quad (112)$$

$$a_2 = Y_2 Z_2 + Y_m Z_m , \quad (113)$$

$$b_1 = Z_1 Y_m + Z_2 Y_m , \quad (114)$$

$$b_2 = Z_2 Y_m + Z_1 Y_m . \quad (115)$$

Assumindo que V_1 e V_2 tenham soluções na forma $e^{-\gamma z}$, sendo γ a constante de propagação longitudinal, o problema de autovalor resultante traz como soluções:

$$\gamma_{1,2} = \pm \gamma_c , \quad (116)$$

$$\gamma_{3,4} = \pm \gamma_\pi , \quad (117)$$

levando a uma solução:

$$\gamma_{c,\pi}^2 = \frac{a_1 + a_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(a_1 + a_2)^2 + 4b_1 b_2} , \quad (118)$$

onde os sinais positivo e negativo relacionam-se, respectivamente, aos modos c e π . Para um caso sem perdas considera-se $\gamma = j\beta$ (TRIPATHI, 1975).

Analisa-se, na sequência, as ondas de tensão e corrente nas linhas para cada solução de onda progressiva com constante de propagação γ_c ou γ_π , lembrando que, como se trata de uma estrutura recíproca, as análises para γ_c e γ_π se aplicam, respectivamente, a $(-\gamma_c)$ e $(-\gamma_\pi)$.

De (110)-(111) e (118) obtêm-se as relações entre as ondas de tensão:

$$\frac{V_2^c}{V_1^c} \equiv R_c = \frac{1}{b_1} (\gamma_c^2 - a_1) , \quad (119)$$

$$\frac{V_2^\pi}{V_1^\pi} \equiv R_\pi = \frac{1}{b_1} (\gamma_\pi^2 - a_1) , \quad (120)$$

onde R_c e R_π são as razões entre as ondas de tensão nas fitas 1 e 2 para os modos c e π , respectivamente.

Agora, de (106) e (107) obtém-se um sistema para as correntes elétricas:

$$I_1^{c,\pi} = \frac{\gamma_{c,\pi}(Z_m V_2^{c,\pi} - Z_1 V_1^{c,\pi})}{Z_1 Z_2 - Z_m^2}, \quad (121)$$

$$I_2^{c,\pi} = \frac{\gamma_{c,\pi}(Z_m V_1^{c,\pi} - Z_1 V_2^{c,\pi})}{Z_1 Z_2 - Z_m^2}, \quad (122)$$

os quais podem ser relacionados para que se obtenha a razão entre as correntes:

$$\frac{I_2^{c,\pi}}{I_1^{c,\pi}} = \frac{Z_m - Z_1 R_{c,\pi}}{Z_m R_{c,\pi} - Z_2}. \quad (123)$$

Conduzindo análise similar, agora para (108)-(109), obtém-se:

$$\frac{I_2^{c,\pi}}{I_1^{c,\pi}} = \frac{Y_2 R_{c,\pi} + Y_m}{Y_m R_{c,\pi} + Y_1}, \quad (124)$$

o que permite igualar (123) e (124) para chegar a:

$$R_c + R_\pi = \frac{Y_2 Z_2 - Y_1 Z_1}{Z_1 Y_m + Y_2 Z_m}, \quad (125)$$

$$R_c R_\pi = - \left(\frac{Z_m Y_1 - Z_2 Y_m}{Z_1 Y_m + Y_2 Z_m} \right). \quad (126)$$

Agora, é possível determinar para cada caso, γ_c e γ_π , as razões entre as respectivas correntes, iniciando-se pelo caso γ_c , aplicando (123) em conjunto a (125)-(126):

$$\frac{I_2^c}{I_1^c} = - \frac{1}{R_\pi}, \quad (127)$$

e, analogamente, analisando o caso γ_π :

$$\frac{I_2^\pi}{I_1^\pi} = -\frac{1}{R_c}. \quad (128)$$

Sequencialmente, são calculadas as impedâncias características de cada linha:

$$Z_{01}^{c,\pi} = \frac{V_1^{c,\pi}}{I_1^{c,\pi}}, \quad (129)$$

$$Z_{02}^{c,\pi} = \frac{V_2^{c,\pi}}{I_2^{c,\pi}}. \quad (130)$$

Aplicando (119)-(121) e (129)-(130) obtém-se:

$$Z_{01}^{c,\pi} = \frac{1}{\gamma_{c,\pi}} \left(Z_1 - \frac{Z_m}{R_{\pi,c}} \right), \quad (131)$$

$$Z_{02}^{c,\pi} = \frac{1}{\gamma_{c,\pi}} (Z_2 - Z_m R_{\pi,c}). \quad (132)$$

Relacionando agora $Z_{01}^{c,\pi}$ e $Z_{02}^{c,\pi}$ através de (123), (127)-(128), (131)-(132) mostra-se que:

$$\frac{Z_{02}^{c,\pi}}{Z_{01}^{c,\pi}} = -R_c R_\pi. \quad (133)$$

Para o caso particular de linhas simétricas, as relações estabelecidas serão $Z_1 = Z_2$ e $Y_1 = Y_2$, o que leva a $R_c = 1$ e $R_\pi = -1$. Associando estes resultados a (129)-(130), chega-se às relações para os modos par e ímpar:

$$\text{modo par} \begin{cases} \frac{V_2^c}{V_1^c} = 1 \\ \frac{I_2^c}{I_1^c} = 1 \end{cases} \quad (134)$$

$$\text{modo ímpar} \begin{cases} \frac{V_2^\pi}{V_1^\pi} = -1 \\ \frac{I_2^\pi}{I_1^\pi} = -1 \end{cases} \quad (135)$$

Aplicando na expressão (133) $R_c = 1$ e $R_\pi = -1$ obtém-se a confirmação de que, para o caso simétrico, as impedâncias características serão iguais.

É possível agora determinar as expressões para o cálculo das impedâncias características de cada uma das linhas, uma vez que as informações estruturais do CPS assimétrico estarão contidas nos parâmetros R_c e R_π , podendo estes serem determinados pela técnica ADE (KITANO, 2001).

3.4.2 Cálculo da impedância característica do CPS assimétrico

A corrente elétrica da fita 1 na Figura 15 é dada pela integral da densidade de corrente na fita objeto (OBJ):

$$I_1 = \int_{OBJ} J_{z1}(x) dx = \sum_{m=1}^M c_{1m} \int_{OBJ} J_{z1m}(x) dx. \quad (136)$$

E, é conhecido da relação apresentada em (1) que, a transformada de Fourier de $J_{z1m}(x)$ é dada através de:

$$\tilde{J}_{z1m}(\alpha_n) = \int_{-T_0/2}^{T_0/2} J_{z1m}(x) e^{j\alpha_n x} dx. \quad (137)$$

Entretanto, deve-se recordar que a densidade de corrente na fita apresenta uma parcela objeto e uma parcela imagem (IMG) e, portanto, tomando isso para (137) em $\alpha_n = 0$, chega-se a:

$$\begin{aligned}
\tilde{J}_{z1m}(\alpha_n = 0) &= \int_{OBJ} J_{z1m}(x)dx + \int_{IMG} J_{z1m}(x)dx \\
&= \tilde{J}_{z1m}^{OBJ}(\alpha_n = 0) + \tilde{J}_{z1m}^{IMG}(\alpha_n = 0).
\end{aligned} \tag{138}$$

Assim, extraindo-se somente a parcela de (138) que nos interessa, ou seja, a parte do objeto, e substituindo em (136) obtém-se:

$$I_1 = \sum_{m=1}^M c_{1m} \tilde{J}_{z1m}^{OBJ}(\alpha_n = 0), \tag{139}$$

e, analogamente para a fita 2:

$$I_2 = \sum_{m=1}^M c_{2m} \tilde{J}_{z2m}^{OBJ}(\alpha_n = 0). \tag{140}$$

Ainda, é possível reescrever $\tilde{J}_{zim}^{OBJ}(\alpha_n = 0)$, onde i identifica as fitas 1 e 2, considerando o teorema de translação e extraindo somente a porção do objeto (por exemplo, ver (84) e (85)), como:

$$\tilde{J}_{zim}^{OBJ}(\alpha_n = 0) = \tilde{f}_{zim} e^{j\alpha_n s_i}, \tag{141}$$

onde $\tilde{f}_{zim}$ são funções de base do tipo Maxwell-Chebyshev dadas em (102) e que também são diretamente proporcionais às funções de Bessel $J_k(\cdot)$, onde $J_k(0) = 1$ e nulo para os demais valores de k . Desse modo, pode-se reescrever novamente:

$$\tilde{J}_{zim}^{OBJ}(\alpha_n = 0) = \begin{cases} \frac{\pi W_i}{2}, & \text{para } m = 1 \\ 0 & \text{para } m = 2, 3, \dots M \end{cases}. \tag{142}$$

Assim, torna-se possível definir novas expressões para (139) e (140):

$$I_1 = c_{11} \left(\frac{\pi w_1}{2} \right), \quad (143)$$

$$I_2 = c_{21} \left(\frac{\pi w_2}{2} \right), \quad (144)$$

válidas para modos π (I_1^π, I_2^π) e c (I_1^c, I_2^c).

Consequentemente, há também novos valores para R_c e R_π descritos em (127) e (128), dados agora por (KITANO, 2001):

$$R_{\pi,c} = -\frac{1}{(C_{21}')^{c,\pi}} \left(\frac{w_1}{w_2} \right), \quad (145)$$

onde $(C_{21}')^{c,\pi}$ é dado por:

$$(C_{21}')^{c,\pi} = \frac{c_{21}^{c,\pi}}{c_{11}^{c,\pi}}, \quad (146)$$

e, este por sua vez, calcula-se solucionando o sistema homogêneo (104)-(105) e calculando-se os coeficientes de ponderação normalizados em relação a $c_{11}^{c,\pi}$.

Finalmente, a potência média total associada ao modo π é calculada por (usar $\eta = 1/2$ para cada fita em (51)):

$$P_{avg}^\pi = \frac{1}{2} Z_{01}^\pi |I_1^\pi|^2 + \frac{1}{2} Z_{02}^\pi |I_2^\pi|^2, \quad (147)$$

que permite, em conjunto com (128), (133), (143), (145) e (146) obter (KITANO, 2001):

$$Z_{01}^{\pi} = \frac{2P_{avg}^{\pi}}{\left| \frac{1}{2} w_1 c_{11}^{\pi} \right|^2 \left(1 - \frac{(C_{21}')^{\pi}}{(C_{21}')^c} \right)}. \quad (148)$$

Uma vez definido Z_{01}^{π} é possível calcular Z_{02}^{π} através de (133), (145) e (146), de modo que se obtém:

$$Z_{02}^{\pi} = - \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \frac{Z_{01}^{\pi}}{(C_{21}')^c (C_{21}')^{\pi}}. \quad (149)$$

De forma semelhante, demonstra-se que, para o modo c as impedâncias das fitas 1 e 2 serão, respectivamente:

$$Z_{01}^c = \frac{2P_{avg}^c}{\left| \frac{1}{2} w_1 c_{11}^c \right|^2 \left(1 - \frac{(C_{21}')^c}{(C_{21}')^{\pi}} \right)}, \quad (150)$$

$$Z_{02}^c = - \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \frac{Z_{01}^c}{(C_{21}')^c (C_{21}')^{\pi}}. \quad (151)$$

Finalmente, para que sejam obtidos os valores de impedância, calcula-se a potência $P_{avg}^{c,\pi}$ através da integração do vetor de Poynting no plano transversal à direção de propagação:

$$P_{avg}^{\pi} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_0^{h_1+h_2+\dots+h_m} \int_{-T_0/2}^{T_0/2} \left[\vec{E}^{c,\pi} \times (\vec{H}^{c,\pi})^* \right] \cdot \hat{z} dx dy \right\}, \quad (152)$$

onde o índice m refere-se à quantidade de camadas da estrutura analisada e $\text{Re}\{\cdot\}$ é o operador real.

Aplicando o teorema de Parseval, e após manipulações matemáticas tem-se:

$$P_{avg}^{\pi} = \frac{1}{8L} \operatorname{Re} \sum_{-\infty}^{\infty} \sum_{i=1}^m E_{hm}, \quad (153)$$

sendo:

$$E_{hm} = \int_m (\tilde{E}_{xm} \tilde{H}_{ym}^* - \tilde{E}_{ym} \tilde{H}_{xm}^*) dy, \quad (154)$$

e m novamente indica a quantidade de camadas da estrutura.

Observa-se de (152)-(154) que o cálculo de $P_{avg}^{c,\pi}$ dependerá do número de camadas da estrutura analisada, como já previsto anteriormente e que, para que isso seja feito aplicando a técnica ADE será necessário grande e extenso esforço matemático. Por tratar-se de algo conhecido na literatura as etapas desenvolvidas para tal cálculo serão omitidas neste trabalho, podendo ser consultadas em Kitano (2001), sendo apresentados apenas as etapas finais desta análise. Deste modo, para uma estrutura de três camadas, sendo uma camada isotrópica, um *buffer-layer* e uma camada anisotrópica e corte-z, por exemplo, (ver Figura 8) tem-se:

$$E_{h1} = \int_{h_2+h_3}^b (\tilde{E}_{x1} \tilde{H}_{y1}^* - \tilde{E}_{y1} \tilde{H}_{x1}^*) dy, \quad (155)$$

$$E_{h2} = \int_{h_3}^{h_2+h_3} (\tilde{E}_{x2} \tilde{H}_{y2}^* - \tilde{E}_{y2} \tilde{H}_{x2}^*) dy, \quad (156)$$

$$E_{h3} = \int_0^{h_3} (\tilde{E}_{x3} \tilde{H}_{y3}^* - \tilde{E}_{y3} \tilde{H}_{x3}^*) dy, \quad (157)$$

sendo $b = h_1 + h_2 + h_3$.

Ainda, após a aplicação da técnica já comentada, E_{h1} , E_{h2} e E_{h3} são dados através das expressões:

$$E_{h1} = \pm \frac{E_1 D_4^*}{2} \left(\frac{Sh_1 Ch_1}{\gamma_1} - h_1 \right) - \frac{D_2 E_3^*}{2} \left(\frac{Sh_1 Ch_1}{\gamma_1} + h_1 \right), \quad (158)$$

$$\begin{aligned} E_{h2} = & \pm \left(\frac{C_1 C_4^* - C_2 D_3^*}{2} \right) \left(\frac{Sh_2 Ch_2}{\gamma_2} - h_2 \right) \\ & + \left(\frac{D_1 B_4^* - B_2 C_3^*}{2} \right) \left(\frac{Sh_2 Ch_2}{\gamma_2} + h_2 \right) \\ & + \left(\frac{C_1 B_4^* - C_2 C_3^*}{2} \right) \frac{Sh_2^2}{\gamma_2} \pm \left(\frac{D_1 C_4^* - B_2 D_3^*}{2} \right) \frac{Sh_2^2}{\gamma_2}, \end{aligned} \quad (159)$$

$$\begin{aligned} E_{h3} = & \pm \frac{A_1 A_4^*}{2} \left\{ \frac{\sinh(\gamma_1^{(3)} + \gamma_2^{(3)}) h_3}{\gamma_1^{(3)} + \gamma_2^{(3)}} - \frac{\sinh(\gamma_1^{(3)} - \gamma_2^{(3)}) h_3}{\gamma_1^{(3)} - \gamma_2^{(3)}} \right\} \\ & \pm \frac{B_1 A_4^*}{2} \left\{ \frac{\sinh \gamma_2^{(3)} h_3 \cosh \gamma_2^{(3)} h_3}{\gamma_2^{(3)}} - h_3 \right\} - \frac{A_2 A_3^*}{2} \left\{ \frac{\sinh \gamma_1^{(3)} h_3 \cosh \gamma_1^{(3)} h_3}{\gamma_1^{(3)}} + h_3 \right\} \\ & - \frac{A_2 B_3^*}{2} \left\{ \frac{\sinh(\gamma_1^{(3)} + \gamma_2^{(3)}) h_3}{\gamma_1^{(3)} + \gamma_2^{(3)}} + \frac{\sinh(\gamma_1^{(3)} - \gamma_2^{(3)}) h_3}{\gamma_1^{(3)} - \gamma_2^{(3)}} \right\}, \end{aligned} \quad (160)$$

onde os sinais ($\pm$) são utilizados como: sinal (+) para valores de γ reais, e sinal (−) quando os mesmos são imaginários. Os coeficientes presentes nas expressões (158)-(160) são dados por:

$$A_1 = \gamma_{yE} R A_E, \quad (161)$$

$$B_1 = Q A_H, \quad (162)$$

$$C_1 = \gamma_{y2} R B_E + Q C_H, \quad (163)$$

$$D_1 = \gamma_{y2} R C_E + Q B_H, \quad (164)$$

$$E_1 = -\gamma_{y3} R D_E + Q D_H, \quad (165)$$

$$A_2 = j \frac{A_E}{\bar{y}_{//}}, \quad (166)$$

$$B_2 = j \frac{B_E}{\bar{y}_2}, \quad (167)$$

$$C_2 = j \frac{C_E}{\bar{y}_2}, \quad (168)$$

$$D_2 = j \frac{D_E}{\bar{y}_3}, \quad (169)$$

$$A_3 = -QA_E, \quad (170)$$

$$B_3 = \gamma_{zH}RA_H, \quad (171)$$

$$C_3 = -QB_E + \gamma_{z2}RC_H, \quad (172)$$

$$D_3 = -QC_E + \gamma_{z2}RB_H, \quad (173)$$

$$E_3 = -QD_E - \gamma_{z3}RD_H, \quad (174)$$

$$A_4 = j \frac{A_H}{\bar{z}}, \quad (175)$$

$$B_4 = j \frac{B_H}{\bar{z}}, \quad (176)$$

$$C_4 = j \frac{C_H}{\bar{z}}, \quad (177)$$

$$D_4 = j \frac{D_H}{\bar{z}}, \quad (178)$$

sendo $R = \alpha/(\alpha^2 + \beta^2)$ e $Q = \beta/(\alpha^2 + \beta^2)$. Ainda, para as expressões (161)-(178) considera-se:

$$\gamma_{yE} = \frac{\gamma_1^{(1)} \varepsilon_{//}}{\bar{y}_{//} \varepsilon_{\perp}}, \quad (179)$$

$$\gamma_{y2,3} = \frac{\gamma_{2,3}}{\bar{y}_{2,3}}, \quad (180)$$

$$\gamma_{zH} = \frac{\gamma_2^{(1)}}{\bar{z}}, \quad (181)$$

$$\gamma_{z2,3} = \frac{\gamma_{2,3}}{\bar{z}}, \quad (182)$$

sendo $\bar{y}_{//} = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{//}$, $\bar{z} = j\omega\mu_0$ e $\bar{y}_i = j\omega\varepsilon_0\varepsilon_{ri}$, para $i = 2$ e 3 . Além disso, tem-se $\gamma_{2,3} = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_0^2\varepsilon_{r2,3}}$, $\gamma_1^{(1)} = \sqrt{\varepsilon_\perp(\alpha^2 + \beta^2)/\varepsilon_{//} - k_0^2\varepsilon_\perp}$, $\gamma_2^{(1)} = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2 - k_0^2\varepsilon_\perp}$. E também:

$$A_E = \frac{\gamma_{y2}}{\gamma_{yE}} \frac{1}{Sh_E} C_E, \quad (183)$$

$$A_H = \frac{\gamma_{z2}}{\gamma_{zH}} \frac{1}{Ch_H} C_H, \quad (184)$$

$$B_E = \frac{\gamma_{y2}}{\gamma_{yE}} Ct_E C_E, \quad (185)$$

$$B_H = \frac{\gamma_{z2}}{\gamma_{zH}} \frac{1}{Ct_H} C_H, \quad (186)$$

$$C_E = \frac{1}{Ch_2} \frac{\gamma_{yE}\gamma_{y3}Ct_2(\alpha\tilde{J}_x + \beta\tilde{J}_z)}{\gamma_{y2}Ct_3(\gamma_{yE}Ct_2 + \gamma_{y2}Ct_E) + \gamma_{y3}(\gamma_{yE} + \gamma_{y2}Ct_2Ct_E)}, \quad (187)$$

$$C_H = \frac{1}{Ch_2} \frac{Ct_2(\beta\tilde{J}_x + \alpha\tilde{J}_z)}{\gamma_{z3}Ct_3\left(1 + \frac{\gamma_{z2}Ct_2}{\gamma_{zH}Ct_H}\right) + \gamma_{z2}\left(Ct_2 + \frac{\gamma_{z2}}{\gamma_{zH}Ct_H}\right)}, \quad (188)$$

$$D_E = \frac{1}{Ch_3} \frac{-(\alpha\tilde{J}_x + \beta\tilde{J}_z)}{1 + \frac{\gamma_{y3}}{\gamma_{y2}Ct_3} \left(\frac{\gamma_{yE} + \gamma_{zH}Ct_2Ct_E}{\gamma_{yE}Ct_2 + \gamma_{y2}Ct_E} \right)}, \quad (189)$$

$$D_H = \frac{1}{Ch_3} \frac{(\beta\tilde{J}_x - \alpha\tilde{J}_z)}{\gamma_{z3} + \frac{\gamma_{z2}}{Ct_3} \left(\frac{\gamma_{z2} + \gamma_{zH}Ct_2Ct_H}{\gamma_{z2}Ct_2 + \gamma_{yH}Ct_H} \right)}, \quad (190)$$

em que:

$$Sh_E = \sinh(\gamma_1^{(1)} h_1), \quad (191)$$

$$Ch_H = \cosh(\gamma_2^{(1)} h_1), \quad (192)$$

$$Ct_E = \coth(\gamma_1^{(1)} h_1), \quad (193)$$

$$Ct_H = \coth(\gamma_2^{(1)} h_1), \quad (194)$$

$$Ct_i = \coth(\gamma_i h_i), \quad (195)$$

$$Ch_i = \cosh(\gamma_i h_i), \quad (196)$$

para $i = 2$ e 3 ..

É importante ressaltar que, observando (158)-(160), as mesmas apresentam em suas expressões senos e cossenos hiperbólicos em seu numerador. Assim, quando α_n assume valores elevados, os valores de γ tornam-se proporcionalmente maiores, fazendo com que os valores de $\sinh$ e $\cosh$ assumam valores extremamente altos, ocasionando problemas de *overflow* em computadores.

Sendo assim, para que se providencie uma proteção contra *overflow*, reescrevem-se as expressões de E_{h1} , E_{h2} e E_{h3} de forma mais conveniente, em termos de $\tanh$ e $\coth$, uma vez que para $x \rightarrow \infty$, $\coth(x) \rightarrow 1$ e $\tanh(x) \rightarrow 1$. Caso não seja possível aplicar essa solução, deve-se buscar deixar as funções $\sinh(x)$ e $\cosh(x)$ nos denominadores das expressões, garantindo a aproximação de $1/\sinh(x) = 1/\cosh(x) \cong 0$, para $x \rightarrow \infty$.

3.5 Conformação de campo óptico

Visando a análise de importantes parâmetros de um modulador eletroóptico (como a integral de superposição), é necessário efetuar a análise da propagação dos modos ópticos em guias de ondas do tipo canal (com guias enterrados em substrato e interface comum com o ar). Estes podem ser obtidos através da difusão de materiais dopantes em substratos anisotrópicos, por exemplo, através da difusão de Ti e por troca de prótons (KITANO, 2001).

As estruturas consideradas nesta tese permitem a aproximação de campo escalar e condição de guiamento fraco. Ainda, buscando uma técnica que permita a obtenção da

conformação do campo óptico de forma rápida e analítica, o método heurístico simples surge como uma solução viável.

Para um guia de canal que utiliza o niobato de lítio como substrato, é possível obter a equação de onda vetorial deste guia, em termos de campo elétrico, partindo-se das equações de Maxwell. Assim, tem-se:

$$\nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}}) - \nabla^2 \vec{\mathcal{E}} = k_0^2 \bar{\epsilon}(x, y) \vec{\mathcal{E}}, \quad (197)$$

onde $\vec{\mathcal{E}}$ corresponde ao campo elétrico em frequências ópticas, $k_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ e $\bar{\epsilon}(x, y)$ é a matriz permissividade dielétrica relativa.

É possível obter a solução de (197) através de algumas aproximações que tornam a resolução mais simples e, ainda, evitam grandes imprecisões. Para tanto, efetua-se a análise de “estrutura com guiamento fraco”, onde se considera que a estrutura com guiamento fraco e modos fortemente guiados apresentam campos aproximados TE ou TM (STEINBERG; GIALLORENZI, 1977).

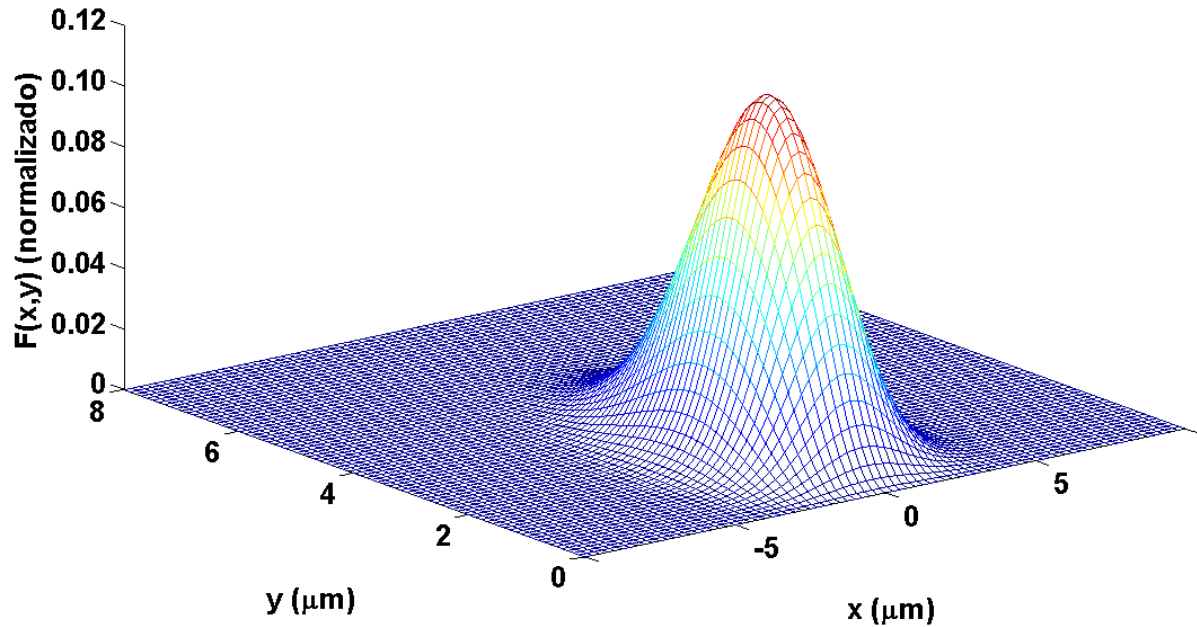
Para cada um dos modos, TE e TM, é possível se obter uma equação de onda escalar, cujas soluções levam à expressão (onde as componentes $\mathcal{E}_x$ ou $\mathcal{E}_y$ são indiferentemente designadas F):

$$|F(x, y)|^2 = \frac{4}{w_x w_y^3} \frac{y^2}{\pi} e^{-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2} e^{-\left(\frac{x}{w_x}\right)^2}, \quad (198)$$

sendo w_x e w_y desvios-padrões para conformação de modo óptico.

É possível observar uma vista espacial para a conformação de intensidade óptica aplicando-se (198) para o caso $w_x = w_y = 2 \mu\text{m}$.

Figura 18 – Conformação de intensidade óptica de canal difundido.



Fonte: Elaboração do autor

Esta análise pode ser aplicada para cortes-x, -y ou -z, tornando-o interessante para o estudo de moduladores eletroópticos práticos que, de forma geral, são fabricados sob condição de guiamento fraco (através de difusão de Ti ou troca de prótons e em corte-z ou -x) (KITANO, 2001).

Este campo óptico então, pode ser aplicado ao cálculo da integral de superposição, que é de interesse nesta tese.

3.6 Integral de superposição e tensão de meia-onda

Para que se efetue o cálculo dos parâmetros relevantes a um modulador eletroóptico de fase pode ser aplicada a técnica ADE de modo a analisar e ajustá-los da maneira mais adequada ao projeto. Uma estrutura muito utilizada nesses projetos é a CPS e, neste trabalho, a análise será feita para uma CPS de três camadas, sendo a última delas de $LiNbO_3$, cujo coeficiente eletroóptico utilizado é r_{33} , o maior coeficiente do cristal (os demais r_{22} , r_{31} e r_{51} são menores) (YARIV; YEH, 1984)

Estruturas CPS, como já foi discutido, apresentam dois modos sem frequência de corte, chamados de par e ímpar (para estruturas simétricas), ou, modos c e π (para estruturas assimétricas). Ao se abordar operação em banda larga tem-se interesse nos modos ímpar ou modo π , por apresentarem baixa dispersão.

A integral de superposição e a determinação da tensão de meia-onda auxiliarão na decisão da posição do guia óptico no modulador, com a finalidade de reduzir o consumo de potência e sendo dependente da distribuição de campo elétrico transversal na CPS. Assim, deve-se determinar $E_y(x, y)$ e, a partir de sua definição, calcula-se o fator de superposição, dado por (KIM; RAMASWAMY, 1989):

$$\Gamma^N = \int_{-\infty}^{+\infty} \int E_y^N(x, y) |F_y(x, y)|^2 dx dy, \quad (199)$$

onde $F_y(x, y)$ é o campo óptico normalizado e $E_y^N(x, y)$ é o campo modulador em valores absolutos, definido a partir de $V_x = 1,0$ V aplicado ao eletrodo 1 do CPS (ver Figura 8).

Uma vez definida a integral de superposição é possível calcular a tensão de meia-onda, que define as menores tensões necessárias para que os geradores sejam capazes de variar a fase óptica de π rad. No caso de um modulador eletroóptico a base de niobato de lítio em corte-z, a tensão de meia-onda gerada pelas fontes de tensão, $V_{g\pi}$, é dada por:

$$V_{g\pi} = -\frac{2\lambda_0}{n_e^3 r_{33} L} \frac{1}{\Gamma^N}, \quad (200)$$

sendo L um determinado comprimento de interação, λ_0 é o comprimento de onda, r_{33} é o coeficiente eletroóptico efetivo e n_e é o índice de refração extraordinário.

Vale ressaltar que, de um modo geral, a tensão de meia-onda é analisada graficamente como $V_{g\pi}L$ em função da posição p em relação a origem do eixo x , permitindo determinar a posição em que o guia de ondas deve ser alocado.

3.6 Resposta em frequência

Um dos objetivos da aplicação de moduladores eletroópticos é garantir que sejam capazes de operar em banda larga. Assim, é fundamental que se conheça suas larguras de banda, especialmente em situações em que não há casamentos de fase satisfatórios com o modo óptico ou de impedâncias com a linha de transmissão.

Busca-se então, operar com impedâncias próximas a 50Ω e reduzir os descasamentos de velocidade entre o modo elétrico no CPW e o meio óptico no canal. Assim, para o caso geral, considerando descasamento na carga e na linha, tem-se (KITANO, 2001):

$$\frac{\Delta\phi(L)}{\Delta\phi_{DC}} = \frac{Z_0 Z_L + Z_g}{Z_L Z_0 + Z_g} \frac{L}{1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-j2\beta L}} \left\{ e^{j\frac{\omega}{2c}(n_e - n_m)L} \operatorname{sinc} \left[\frac{\omega}{2c} (n_e - n_m)L \right] + \right. \\ \left. + \Gamma_L e^{j2\beta L} e^{j\frac{\omega}{2c}(n_e + n_m)L} \operatorname{sinc} \left[\frac{\omega}{2c} (n_e + n_m)L \right] \right\}, \quad (201)$$

onde Z_L é a impedância da carga, Z_g é a impedância do gerador, Γ_L é o coeficiente de reflexão na carga, Γ_g é o coeficiente de reflexão no gerador, c é a velocidade da luz no vácuo, $n_e = 2,15$ para o niobato de lítio, $n_m = \sqrt{\varepsilon_{ef}}$ e L é o comprimento de interação eletroóptica. Vale notar que a largura de banda varia diretamente à L . Entretanto, esta ação causará o aumento de consumo de potência, como se observa em (196).

Com isso, foram apresentados os fundamentos teóricos para se obter os principais parâmetros de estruturas planares visando sua aplicação a moduladores eletroópticos. Contudo, até o presente momento tais parâmetros não foram diretamente obtidos após o esforço analítico, sendo necessário um procedimento numérico para que se obtenha a solução final. Ao analisar o cálculo de (42), as curvas frequentemente apresentam descontinuidades, dificultando a correta identificação das raízes. Durante o desenvolvimento desta pesquisa não foram encontrados na literatura trabalhos que abordassem os aspectos numéricos para resolução destes problemas com a técnica ADE. Desta forma, o capítulo 4 enfatizará o desenvolvimento de rotinas numéricas capazes de resolver esses problemas de forma automatizada e apresentá-los de uma forma mais amigável, permitindo a um usuário interessado acessá-los, independente da estrutura aplicada, para diferentes números de camadas e posicionamentos dos eletrodos.

4 Desenvolvimento de rotinas numéricas e interface gráfica

As análises desenvolvidas nos capítulos 2 e 3 apresentam a técnica ADE como ferramenta eficiente no estudo dos parâmetros mais relevantes de guias de ondas planares aplicados ao projeto de moduladores eletroópticos, tais como dispersão, impedância característica, distribuição de campo elétrico e tensão de meia-onda. Nestes capítulos também são mostradas as dificuldades de análise quando da presença de distribuição assimétrica de eletrodos, o que pode ser superado quando à técnica ADE alia-se o método das imagens, clássico do eletromagnetismo.

Como já discutido também, este tipo de análise requer um grande e extenso esforço matemático, o que se reflete no desenvolvimento de testes computacionais nesta área. Deste modo, este trabalho visa como um de seus principais objetivos, desenvolver rotinas numéricas computacionais capazes de automatizar o processo de determinação desses parâmetros mediante a entrada de informações da estrutura que se deseja analisar, bem como desenvolver uma interface gráfica amigável ao usuário, de forma que ele possa obter tais informações relevantes sem que para isso necessite se envolver com o processo de programação.

Este capítulo dedica-se a apresentar e detalhar o processo de desenvolvimento das rotinas numéricas computacionais e da interface gráfica criada.

4.1 Elaboração de algoritmo para o cálculo de parâmetros de estruturas simétricas

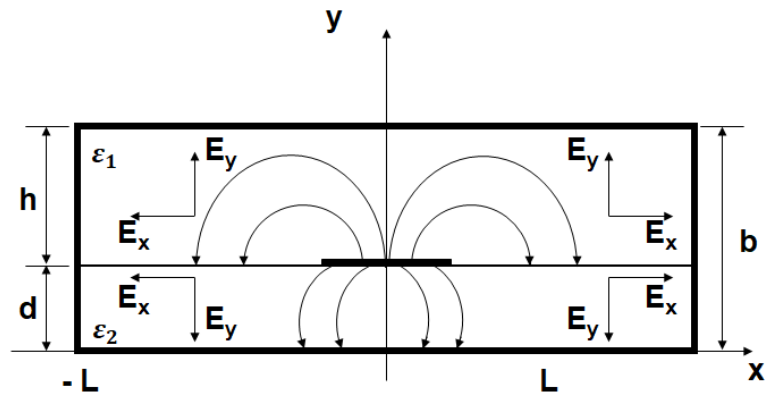
Conforme tratado no capítulo 2 ao explicar a técnica ADE, é necessário determinar os valores da constante de fase β correspondentes aos modos fundamental e superiores de propagação em uma estrutura planar. A programação desenvolvida e explicada neste capítulo foi desenvolvida no software MATLAB, ambiente de programação da MathWorks. Inicialmente, o algoritmo foi desenvolvido para uma estrutura microlinha, simétrica e de duas camadas, como aquela apresentada na Figura 3. Isto foi feito devido à possibilidade de replicar esta análise para outras estruturas posteriormente e como efeito didático.

O valor de β é determinado através das raízes da equação (42) para cada frequência angular ω analisada. Em um primeiro momento, por se tratar de uma estrutura simétrica, não

foi necessário a aplicação do método das imagens, que foi considerado a partir do momento em que se analisaram estruturas assimétricas. Independentemente desta questão, a construção do algoritmo seguiu os mesmos passos.

Inicialmente, considerou-se que nem todos os valores de n precisam ser utilizados para um procedimento numérico. Seguindo a análise de El-Sharawy e Jackson (1988) há dois modos de propagação, sendo o modo par aquele em que seus componentes H_x e E_x forem funções par e ímpar de x , respectivamente e, o modo ímpar é aquele em que H_x e E_x são funções ímpar e par de x , respectivamente. Portanto, os modos pares possuem simetria de parede magnética e os modos ímpares apresentam simetria de parede elétrica. Visto que o modo fundamental de uma microlinha apresenta simetria de parede magnética, o modo fundamental é um modo par (GUPTA et al., 1996). Assim, as linhas de campo elétrico para o modo fundamental são esboçadas na Figura 19.

Figura 19 - Seção transversal e linhas de campo elétrico da microlinha blindada.



Fonte: Elaboração do autor

Observa-se que E_x caracteriza-se como função ímpar de x , respeitando a relação $\tilde{E}_x(-\alpha_n) = -\tilde{E}_x(\alpha_n)$. Nesta situação utiliza-se :

$$\alpha_n = \left(n - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{L}, \quad (202)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Por outro lado, nota-se que para modos ímpares tem-se $\tilde{E}_x(-\alpha_n) = \tilde{E}_x(\alpha_n)$, o que faz com que se tenha:

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{L}, \quad (203)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Portanto, ainda no início do desenvolvimento das rotinas numéricas, as expressões (202)-(203) foram consideradas para os cálculos de estruturas simétricas.

Da mesma forma, foi considerado que as funções de base $\tilde{J}_{zm}$ e $\tilde{J}_{xm}$, dadas em (49) e (50), aplicam-se tanto a modos pares como ímpares de uma microlinha simétrica, sendo importante escolher adequadamente o índice m , obedecendo a paridade exigida pelo modo. No caso de modos pares, como o modo fundamental da microlinha, deve-se ter $m = 1, 3, 5, \dots$ para $\tilde{J}_{zm}$ e $m = 2, 4, 6, \dots$ para $\tilde{J}_{xm}$.

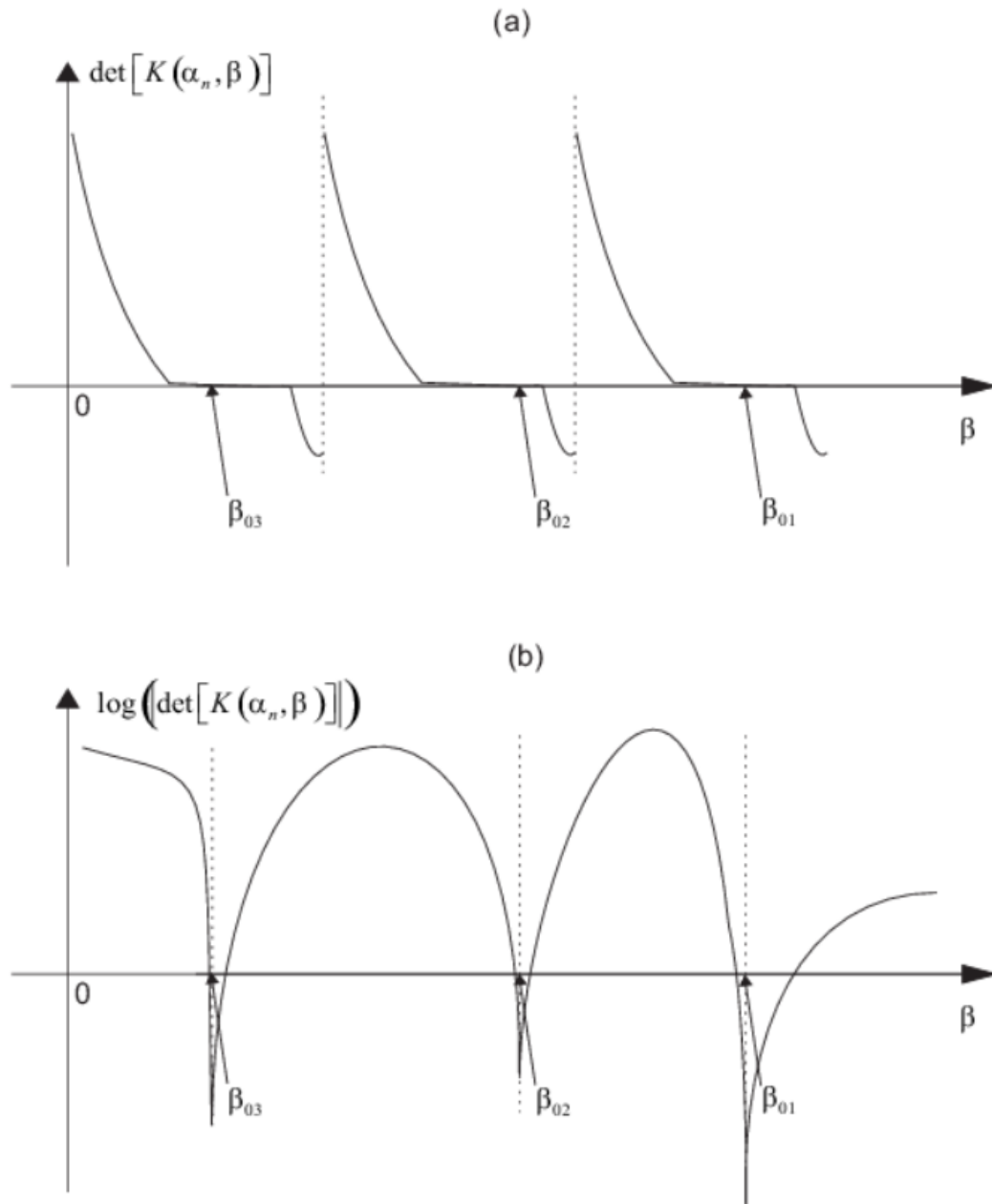
A partir destas condições o algoritmo desenvolvido buscou gerar a função $\det K(\alpha_n)$ para diversos valores possíveis de β , em uma dada frequência ω e buscar os pontos onde a função cruza o eixo das abcissas. O modo dominante da estrutura é uma onda tipo lenta (*slow wave*), com β limitado entre $k_0 < \beta < k_0 \varepsilon_r$, sendo k_0 a constante de fase no meio ar e ε_r a permissividade relativa do substrato. Já os modos superiores apresentam formas de onda rápidas (*fast waves*) na faixa $0 < \beta < k_0$, e à medida que a frequência aumenta, evoluem para ondas lentas (CORR; DAVIES, 1972). Assim, o algoritmo deve ser capaz de identificar modos fundamental e superiores da estrutura, gerando $\det K(\alpha_n)$ no intervalo $0 < \beta < k_0 \varepsilon_r^{\max}$, sendo $\varepsilon_r^{\max}$ a permissividade elétrica relativa de maior valor entre as camadas da estrutura.

De modo geral a curva $\det K(\alpha_n)$ cruza o eixo das abcissas de maneira suave, com derivadas próximas a zero, podendo ainda apresentar descontinuidades para valores entre as raízes, tornando difícil a identificação numérica das raízes $\beta_{01}, \beta_{02}, \beta_{03}$, etc. Assim, para a rotina numérica adotou-se a análise do logaritmo do módulo dessa função $\log |\det K(\alpha_n)|$, fazendo com que as raízes que se deseja identificar se tornem mínimos locais desta função, tornando mais fácil a identificação numérica dessas regiões. As duas situações explicadas sobre o comportamento da curva $\det K(\alpha_n)$ e da curva de seu logaritmo estão apresentadas na Figura 19.

É importante ressaltar que, após a determinação dos mínimos locais, aplica-se a função *fminbnd* nativa do próprio Matlab, que será encarregada de procurar o valor mínimo da função para um determinado intervalo, determinando assim a raiz desejada. Este procedimento é feito para todo o intervalo de frequências desejado, lembrando que, quanto maiores forem as frequências, outras raízes começam a surgir. Desta forma passa-se a ter β_{01} como constante de

fase do modo fundamental, β_{02} como constante de fase do primeiro modo superior, β_{03} do segundo modo superior, e assim sucessivamente.

Figura 20 - Curvas típicas da equação determinantal. (a) $\det K(\alpha_n, \beta)$. (b) $\log(\det |K(\alpha_n)|)$.



Fonte: Elaboração do autor

Nota-se na Figura 20 que as constantes de fase do modo fundamental e superiores são identificadas da direita para a esquerda, sendo isto importante na rotina computacional. Dentro do intervalo de β possíveis determina-se o primeiro mínimo da região e, em seguida, segue-se

a busca pelo próximo mínimo restringindo tal procura para um intervalo que atinge o ponto imediatamente anterior àquele mínimo já identificado.

Partindo desta rotina numérica foram realizados os primeiros testes para o cálculo da dispersão de estruturas microlinha, CPS e CPW, conforme apresenta-se na sequência.

4.1.1 Cálculo da dispersão para estruturas planares simétricas

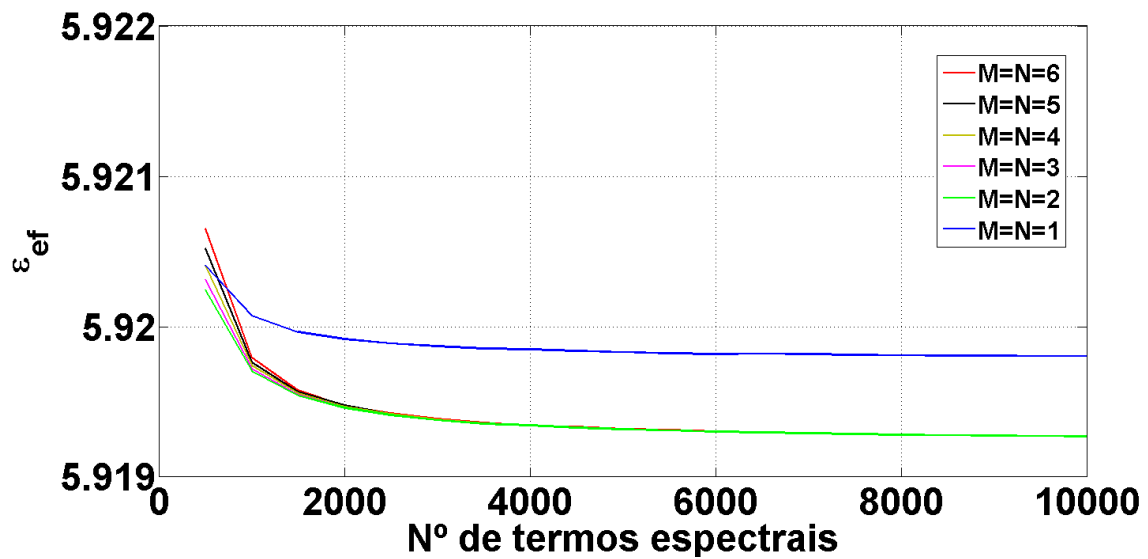
Assim, a primeira rotina desenvolvida foi aplicada a estruturas microlinha, simétricas, blindadas, com duas camadas, sendo uma delas ar e a outra um substrato isotrópico. Informando na rotina os principais parâmetros da microlinha, como espessura das camadas de ar e substrato (h_1, h_2 , respectivamente), comprimento L da caixa, largura da fita metálica (w), permissividade e permeabilidade relativas do substrato (ϵ_2, μ_2 , respectivamente), o modo de propagação desejado e a quantidade de funções de base aplicadas, torna-se possível obter a curva de dispersão da mesma para a faixa de frequências escolhida.

A primeira estrutura analisada a partir desta rotina numérica foi proposta por Railton e Rozzi (1988), com parâmetros $L = 6,35$ mm, $w = 1,27$ mm, $h_1 = 10,43$ mm, $h_2 = 1,27$ mm, $\mu_r = 1$ e $\epsilon_r = 8,875$.

Para esta estrutura foi feito um estudo anterior para avaliar a influência do número de funções de base empregados e sua influência na exatidão do cálculo. Sendo assim, utilizou-se a faixa de $500 \leq n_{max} \leq 10000$ e $1 \leq (M = N) \leq 6$. A frequência de análise foi definida em 1 GHz e o resultado expresso em termos de permissividade elétrica efetiva, $\epsilon_{ef} = \left(\beta/k_0\right)^2$.

A figura 21 apresenta o estudo de convergência e permite visualizar que, mesmo para $M = N = 1$ e $n_{máx} = 1500$ já é possível obter convergência no cálculo de ϵ_{ef} na segunda casa decimal. Este resultado mostra ser suficiente para a construção de gráficos adequados.

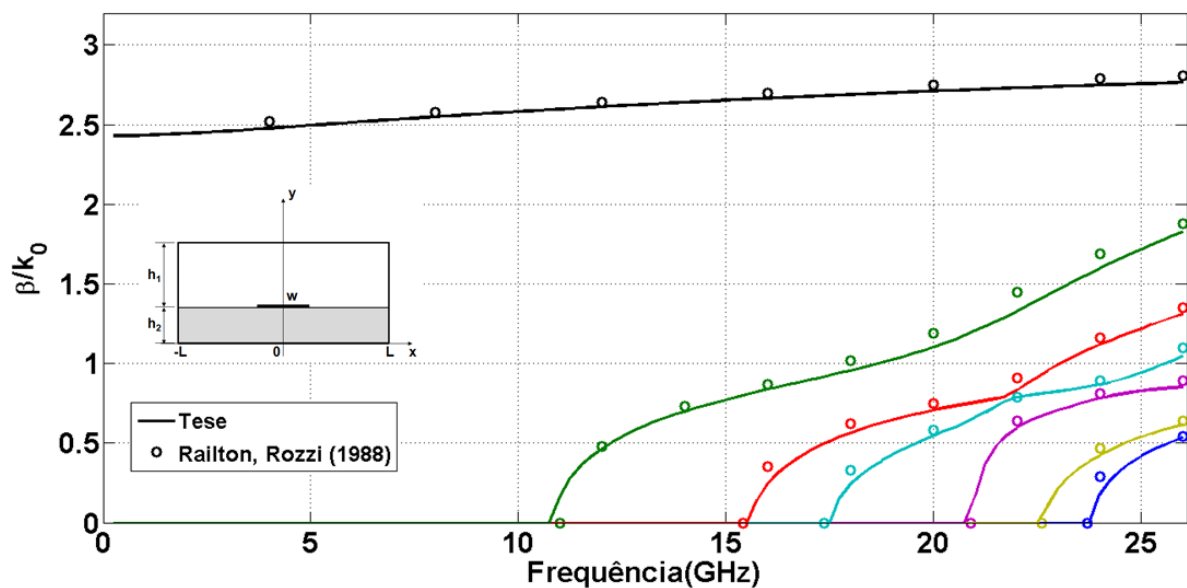
Figura 21 - Convergência numérica para a estrutura de Railton e Rozzi (1988).



Fonte: Elaboração do autor

Sendo assim, visando utilizar uma quantidade de elementos que não gere sobrecarga computacional, a estrutura foi analisada para $M = N = 3$ e $n_{\max} = 1500$. O resultado para os modos pares da estrutura é apresentado na figura 22, observando-se concordância entre os resultados deste trabalho com os do artigo.

Figura 22 - Curvas de dispersão para a estrutura de Railton e Rozzi (1988).

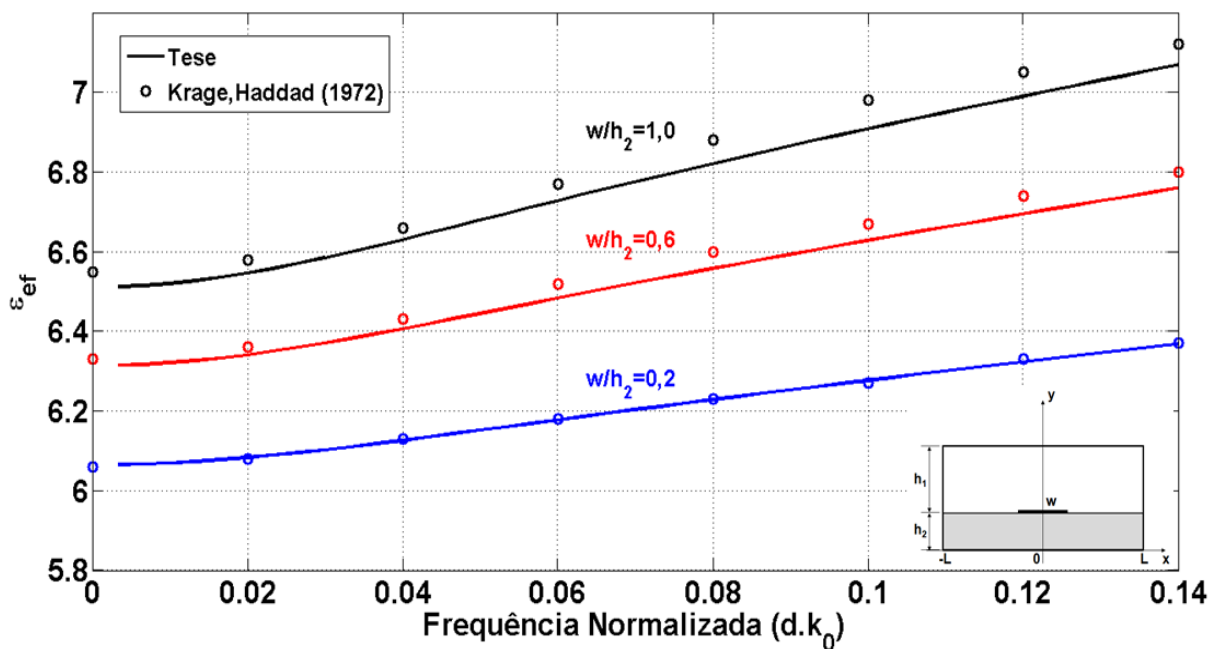


Fonte: Elaboração do autor

É possível ainda identificar as frequências de corte dos modos superiores em aproximadamente 11 GHz, 15,75 GHz, 17,75 GHz, 21 GHz, 22,75 GHz e 24 GHz e notar que, próximo à frequência de 21,75 GHz as curvas do segundo e terceiro modos superiores se aproximam muito, quase se cruzando. Entretanto, observa-se que, por mais que se aproximem, as curvas de dois modos superiores não poderão se cruzar, uma vez que se trata de modos ortogonais e não trocam energia entre si (RAILTON; ROZZI, 1988).

Ainda como testes iniciais do algoritmo foi efetuada a análise de outra estrutura microlinha simétrica, blindada e de duas camadas, sendo o substrato isotrópico. Esta estrutura foi proposta por Krage e Haddad (1972) e apresenta $L = 3,175$ mm, $h_1 = 1,27$ mm, $h_2 = 0,3175$ mm, $\mu_r = 1$ e $\varepsilon_r = 10$. A fita metálica tem suas medidas informadas em relação ao parâmetro h_2 para três situações: $w/h_2 = 1$, $w/h_2 = 0,6$ e $w/h_2 = 0,2$. Todas as situações são apresentadas na figura 23.

Figura 23 - Curvas de dispersão para a estrutura de Krage e Haddad (1972).



Fonte: Elaboração do autor

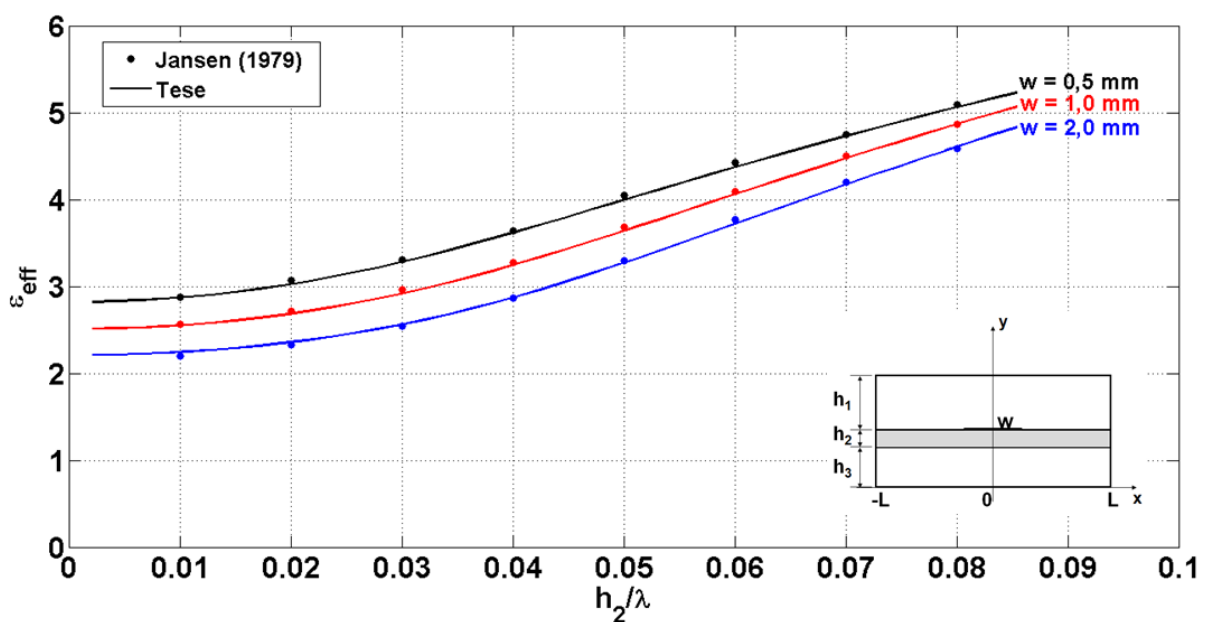
Novamente nota-se concordância entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles obtidos por Krage e Haddad (1972). Confirma-se ainda uma observação de Krage e Haddad (1972) de que microlinhas blindadas com fitas metálicas mais largas são mais dispersivas. Isto

porque houve um aumento da permissividade elétrica efetiva de 8,58%, 7,17% e 5,07% para as relações de w/h_2 de 1,0; 0,6 e 0,2.

Em virtude da obtenção de resultados coerentes para as estruturas de Railton e Rozzi (1988) e Krage e Haddad (1972), conclui-se que a rotina numérica é capaz de produzir curvas de dispersão satisfatoriamente para estruturas microlinha de duas camadas. Assim, passou-se a analisar estruturas que tivessem mais camadas, como por exemplo a estrutura microlinha de três camadas proposta por Jansen (1979). Recorda-se que o fato de haver mais camadas na estrutura não influencia no cálculo das funções de base, sendo apenas consideradas no cálculo das diádicas de Green e, conseqüentemente, no cálculo de $\det K(\alpha_n)$. Deste modo, feitas as adaptações para a existência de três camadas, a nova rotina foi testada para Jansen (1979), cujos parâmetros são $h_1 = h_3 = 1,46$ mm, $h_2 = 0,64$ mm, $L = 7,11$ mm e $\epsilon_{r2} = 9,6$. Por se tratar de uma estrutura suspensa, as camadas 1 e 3 são de ar, com $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r3} = 1$. Os testes foram realizados para três larguras de fita metálica: 0,5 mm, 1,0 mm e 2,0 mm. Novamente foi analisado o modo par, para $M = N = 3$ e $n_{max} = 3000$.

O resultado para uma microlinha de três camadas pode ser visto na Figura 24, onde se nota concordância entre os resultados obtidos e aqueles apresentados por Jansen (1979). Observa-se também que, fitas metálicas mais largas apresentaram maior variação de dispersão.

Figura 24 - Curvas de dispersão para a estrutura de Jansen (1979).



Fonte: Elaboração do autor

A rotina numérica computacional foi então validada para estruturas microlinha com duas ou três camadas.

Visando aplicar esta rotina de forma mais genérica, ampliando sua utilização para outras estruturas, foram analisadas as mudanças necessárias para aplicação em estruturas CPS e CPW. O que se nota é que para estruturas CPS as diádicas de Green e cálculo de $\det K(\alpha_n)$ permanecem os mesmo para estruturas de duas e três camadas microlinha. Sendo assim, na rotina numérica ocupou-se apenas em efetuar alterações com relação às funções de base. Estas seguem a ideia da translação sobre o eixo x , já discutida no capítulo 2 deste trabalho.

Assim, tem-se para o modo par:

$$J_{zm}(x) = \begin{cases} + \frac{T_{m-1} \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]}{\sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]^2}}, & m = 1, 3, \dots \\ \pm \frac{T_{m-1} \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]}{\sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]^2}}, & m = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (204)$$

$$J_{xm}(x) = \begin{cases} \pm \sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]^2} U_{m-1} \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right], & m = 1, 3, \dots \\ + \sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right]^2} U_{m-1} \left[\frac{2(x \mp S)}{w} \right], & m = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (205)$$

cujas transformadas de Fourier são:

$$\tilde{J}_{zm}(\alpha) = \begin{cases} [j \cdot \text{sgn}(\alpha)]^{m-1} \pi w \cdot \cos(\alpha S) J_{m-1} \left| \frac{\alpha w}{2} \right|, & m = 1, 3, \dots \\ j [j \cdot \text{sgn}(\alpha)]^{m-1} \pi w \cdot \sin(\alpha S) J_{m-1} \left| \frac{\alpha w}{2} \right|, & m = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (206)$$

$$\tilde{J}_{xm}(\alpha) = \begin{cases} j[j.\text{sgn}(\alpha)]^{m-1}m\pi w.\text{sen}(\alpha S)\frac{J_m\left|\frac{\alpha w}{2}\right|}{\left|\frac{\alpha w}{2}\right|}, & m = 1,3, \dots \\ [j.\text{sgn}(\alpha)]^{m-1}m\pi w.\text{cos}(\alpha S)\frac{J_m\left|\frac{\alpha w}{2}\right|}{\left|\frac{\alpha w}{2}\right|}. & m = 2,4, \dots \end{cases} \quad (207)$$

Para o modo ímpar, de forma semelhante, tem-se:

$$J_{zm}(x) = \begin{cases} \pm \frac{T_{m-1}\left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]}{\sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]^2}}, & m = 1,3, \dots \\ + \frac{T_{m-1}\left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]}{\sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]^2}}, & m = 2,4, \dots \end{cases} \quad (208)$$

$$J_{xm}(x) = \begin{cases} + \sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]^2} U_{m-1}\left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right], & m = 1,3, \dots \\ \pm \sqrt{1 - \left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right]^2} U_{m-1}\left[\frac{2(x \mp S)}{w}\right], & m = 2,4, \dots \end{cases} \quad (209)$$

com transformadas de Fourier, respectivamente:

$$\tilde{J}_{zm}(\alpha) = \begin{cases} j[j.\text{sgn}(\alpha)]^{m-1}\pi w.\text{sen}(\alpha S)J_{m-1}\left|\frac{\alpha w}{2}\right|, & m = 1,3, \dots \\ [j.\text{sgn}(\alpha)]^{m-1}\pi w.\text{cos}(\alpha S)J_{m-1}\left|\frac{\alpha w}{2}\right|, & m = 2,4, \dots \end{cases} \quad (210)$$

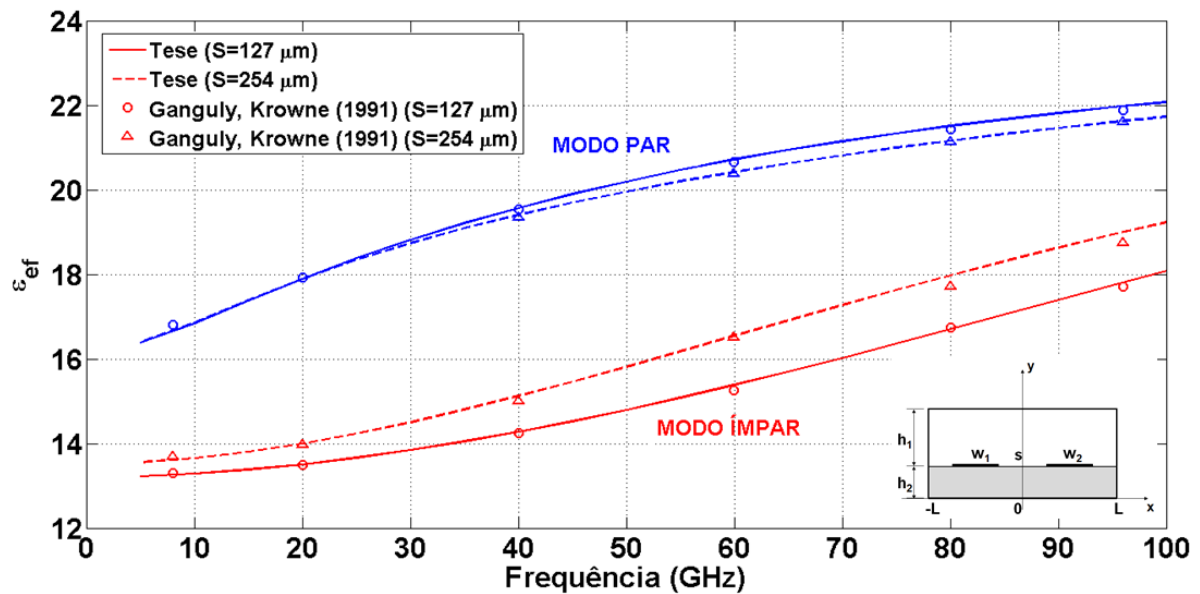
$$\tilde{J}_{xm}(\alpha) = \begin{cases} [j \cdot \text{sgn}(\alpha)]^{m-1} m \pi w \cdot \cos(\alpha S) \frac{J_m \left| \frac{\alpha w}{2} \right|}{\left| \frac{\alpha w}{2} \right|}, & m = 1, 3, \dots \\ j [j \cdot \text{sgn}(\alpha)]^{m-1} m \pi w \cdot \sin(\alpha S) \frac{J_m \left| \frac{\alpha w}{2} \right|}{\left| \frac{\alpha w}{2} \right|}, & m = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (211)$$

Já para estruturas CPW, conforme já comentado, as alterações serão um pouco mais profundas, uma vez que, ao invés de expandir as correntes sobre as fitas metálicas ocorre a expansão da distribuição de campo elétrico nas fendas. Também, as diádicas de Green sofrerão uma alteração, conforme apresentado em (9).

Assim, ambas adaptações foram realizadas nas rotinas numéricas, de modo a passar a ter a capacidade de efetuar cálculos de curva de dispersão para estruturas CPS e CPW com duas e três camadas.

Como forma de testar a rotina numérica aplicável a uma estrutura CPS tomou-se, inicialmente a estrutura proposta por Ganguly e Krowne (1991). Trata-se de uma estrutura de duas camadas, sendo uma camada de ar e um substrato isotrópico. Os parâmetros utilizados foram $L = 1,27$ mm, $h_1 = 2,54$ mm, $h_2 = 254$ μm , $\varepsilon_r = 24,5$, $w = 152,4$ μm e dois espaçamentos entre os eletrodos simétricos, $S = 127$ μm e 254 μm . Foi utilizado $M = N = 3$ e $n_{max} = 1500$. Os resultados obtidos para esta estrutura encontram-se na Figura 25, demonstrando boa correlação com os resultados de Ganguly e Krowne (1991). É possível observar também que, para modos pares, conforme a separação entre os eletrodos aumenta a variação da permissividade elétrica efetiva diminui e, para modos ímpares, conforme a mesma separação aumenta essa variação também aumenta (GANGULY; KROWNE, 1991).

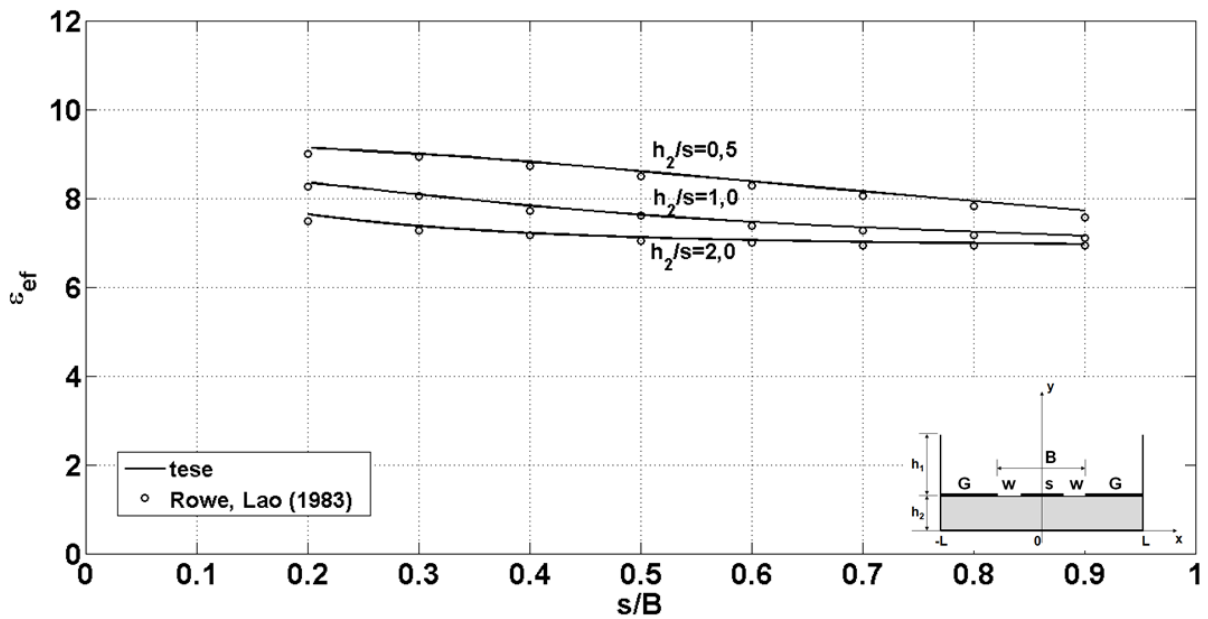
Figura 25 - Curvas de dispersão para a estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991).



Fonte: Elaboração do autor

Finalmente, para estruturas CPW foram comparados os resultados obtidos através da rotina numérica desenvolvida àqueles apresentados por Rowe e Lao (1983). Esta estrutura é simétrica e apresenta duas camadas, sendo uma de ar e um substrato com $\epsilon_r = 12,9$. Além disso as espessuras das camadas são de $h_2 = 1$ mm e $h_1 = 20 h_2$, uma vez que se trata de uma estrutura sem tampa superior. Além disso a fita central da CPW é dada por s , que será avaliada para situações de h_2/s iguais a 0,5, 1,0 e 2,0. O espaçamento entre os eletrodos é dado por w e $B \cong G$, sendo G o comprimento das fitas laterais e B o valor da soma entre os espaçamentos w e a fita central s . Os resultados apresentados estão em função da relação s/B , motivo pelo qual os valores de w e B irão variar em cada uma das situações. Desse modo, a Figura 26 expõe os resultados comprovando que a rotina numérica inicial se mostra adequada para estruturas CPW simétricas.

Figura 26 - Curvas de dispersão para a estrutura CPW de Rowe e Lao (1983).



Fonte: Elaboração do autor

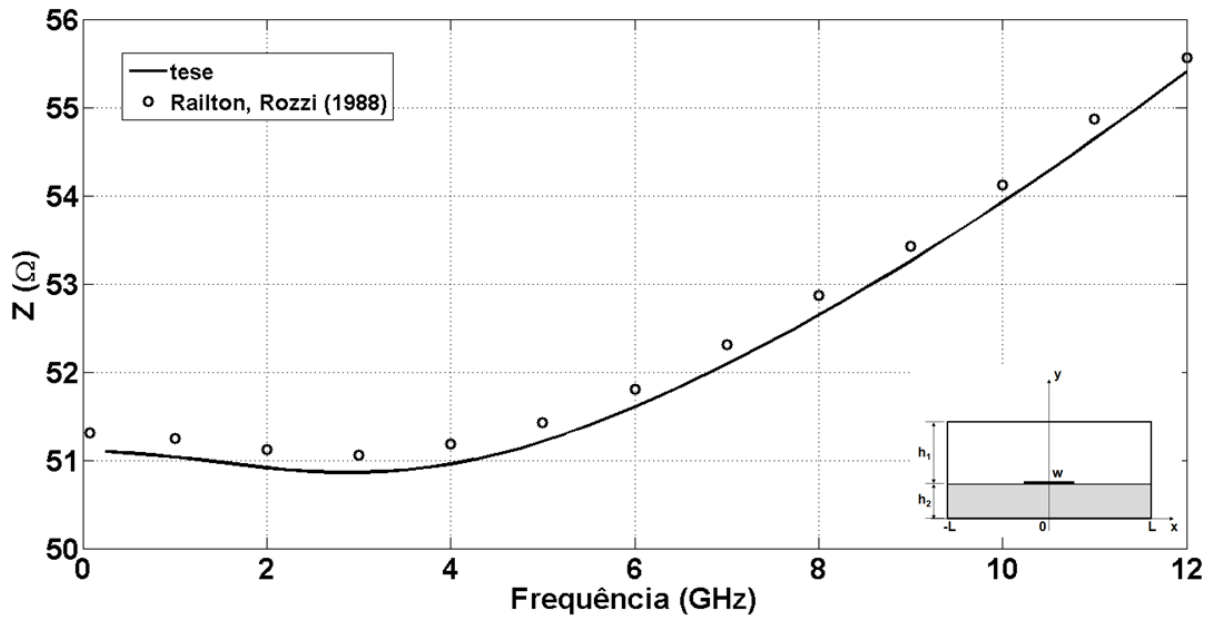
4.1.2 Cálculo da impedância característica para estruturas planares simétricas

Partindo do algoritmo inicial que permitiu o cálculo da dispersão das estruturas apresentadas no item 4.1.1, a rotina numérica foi incrementada de modo a permitir o cálculo da impedância característica das diferentes estruturas planares. Para tanto, aplicou-se à rotina os cálculos apresentados na seção 2.4, permitindo o cálculo dos coeficientes de ponderação c_m e d_m , bem como as distribuições normalizadas de densidade de corrente $\tilde{J}_z(\alpha_n)/c_1$ e $\tilde{J}_x(\alpha_n)/c_1$. Ressalta-se que, até este momento, as rotinas foram desenvolvidas para estruturas simétricas.

Portanto, para este algoritmo foram testadas diversas estruturas microlinha, CPS e CPW, visando validar o cálculo da impedância característica. Desse modo, a primeira estrutura analisada para este cálculo foi a microlinha de Railton e Rozzi (1988), já aplicada à análise do cálculo da dispersão. As características da estrutura já foram apresentadas, sendo esta composta por duas camadas e substrato isotrópico.

Os resultados apresentados na Figura 27 demonstram que a rotina se mostra adequada ao cálculo da impedância característica de uma estrutura microlinha simétrica, com resultados próximos a 50 Ω.

Figura 27 - Cálculo da impedância característica da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988).



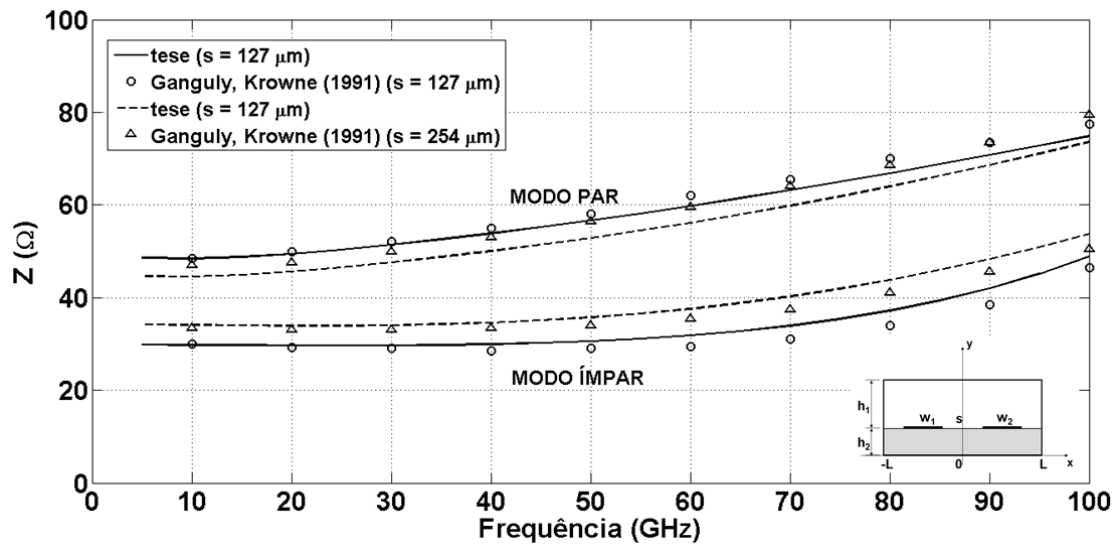
Fonte: Elaboração do autor

Ainda, visando a validação da rotina para o cálculo da impedância característica para as demais estruturas, ela foi aplicada à estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991), também já analisada com relação a sua dispersão. Tal estrutura manteve as características já apresentadas anteriormente, sendo novamente analisada para os espaçamentos entre os eletrodos de $127 \mu\text{m}$ e $254 \mu\text{m}$.

Os resultados obtidos com o algoritmo mostram-se adequados a uma estrutura CPS simétrica, recordando que, na Figura 28, observam-se impedâncias para os modos par e ímpar, assim como já ocorreu para o cálculo da dispersão. Especialmente para o modo par, tanto para $S = 127 \mu\text{m}$ quanto para $254 \mu\text{m}$ é possível notar uma divergência um pouco maior entre os resultados obtidos e aqueles da literatura, mas ainda mantendo a coerência esperada.

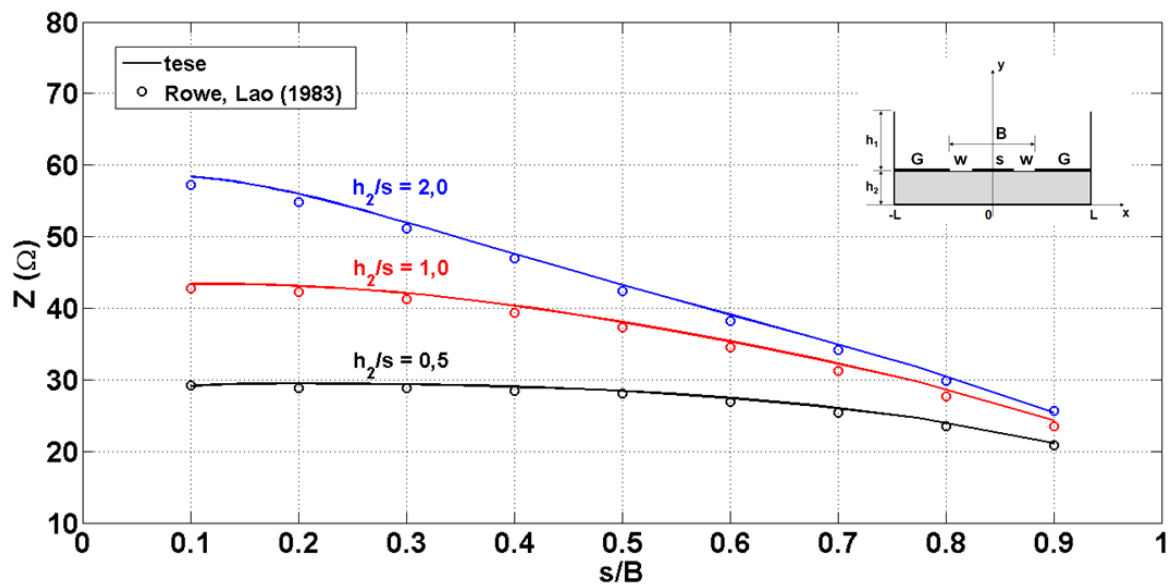
Ressalta-se também que os resultados apresentados para o modo par encontram-se mais próximos do valor de 50Ω desejados para a impedância característica.

Figura 28 - Cálculo da impedância característica da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991).



Finalmente, aplica-se a rotina a estruturas CPW simétricas, efetuando o cálculo da impedância característica da estrutura de Rowe e Lao (1983). Assim como as demais estruturas, esta também já foi analisada com relação a sua dispersão e tem seus parâmetros conhecidos. Os resultados são apresentados para diferentes relações de h_2/s , como se observa na Figura 29.

Figura 29 - Cálculo da impedância característica da estrutura CPW de Rowe e Lao (1983).



É importante recordar que, para o algoritmo de estruturas CPW, são necessárias adequações com relação às funções de base aplicadas (devido à expansão dos campos elétricos nos espaçamentos entre os eletrodos) e no cálculo das diádicas de Green, como já foi discutido no capítulo 2.

Com relação aos resultados obtidos na Figura 29 e com a preocupação, até o presente momento, de se obter resultados que transparecessem as análises obtidas pela literatura, é possível concluir que a rotina numérica aplicada se mostrou adequada à tal atividade.

4.1.3 Cálculo da distribuição de campo elétrico, linhas de campo e diagrama de magnitude para estruturas planares simétricas

Uma vez que já haviam sido obtidos resultados consistentes para o cálculo da dispersão e da impedância característica de estruturas planares simétricas, passou-se a análise da distribuição de campo elétrico das mesmas estruturas, bem como a análise de suas linhas de campo e diagramas de magnitude, visando compreender de forma mais precisa o comportamento de tais estruturas e permitir finalizar a análise inicial das rotinas numéricas, voltadas, até então, a estruturas simétricas.

Assim, foi implementado junto ao algoritmo o raciocínio apresentado na seção 2.5, permitindo o cálculo da equação (63), sendo apenas necessário informar o ponto de interesse na análise a ser realizada, ou seja, deve-se informar na rotina numérica o valor ou faixa de valores de y que se deseja estudar.

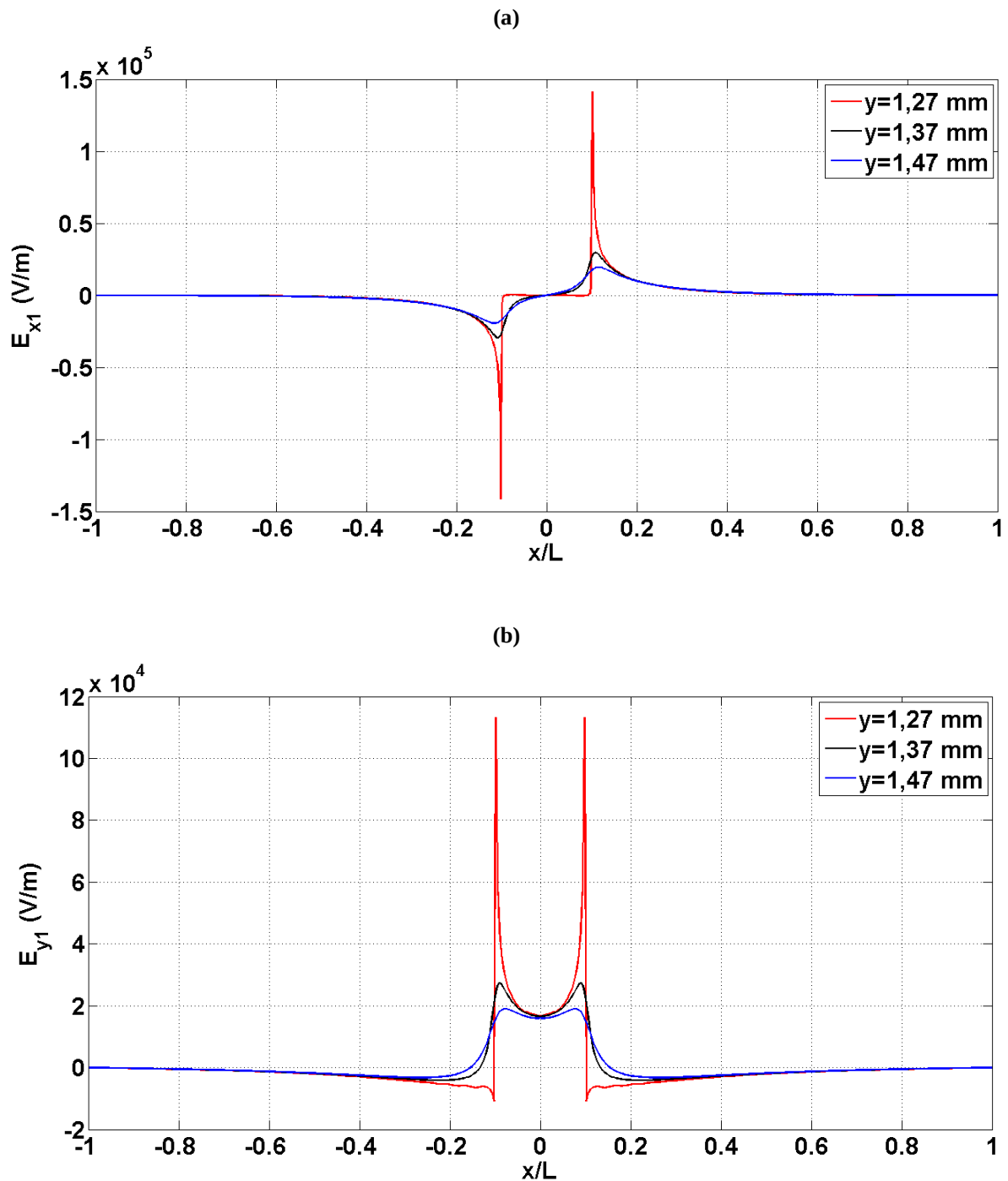
Quando necessário nos cálculos foram aplicados os valores de $I_z = 1$ A ou de $V_x = 1$ V, sendo que, em casos específicos, tais valores serão informados.

A título de ilustração e visando novamente a validação do algoritmo desenvolvido, as mesmas estruturas já apresentadas para microlinha, CPS e CPW foram utilizadas.

Desse modo, utilizando a estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988) foram analisadas as componentes E_x e E_y para as regiões de ar e substrato à frequência de 1 GHz. Inicialmente foram tomados os pontos em $y = 1,27$ mm, $1,37$ mm e $1,47$ mm para analisar as distribuições de campo elétrico no meio ar (uma vez que a camada de substrato apresenta a espessura de $1,27$ mm). Tais resultados são apresentados na Figura 30, onde se nota um efeito de borda bem acentuado em regiões próximas à fita metálica ($y = 1,27$ mm) e, conforme essa região se distancia da mesma as amplitudes de campo decaem. Observam-se ainda as

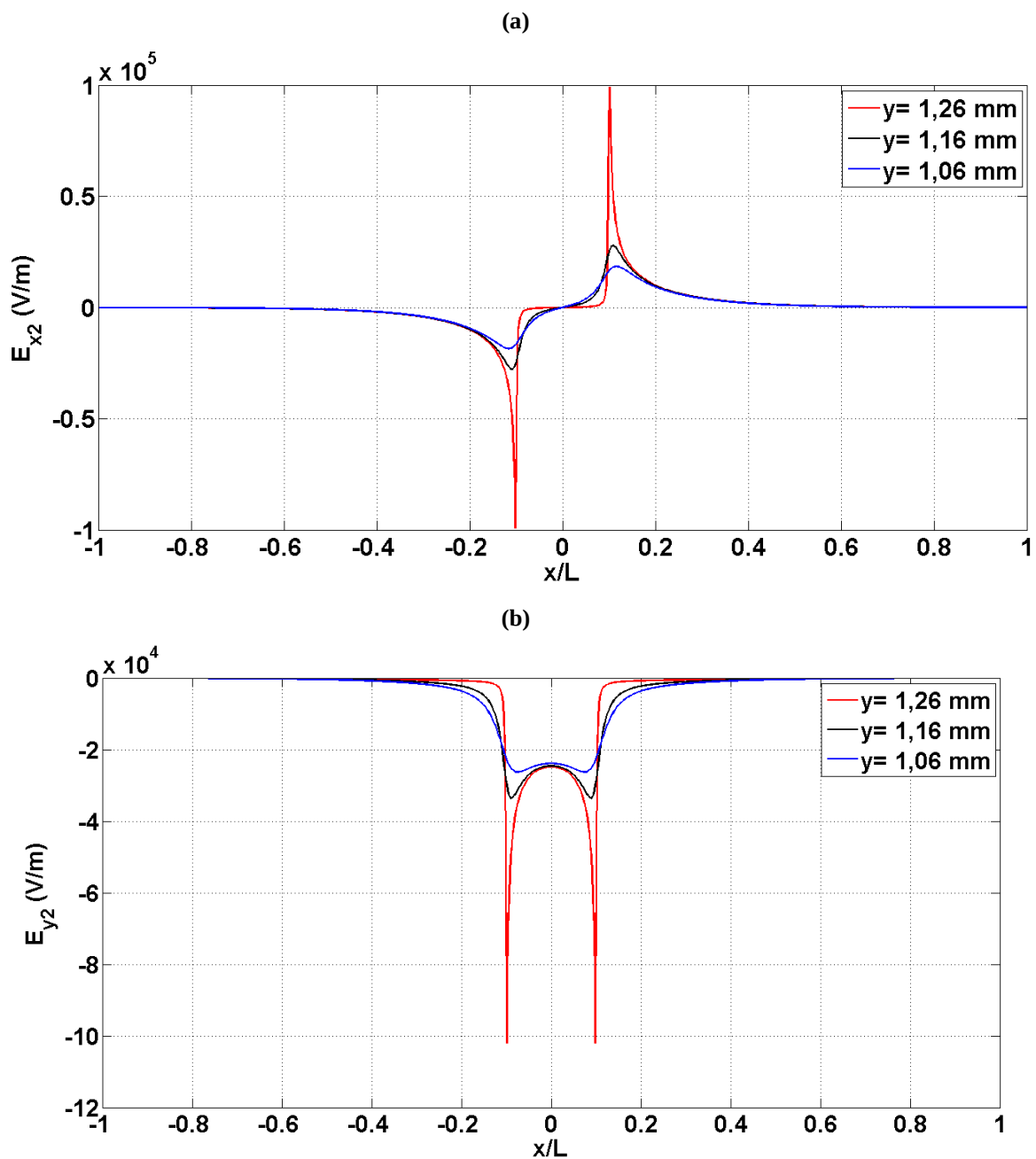
componentes nulas nas paredes laterais, com o campo mais concentrado nas regiões próximas à fita. Este comportamento se apresenta condizente à análise teórica de uma estrutura microlinha, indicando o sucesso no desenvolvimento da rotina numérica.

Figura 30 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .



Procedimento semelhante foi realizado para o substrato, utilizando um algoritmo análogo para as posições $y = 1,26$ mm, $1,16$ mm e $1,06$ mm. O mesmo fenômeno foi observado no substrato, sendo mais evidente próximo à fita metálica e decaindo conforme se analisam regiões mais distantes a ela, como se observa na Figura 31, novamente validando a rotina numérica aplicada.

Figura 31 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) E_{x2} , (b) E_{y2} .



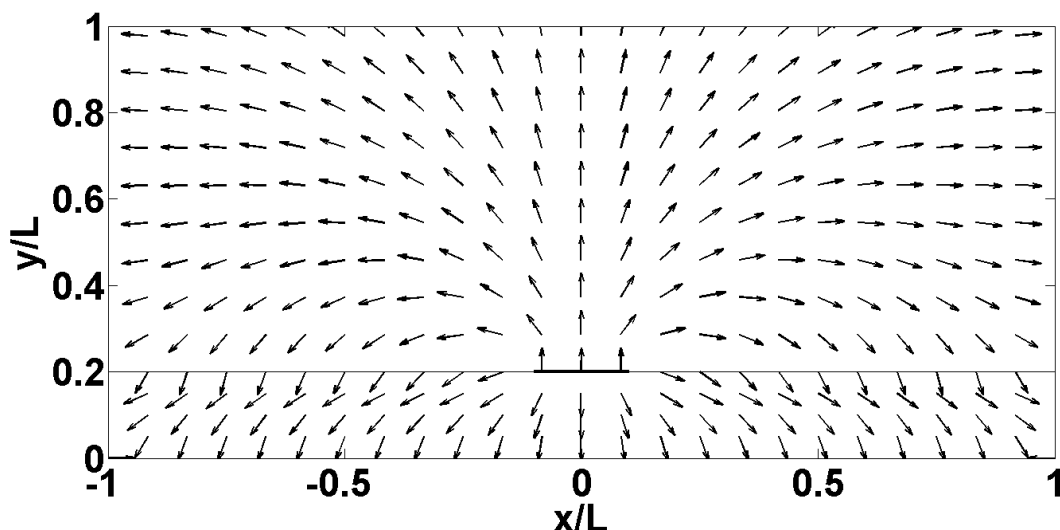
Fonte: Elaboração do autor

De forma a completar a análise da estrutura microlinha permitindo compreender seu comportamento, foi implementado junto ao algoritmo a análise das linhas de campo da estrutura e seu diagrama de magnitude. Para tanto, foram utilizadas as funções *meshgrid*, *quiver*, *pcolor* e *shading interp*. De forma sucinta, a função *meshgrid* é responsável por criar uma malha através da intersecção de dois intervalos, um deles no eixo x e outro no eixo y . Assim é definida uma malha de pontos onde as linhas de campo estarão presentes. A função *quiver* permite que se desenhe vetores em forma de setas dadas as coordenadas específicas nos eixos x e y , possibilitando visualizar de forma mais evidente as linhas de campo.

Do ponto de vista da obtenção do diagrama de magnitude a função *pcolor* é uma abreviatura de *pseudocolor*, que permite a criação de um conjunto de células coloridas usando os valores da matriz de cálculo do algoritmo, variando entre o azul mais claro até o vermelho, dependendo da intensidade do ponto em questão. Finalmente a função *shading interp* permite a variação da cor em cada segmento realizando a interpolação dos índices do mapa de cores, permitindo um sombreamento adequado da figura.

Dessa forma, a rotina numérica foi testada para a mesma estrutura de Railton e Rozzi (1988), obtendo-se as linhas de campo elétrico. O resultado encontra-se na Figura 32.

Figura 32 - Linhas de campo elétrico na microlinha blindada de Railton e Rozzi (1988).

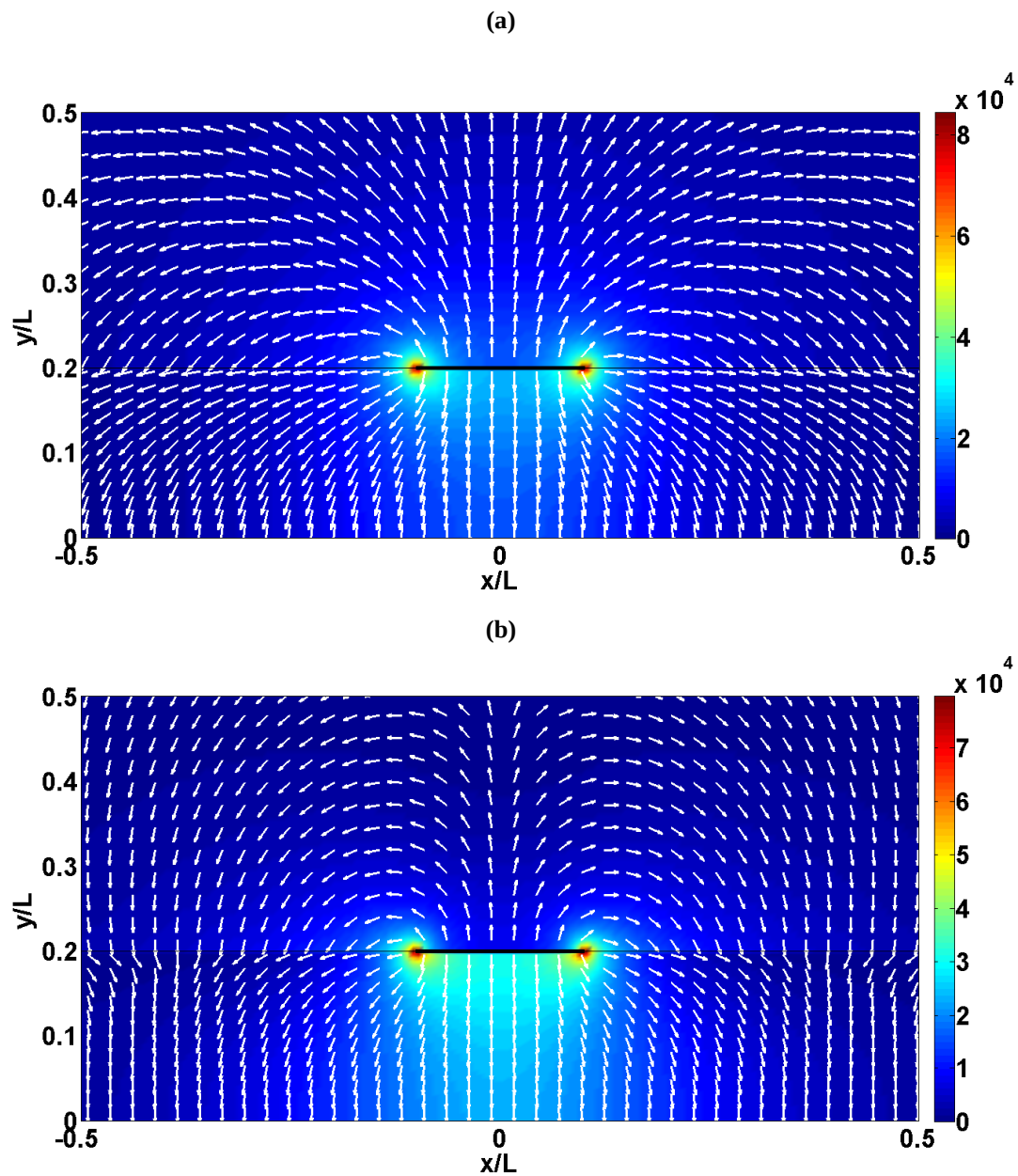


Fonte: Elaboração do autor

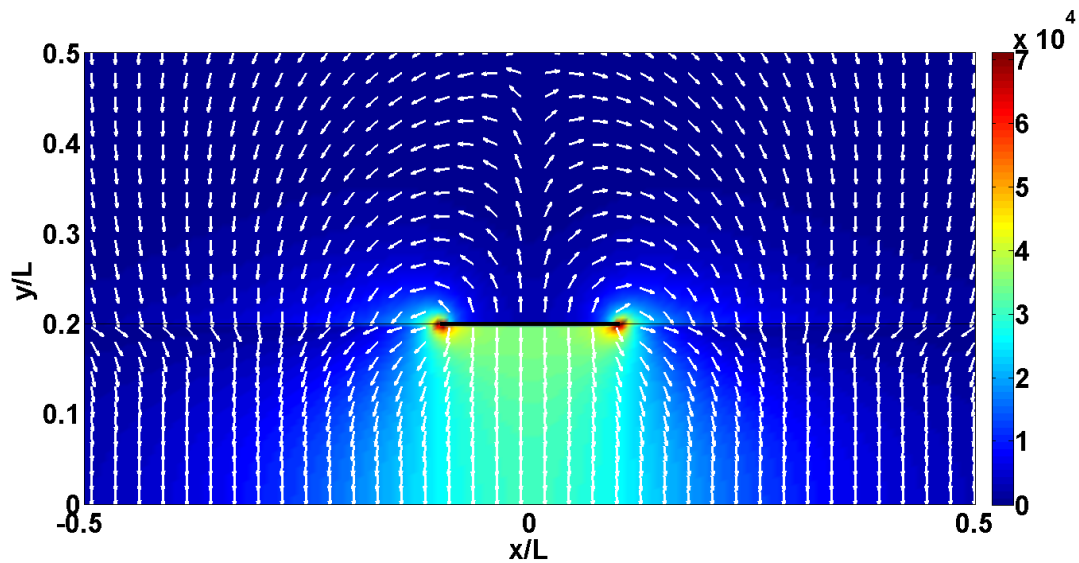
O comportamento das linhas de campo visualizado está dentro do que se espera de acordo com a análise teórica, apresentando o fluxo de campo partindo da fita e seguindo em direção ao substrato da estrutura e paredes laterais do guia.

Finalmente, o diagrama de magnitude da intensidade do campo elétrico transversal foi analisado para as frequências de 1 GHz, 20 GHz e 40 GHz, como mostrado na Figura 33.

Figura 33 - Diagramas de magnitude da intensidade do campo elétrico transversal da estrutura microlinha de Railton e Rozzi (1988): (a) $f = 1$ GHz, (b) $f = 20$ GHz, (c) $f = 40$ GHz.



(c)



Fonte: Elaboração do autor

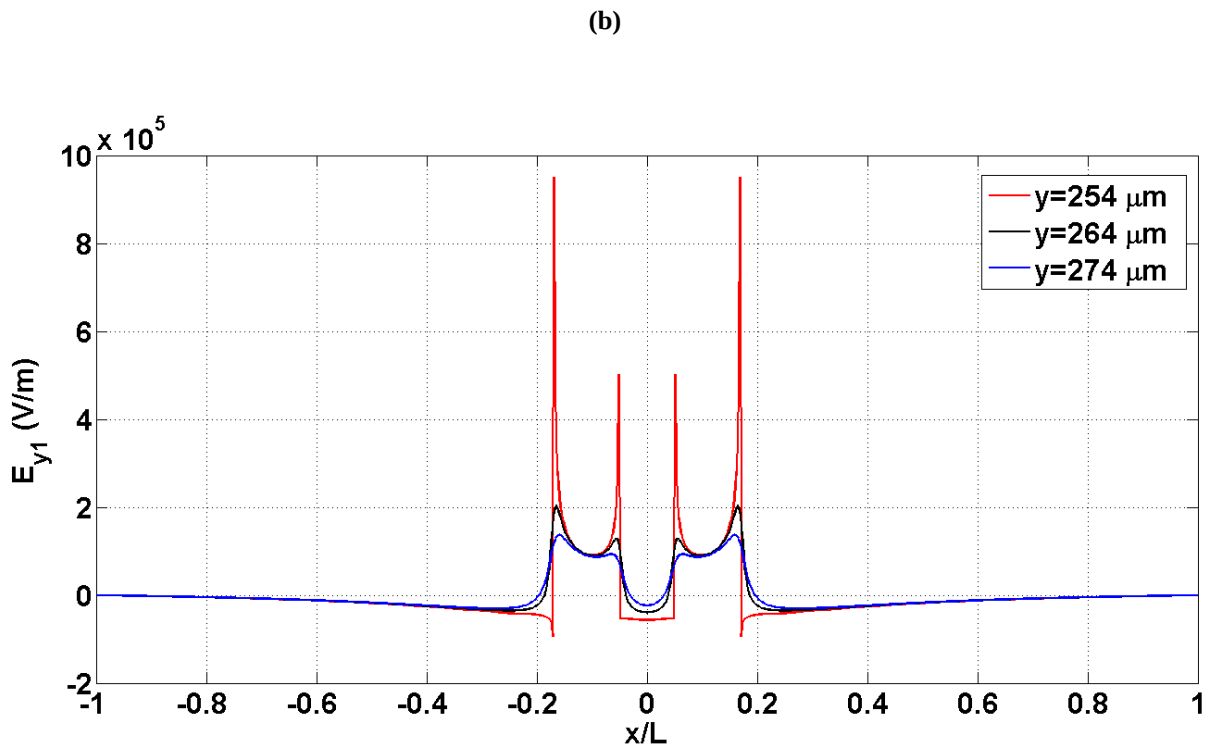
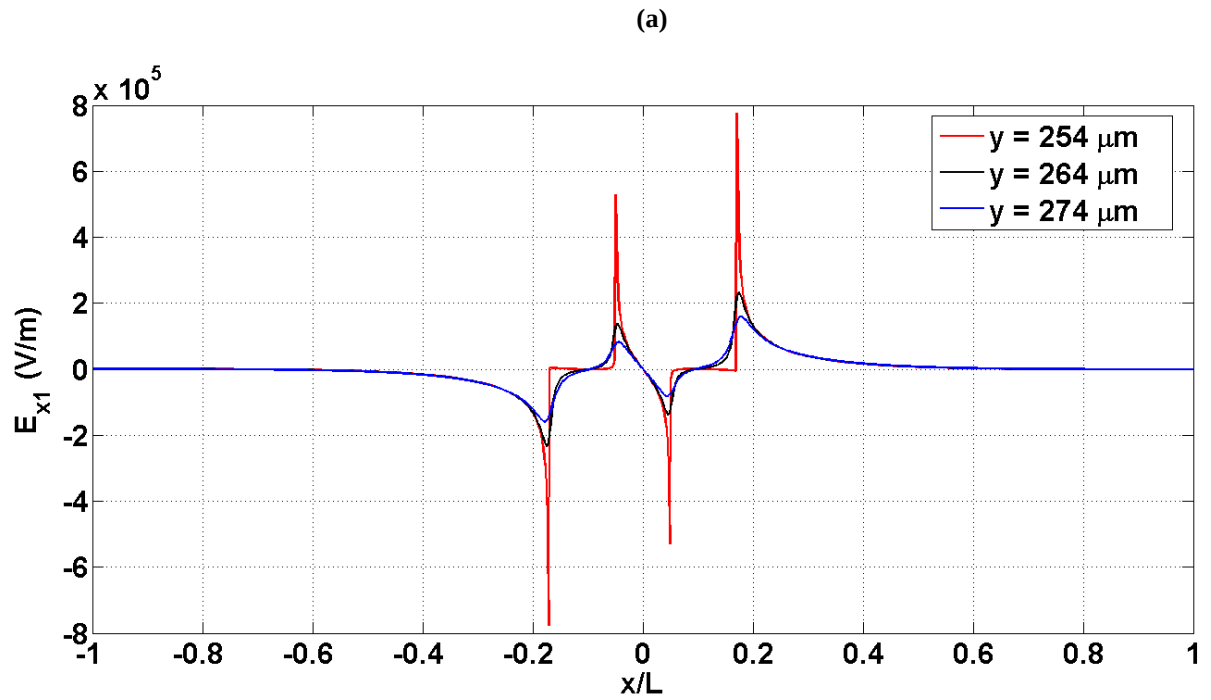
Observa-se na Figura 33 que, conforme previsto, as linhas de campo se direcionam mais intensamente ao substrato com o aumento da frequência, concentrando o campo na região abaixo da fita metálica condutora e apresentando maior intensidade em regiões próximas à fita condutora.

Assim, uma vez mais, confirma-se a validade das rotinas numéricas desenvolvidas no software Matlab.

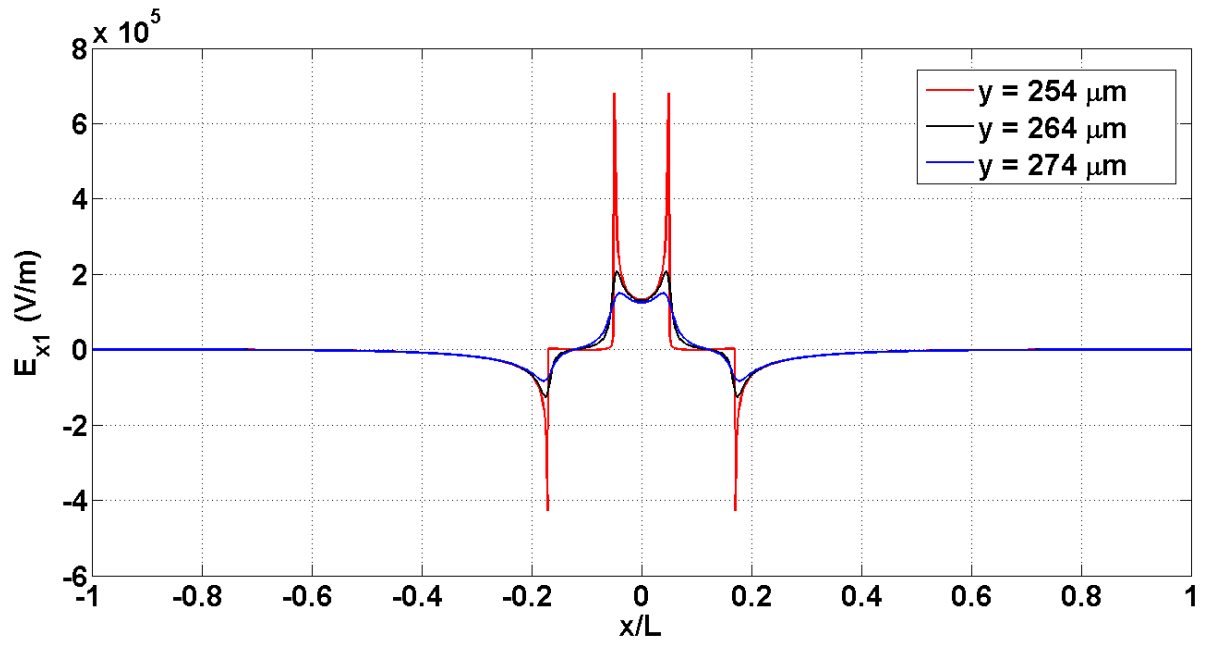
De forma similar ao procedimento de validação seguido, análises similares foram realizadas para estruturas CPS e CPW abordadas por Ganguly e Krowne (1991) e Rowe e Lao (1983), respectivamente.

Dessa forma, como a estrutura CPS simétrica de Ganguly e Krowne (1991) apresenta espessura de substrato de $254 \mu\text{m}$ foram tomados pontos de $y = 254 \mu\text{m}$, $264 \mu\text{m}$ e $274 \mu\text{m}$ para analisar a distribuição do campo elétrico no meio ar. De forma semelhante, foram tomados os pontos $y = 250 \mu\text{m}$, $240 \mu\text{m}$ e $230 \mu\text{m}$ para a análise no meio dielétrico. Uma vez mais, recorda-se a existência dos modos par e ímpar nesta estrutura, sendo os resultados para o ar e para o substrato apresentados, respectivamente, nas Figuras 34 e 35.

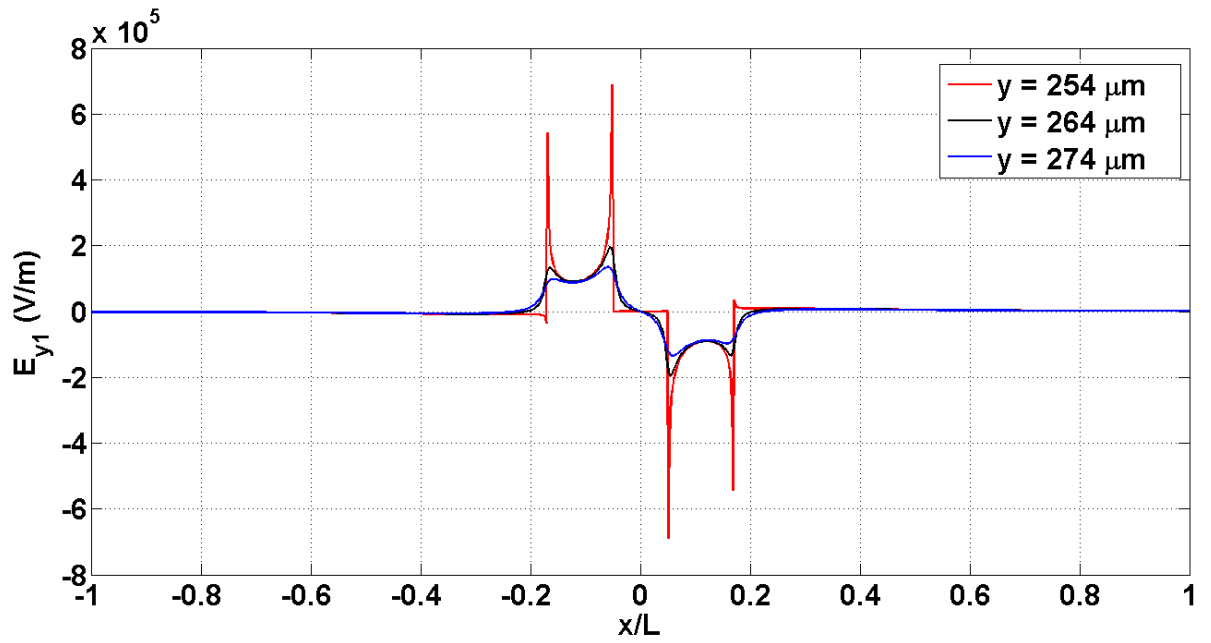
Figura 34 - Distribuição de campo elétrico na camada de ar da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991) em 10 GHz: (a) E_{x1} , modo par. (b) E_{y1} , modo par. (c) E_{x1} , modo ímpar. (d) E_{y1} , modo ímpar.



(c)

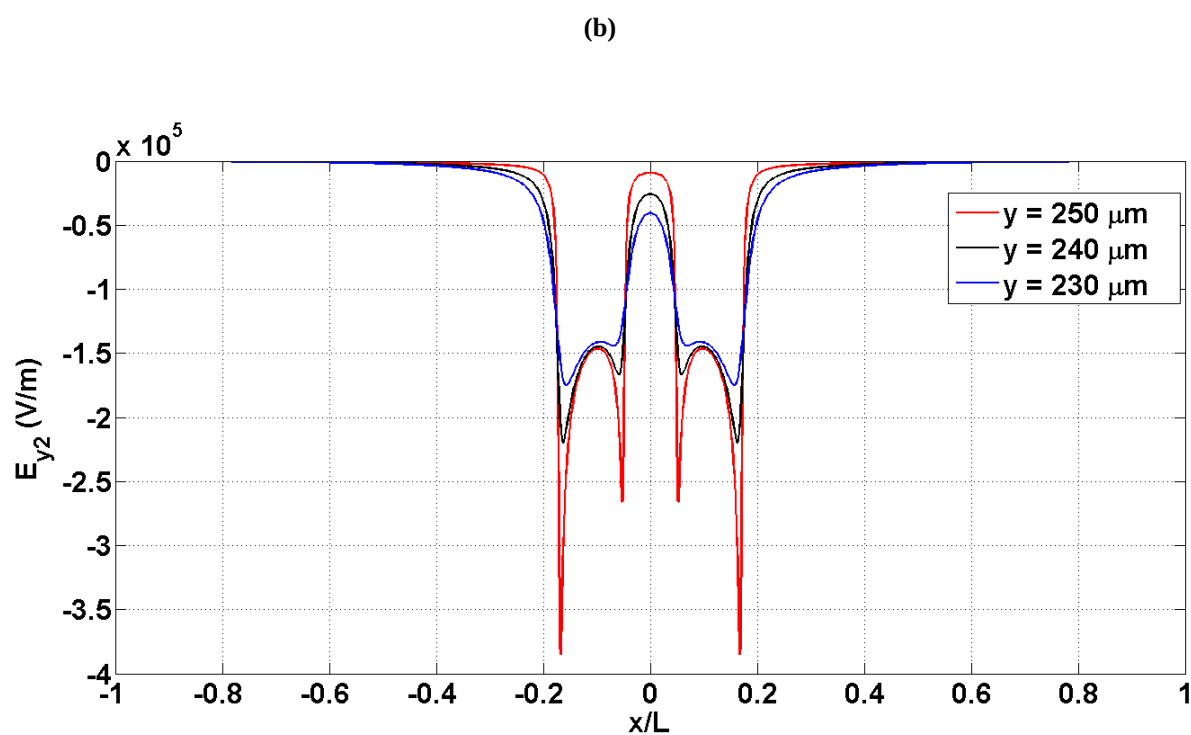
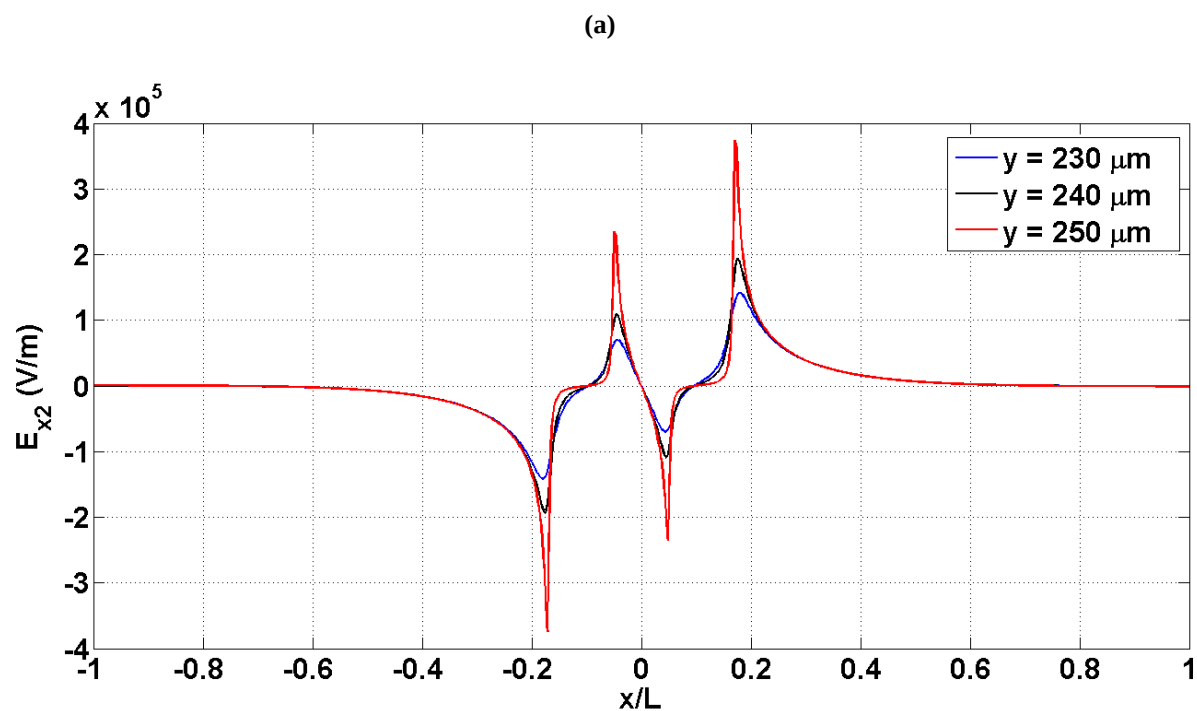


(d)

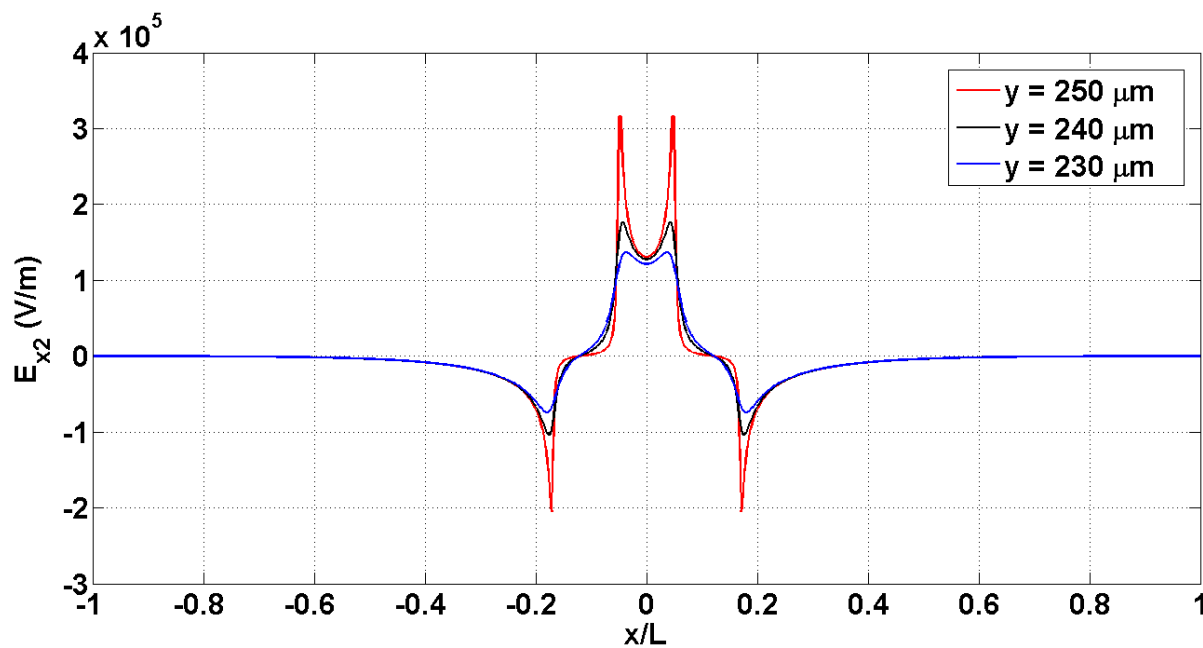


Fonte: Elaboração do autor

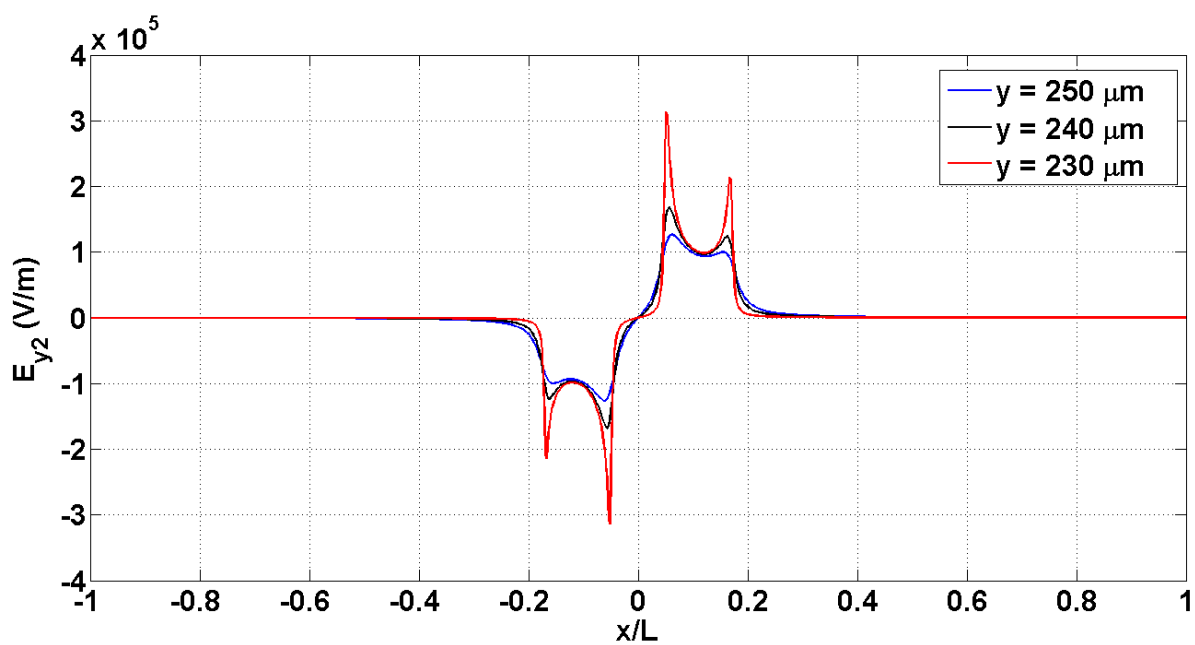
Figura 35 - Distribuição de campo elétrico na camada de substrato da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991) em 10 GHz: (a) E_{x2} , modo par. (b) E_{y2} , modo par. (c) E_{x2} , modo ímpar. (d) E_{y2} , modo ímpar.



(c)



(d)



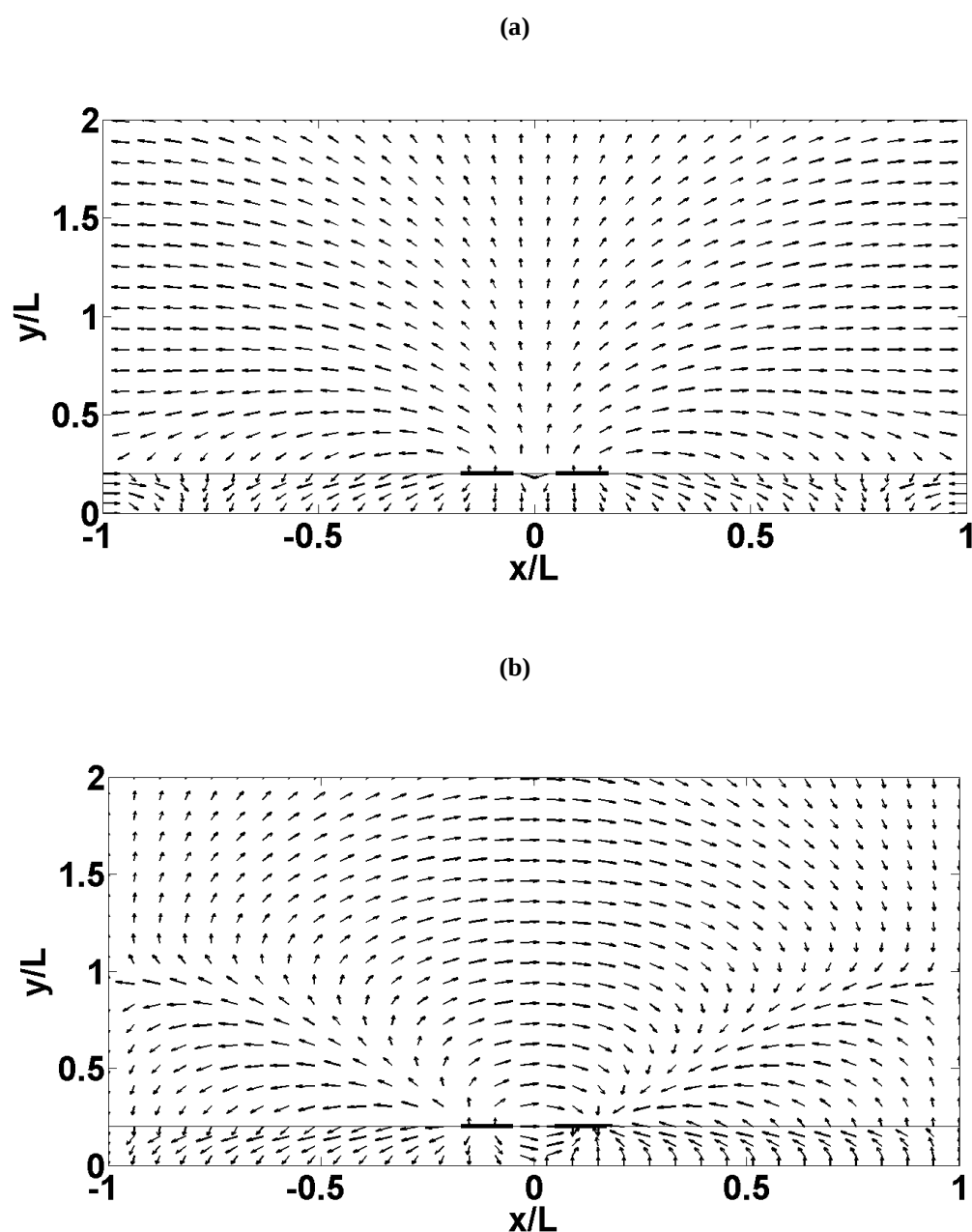
Fonte: Elaboração do autor

Em ambas Figuras, 34 e 35, nota-se que o efeito de borda se apresenta mais evidente em pontos analisados mais próximos aos eletrodos, enquanto o campo tende a apresentar-se mais atenuado conforme se distancia da interface ar-substrato. O comportamento da distribuição de

campo elétrico em ambas Figuras se encontra de acordo com a análise teórica, mostrando-se válido o algoritmo aplicado à estrutura CPS.

Ainda seguindo o mesmo procedimento de validação, foi calculado o gráfico de linhas de campo dessa estrutura para os modos par e ímpar, apresentados na Figura 36.

Figura 36 - Linhas de campo elétrico na estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991): (a) modo par, (b) modo ímpar.

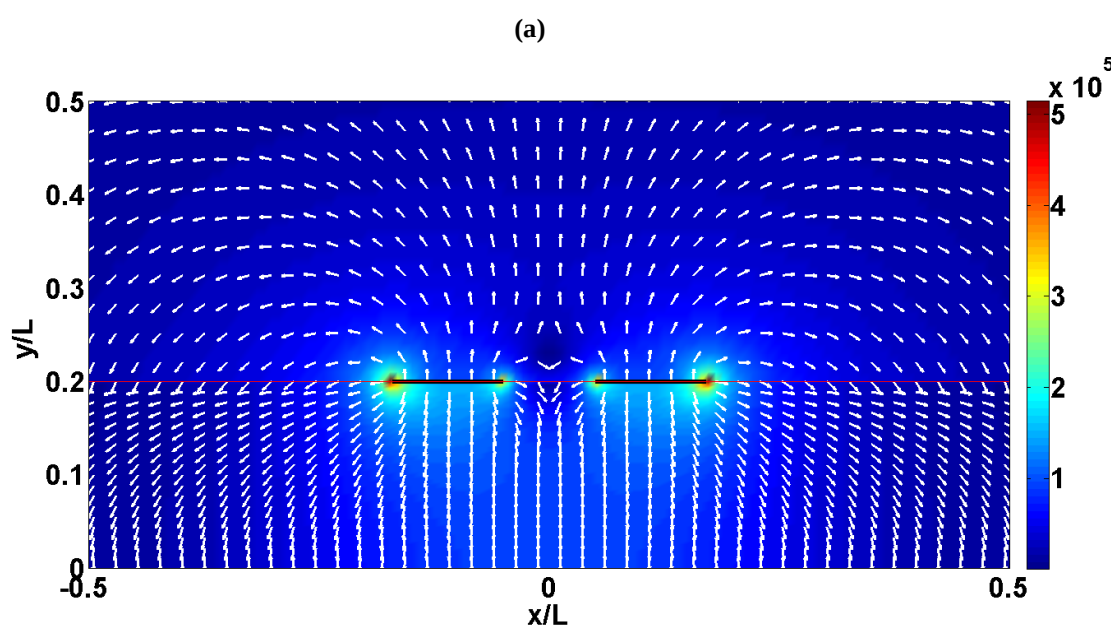


Fonte: Elaboração do autor

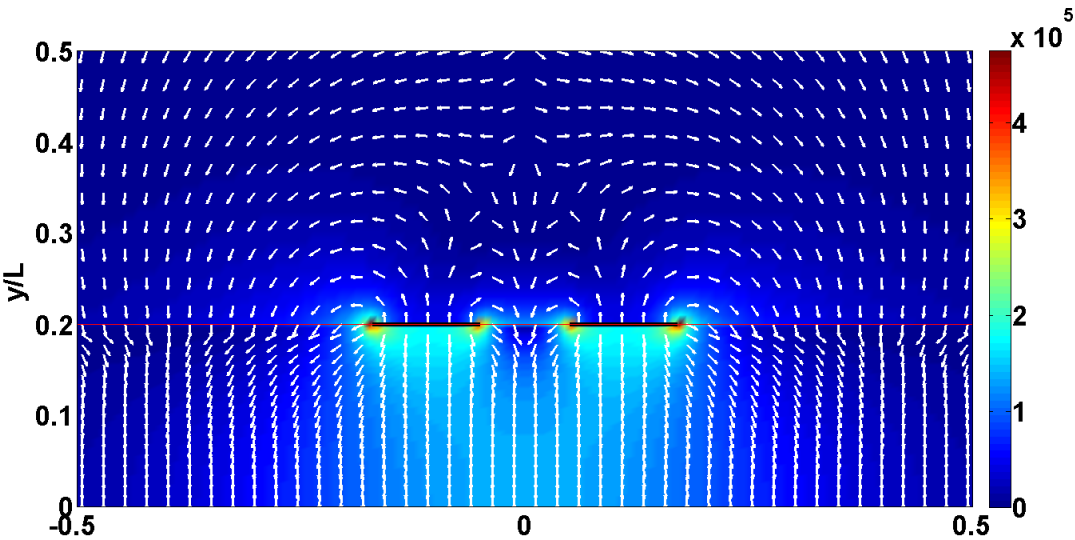
Vê-se na Figura 36 que o modo par apresenta simetria em relação a uma parede magnética entre as fitas e o modo ímpar apresenta distribuição anti-simétrica em relação a uma parede elétrica entre as fitas. No modo par as linhas de campo partem dos eletrodos em direção ao substrato, enquanto o modo ímpar apresenta linhas de campo entre um eletrodo e outro, dele para o dielétrico e do dielétrico em direção ao outro eletrodo novamente.

Finalmente, para a validação do algoritmo para estruturas CPS simétricas, foi analisado o diagrama de campo elétrico para as frequências de 10 GHz e 80 GHz, nos modos par e ímpar, conforme se observa na Figura 37.

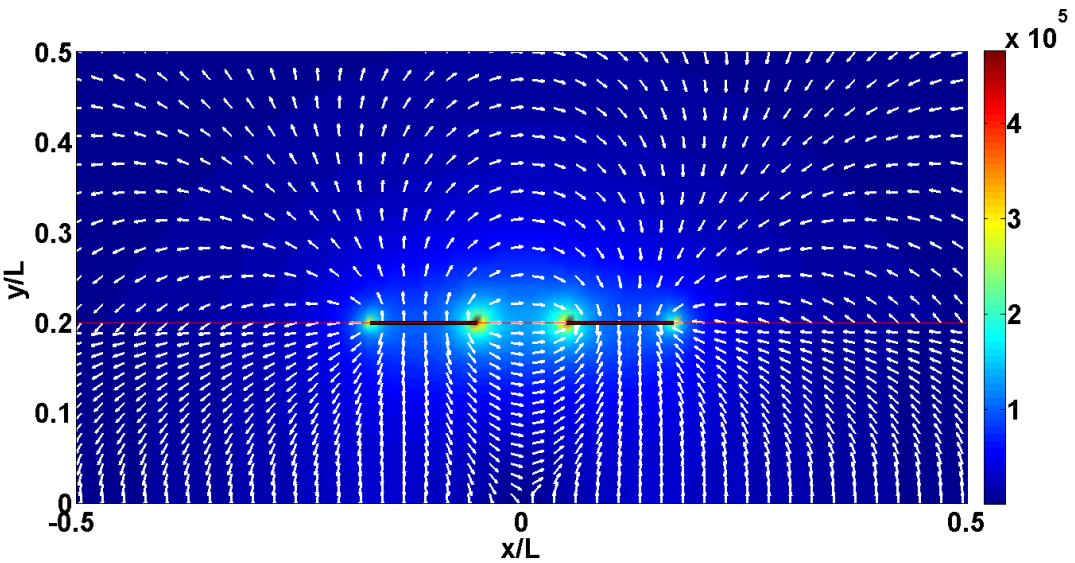
Figura 37 - Diagramas de magnitude da intensidade do campo elétrico transversal da estrutura CPS de Ganguly e Krowne (1991): (a) Modo par, $f = 10$ GHz, (b) Modo par, $f = 80$ GHz, (c) Modo ímpar, $f = 10$ GHz, (d) Modo ímpar, $f = 80$ GHz .



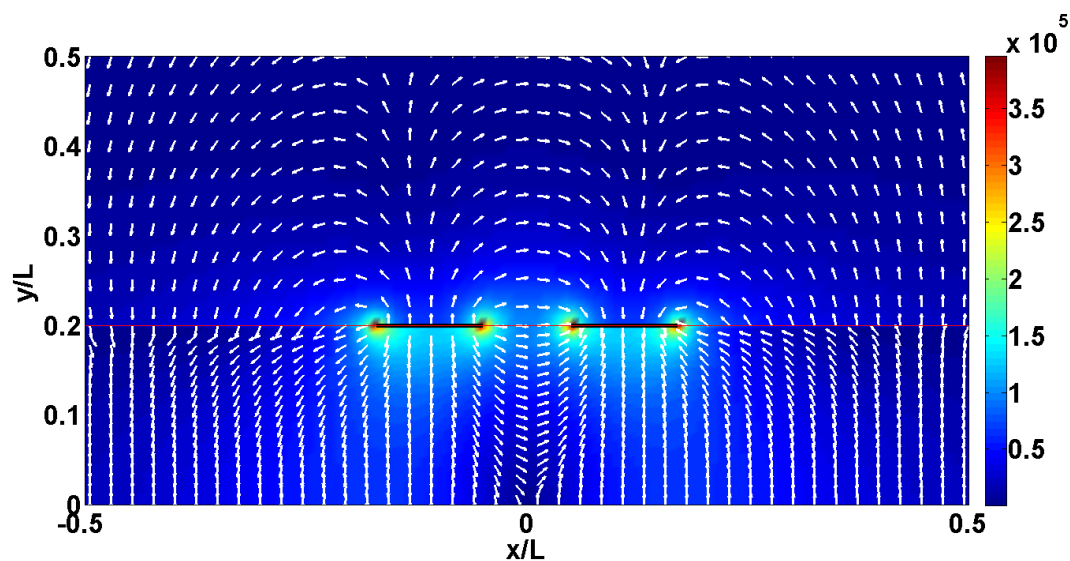
(b)



(c)



(d)



Fonte: Elaboração do autor.

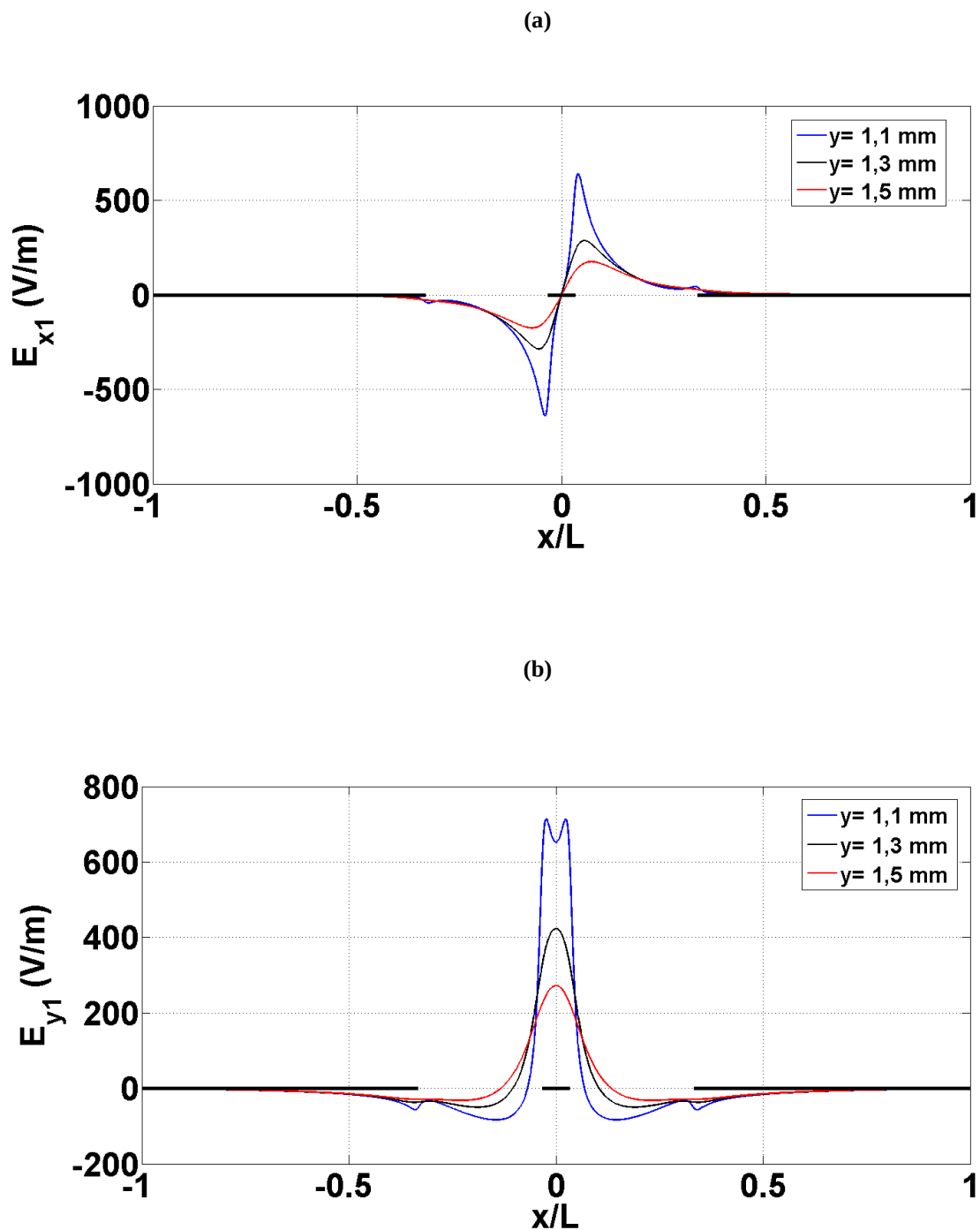
Nota-se que, como ocorreu para a microlinha blindada, para frequências maiores as linhas de campo tendem a ficar direcionadas ao substrato de forma mais intensa, seguindo o comportamento dos modos par e ímpar, como anteriormente analisados.

Por fim, a mesma análise realizada para as estruturas microlinha e CPS foi efetuada para a estrutura CPW de Rowe e Lao (1983). Novamente foram efetuadas as devidas adequações com relação às funções de base e diádicas de Green, de modo que se pudesse obter as distribuições de campo elétrico em cada um dos meios, as linhas de campo e o diagrama de magnitudes de campo elétrico.

Sendo assim, inicialmente foi traçada a distribuição de campo elétrico para a região de ar, modo ímpar, nos pontos $y = 1,1 \text{ mm}$, $1,3 \text{ mm}$ e $1,5 \text{ mm}$, lembrando que a espessura do substrato em questão é de 1 mm .

Os resultados dessa primeira análise estão ilustrados na Figura 38, onde é possível observar que para pontos localizados na camada de ar mais distantes dos eletrodos a amplitude do campo elétrico sofre um decréscimo. Novamente se nota que a amplitude do campo é nula junto às paredes da estrutura. Tais comportamentos são esperados e indicam que a solução é a correta.

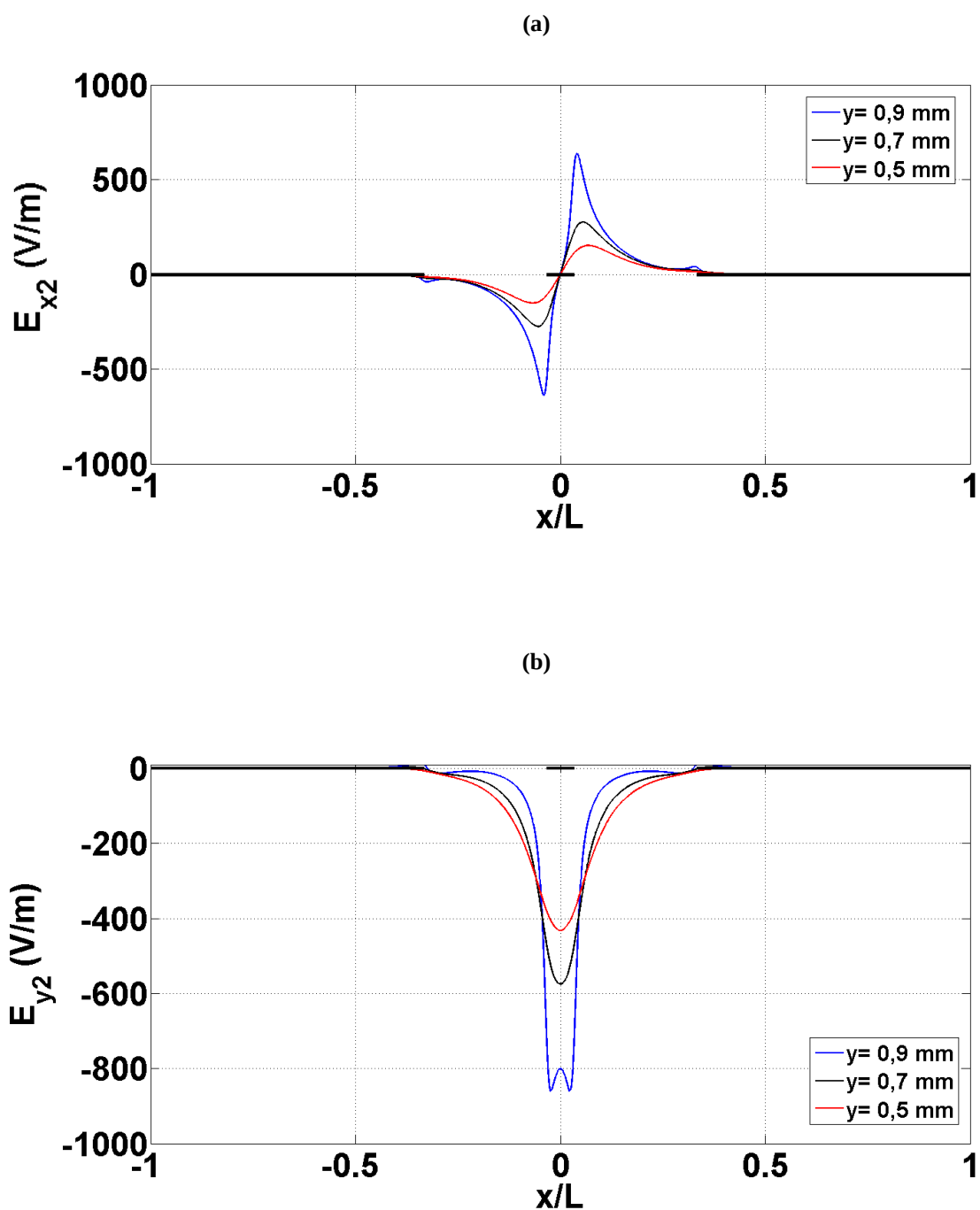
Figura 38 - Distribuição de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio ar, $f = 10$ GHz: (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .



Fonte: Elaboração do autor

O mesmo procedimento foi adotado para a camada de substrato, escolhendo-se os pontos $y = 0,9$ mm, $0,7$ mm e $0,5$ mm. As demais condições aplicadas à rotina mantiveram-se sem alterações. Estes resultados são apresentados na Figura 39, também para o modo ímpar.

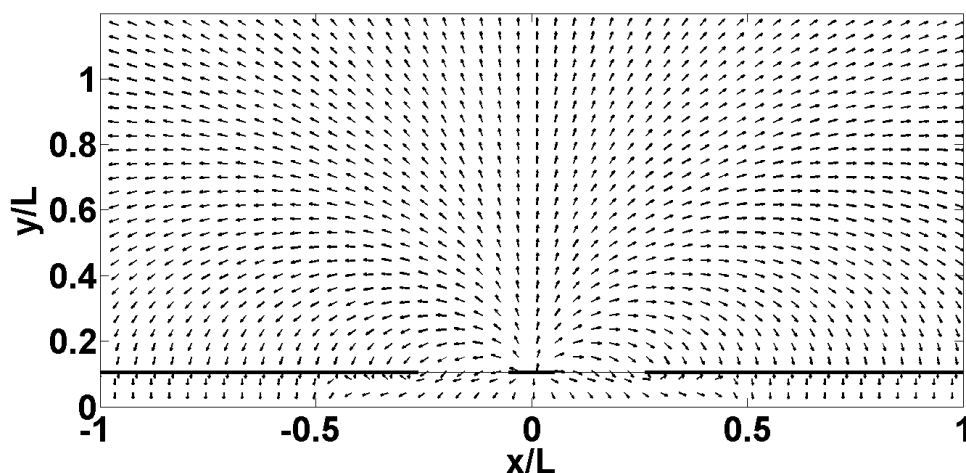
Figura 39 - Distribuição de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio dielétrico, $f = 10$ GHz: (a) E_{x2} , (b) E_{y2} .



Fonte: Elaboração do autor

Novamente, o comportamento da distribuição de campo elétrico no substrato indica que a rotina numérica desenvolvida se apresenta em concordância com o resultado esperado. Assim, foram traçadas as linhas de campo elétrico transversal sob mesmas condições, para o modo ímpar, como se observa na Figura 40.

Figura 40 - Linhas de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, meio dielétrico, $f = 10$ GHz.

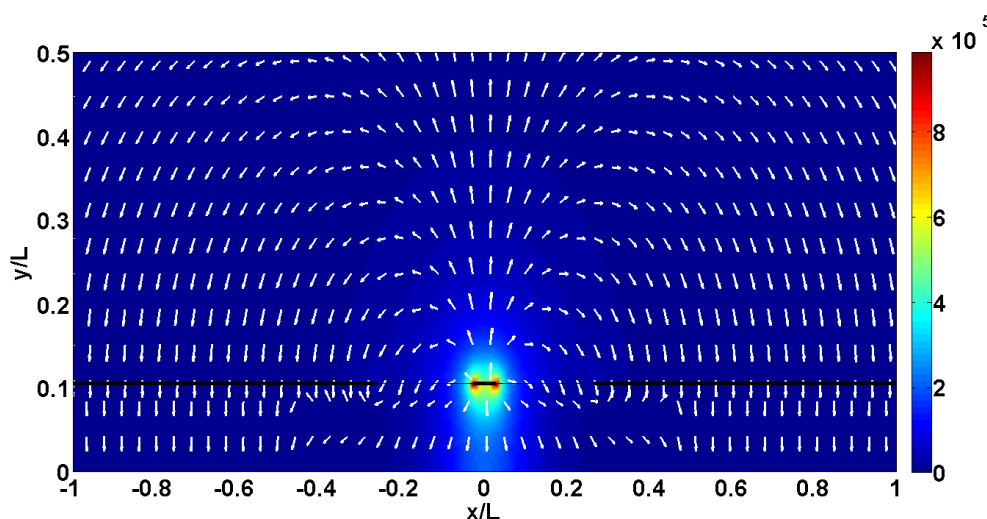


Fonte: Elaboração do autor

Nota-se as linhas de campo saindo do eletrodo central e se direcionando aos eletrodos laterais e ao substrato. Tal comportamento era esperado para o modo ímpar desta estrutura, sendo, portanto, considerado também coerente com a teoria.

Finalmente, de forma semelhante ao que foi desenvolvido para as demais estruturas, foi elaborado o diagrama de magnitudes do CPW para a frequência de 10 GHz e mesmas condições estruturais utilizadas até o momento. O resultado pode ser observado na figura 41. Evidenciam-se as linhas de campo partindo do eletrodo central em direção aos eletrodos laterais e às paredes laterais, descendo para o substrato, assim como também foi notado na figura 40.

Figura 41 - Diagrama de magnitude de campo elétrico na estrutura CPW de Rowe e Lao (1983), modo ímpar, $f = 10$ GHz.



Fonte: Elaboração do autor

Com os resultados apresentados até este momento foi possível conferir às rotinas numéricas a capacidade de efetuar as primeiras análises do ponto de vista de dispersão, impedância característica e distribuição de campo elétrico de guias de ondas planares simétricos. Tal desenvolvimento também permitiu um aprofundamento com relação ao comportamento dessas estruturas para que, como evolução deste processo, pudessem ser desenvolvidas rotinas numéricas mais abrangentes, com maior precisão e que permitissem analisar estruturas com assimetria de eletrodos, multicamadas e possibilidade de utilização de camadas anisotrópicas, permitindo assim a aplicação de uma maior gama de estruturas para o cálculo de moduladores eletroópticos. A evolução da rotina numérica, bem como o desenvolvimento de uma interface amigável para a realização destes cálculos serão apresentadas nas seções subsequentes deste capítulo.

4.2 Elaboração de algoritmo para o cálculo de parâmetros de estruturas planares

O algoritmo desenvolvido inicialmente, como já discutido e mencionado, esteve voltado ao cálculo dos principais parâmetros de estruturas planares com simetria de eletrodos. Entretanto, fatores como a assimetria de eletrodos, a aplicação de mais de uma camada no substrato e a aplicação de substratos anisotrópicos podem trazer ganhos ao guia e flexibilidade ao projeto de moduladores eletroópticos. Sendo assim, é importante que o algoritmo desenvolvido contemple tais situações, o que será explicado nesta seção.

O princípio de elaboração da rotina numérica é semelhante ao apresentado na seção 4.1. Deste modo, é necessário informar os principais dados da estrutura, tais como largura da(s) fita(s), quantidade e espessura das camadas, comprimento da estrutura, permissividade e permeabilidade dos materiais, bem como a quantidade de valores de α_n que se deseja utilizar e os valores de M e N aplicados à rotina.

Uma vez fornecidos os dados de entrada, a rotina buscará determinar os valores da constante de fase β correspondentes aos modos fundamental e superiores de propagação através da resolução da equação (42), processo este igual ao desenvolvido na seção 4.1. Para chegar a esta resolução a primeira mudança no algoritmo será a aplicação, agora, de novas funções de bases. Tais funções, ao contrário do que foi feito inicialmente, farão uso do método das imagens apresentado na seção 3.2, considerando nas mesmas os fatores $g(s)$ e $h(s)$. Novamente, recorda-se que para estruturas CPW as mesmas adequações deverão ser efetuadas.

Assim, passa-se a considerar no algoritmo a possibilidade de assimetria de eletrodos. A rotina segue utilizando o artifício de determinação dos mínimos locais através da função *fminbnd*, entretanto, para o método das imagens, assumindo a análise de estruturas assimétricas, não se opera com valores de α_n distintos para os modos par e ímpar, uma vez que não se tem mais estes modos. Agora atua-se com α_n genérico de:

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{2L}, \quad (212)$$

válida para sinais com período $T_x = 4L$.

É importante ressaltar que o procedimento apresentado na seção 4.1 permitia a utilização de estruturas com substrato anisotrópico, o que ainda segue sendo válido, bastando na análise desenvolvida considerar valores de permissividade paralela e perpendicular ao eixo do material, $\varepsilon_{//}$ e $\varepsilon_{\perp}$, respectivamente.

Uma vez determinados os valores de β , é possível obter as curvas de dispersão como primeiro parâmetro da estrutura. Sequencialmente, o cálculo de impedância também levará em conta o método das imagens, conforme apresentado na seção 3.4, exigindo o cálculo dos coeficientes c_{im}' e d_{im}' , sendo i o índice associado ao número de eletrodos, e m ao número de funções de base, e posterior cálculo das distribuições de densidade de corrente normalizadas. Desse modo, torna-se possível efetuar o cálculo da(s) impedância(s) desejada(s), dependendo da estrutura considerada. Para tanto, deve-se considerar o vetor $[C']$ dado por:

$$[C'] = \begin{bmatrix} [c_{im}'] \\ [d_{im}'] \end{bmatrix}, \quad (213)$$

onde

$$[c_{im}'] = \frac{1}{c_{11}} [c_{12} \dots c_{1M} \ c_{21} \dots c_{2M} \dots c_{(NF)1} \dots c_{(NF)M}]^T, \quad (214)$$

$$[d_{im}'] = \frac{1}{c_{11}} [d_{11} \dots d_{1N} \ d_{21} \dots d_{2N} \dots d_{(NF)1} \dots d_{(NF)N}]^T. \quad (215)$$

Finalmente, efetuando o cálculo do coeficiente de normalização c_{11} através da resolução de (67), calcula-se a distribuição de campo elétrico em valores absolutos (V/m) através de (64). Nota-se que a conformação espacial de campo elétrico também pode ser obtida, sem que seja necessária a determinação do coeficiente de normalização para tanto.

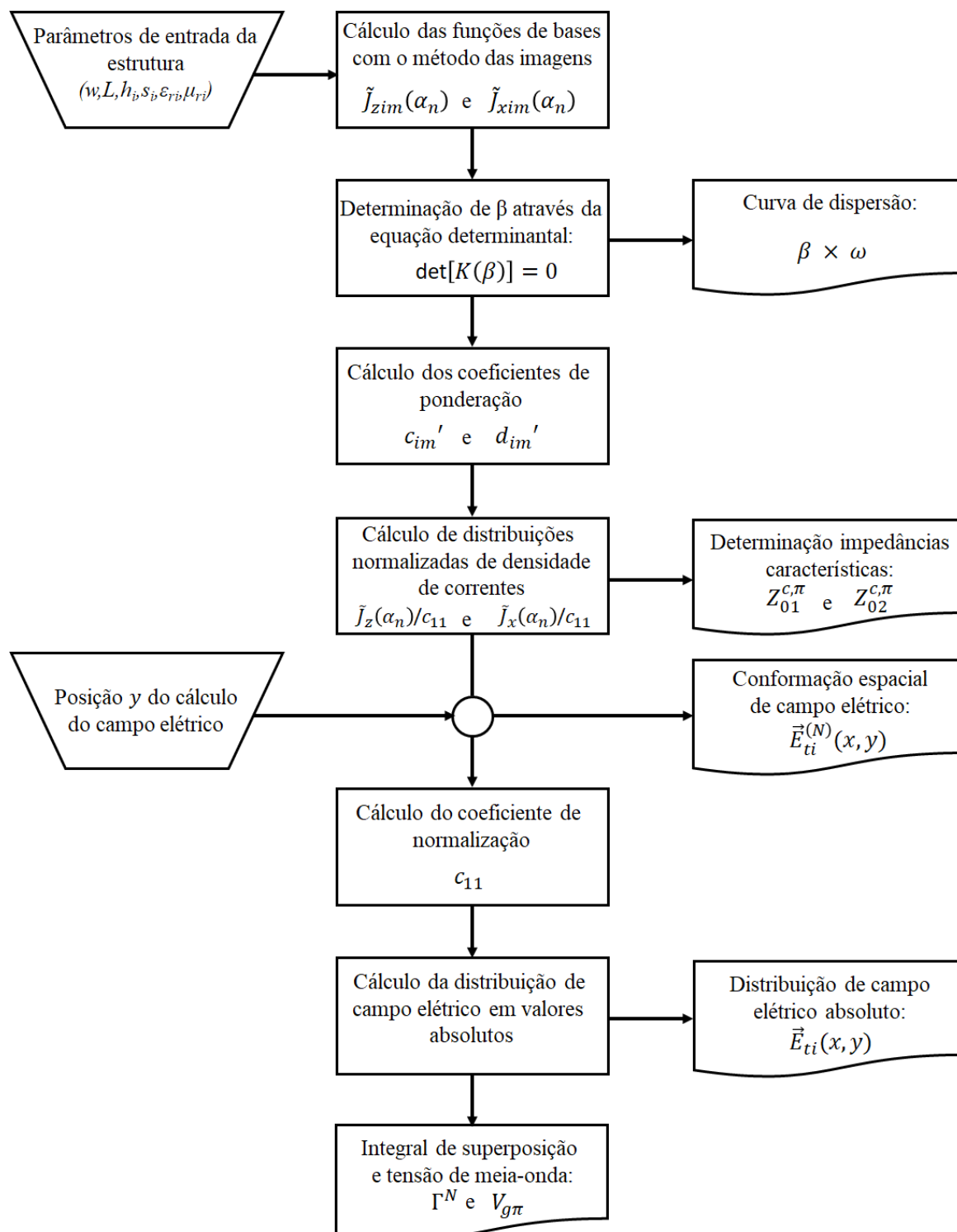
Ainda, junto à rotina numérica que efetua o cálculo da distribuição de campo elétrico é possível calcular a integral de superposição e tensão de meia-onda através do cálculo das expressões (197) e (198), respectivamente.

Vale ressaltar que, no desenvolvimento deste algoritmo, buscou-se obter uma solução genérica que fosse capaz de atender estruturas microlinha, CPS e CPW, apresentando assimetria de eletrodos, com duas ou três camadas, podendo estas serem isotrópicas ou anisotrópicas em corte-z. Dessa forma, o algoritmo apresenta três camadas (h_1 , h_2 e h_3) com permissividades perpendicular e paralela, $\varepsilon_{//}$ e $\varepsilon_{\perp}$. Para estruturas microlinha, o parâmetro s é considerado para indicar o deslocamento do centro da fita metálica em relação ao centro da estrutura, enquanto para estruturas CPS são considerados os parâmetros s_1 e s_2 (para os deslocamentos de cada uma das fitas), e, para estruturas CPW são considerados os parâmetros s_1 , s_2 , como a distância entre o centro da estrutura e o centro de cada um dos espaçamentos entre eletrodos. Cada um desses dados de deslocamento da fita em relação ao centro da estrutura será detalhado durante a análise de resultados.

Para estruturas de duas camadas, o algoritmo irá dividir a espessura de h_2 entre h_2 e h_3 . Materiais isotrópicos consideram no algoritmo $\varepsilon_{//} = \varepsilon_{\perp}$ e, estruturas simétricas, fazem uso de deslocamentos $s_i = 0$, onde i refere-se à fita considerada, para $i = 1, 2, 3$.

Buscando apresentar de forma mais clara todo o processo aplicado no algoritmo para o cálculo dos parâmetros das diversas estruturas foi desenvolvido um diagrama de blocos apresentado na Figura 42.

Figura 42 - Diagrama de blocos do algoritmo para cálculo de parâmetros de guias de ondas planos aplicando a técnica ADE e o método das imagens.



Fonte: Elaboração do autor

Uma vez elaborado o algoritmo da Figura 42, que permite uma análise de uma maior gama de estruturas, ele foi testado em diversas situações, conforme será apresentado no capítulo 5.

Entretanto, há ainda que se atentar ao fato de que tais algoritmos necessitam ser acessados e manipulados de forma direta em sua programação no software Matlab. Isso exige que o usuário tenha conhecimento sobre o software e sobre a programação e algoritmo desenvolvidos para que possa identificar os pontos de alteração e onde inserir as informações sobre a estrutura que se deseja analisar, tornando o software não amigável.

Com o objetivo de facilitar o acesso aos resultados de análise desejados sobre um determinado guia de ondas e de inserir os dados característicos desta estrutura para que os cálculos possam ser realizados, foi desenvolvida uma interface gráfica através de um aplicativo no próprio Matlab.

Este aplicativo permite ao usuário informar os dados iniciais, sem que necessite aprofundar-se no algoritmo, evitando o surgimento de erros no programa ou mesmo análise de estruturas com dados incorretos.

Assim, esta interface gráfica será apresentada e mais bem detalhada na seção 4.3 deste trabalho.

4.3 Desenvolvimento de interface gráfica para análise de estruturas planares

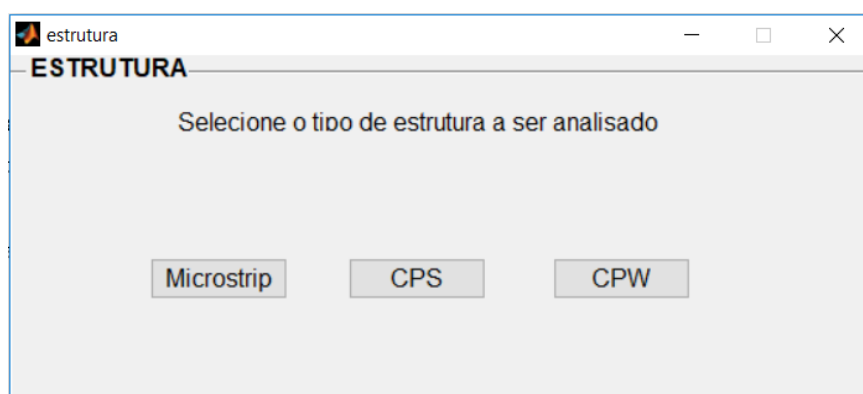
Conforme discutido ao final da seção anterior, foi desenvolvida neste trabalho uma interface gráfica que gerou um aplicativo que opera no próprio software Matlab, permitindo ao usuário informar os dados principais da estrutura planar que deseja analisar, sem que para isso necessite conhecer sobre a programação deste software ou mesmo sobre as rotinas numéricas que envolvem este aplicativo. Dessa forma, o aplicativo torna-se uma ferramenta para outras pesquisas, que não tenham este estudo como ponto central, ou mesmo para que se efetuem projetos de moduladores.

Após sua instalação junto ao Matlab, o mesmo estará disponível a partir da parte superior do software, na aba “APPS”. Ele foi desenvolvido utilizando o ambiente *Graphical User Interface* (GUI), que permite a criação de telas, botões, caixas de texto e diversas ferramentas para possibilitar a interação entre o usuário e as rotinas desenvolvidas no ambiente Matlab de maneira mais amigável.

Foi então estruturada uma sequência de telas que possibilite ao usuário determinar através delas como é o guia que será analisado. Garante-se que ele seja orientado a escolher entre opções ou preencher dados, de forma a minimizar qualquer possível erro.

Assim, ao iniciar o aplicativo, tem-se como primeira tela a escolha de qual estrutura será analisada, como se observa na Figura 43.

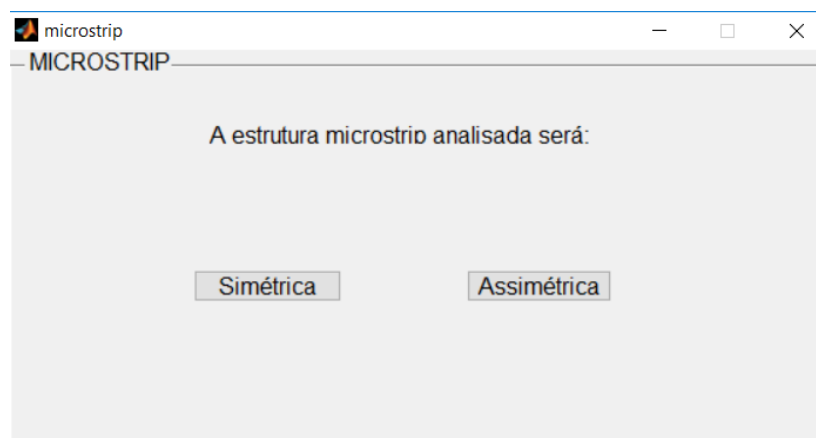
Figura 43 - Tela inicial do aplicativo para a escolha da estrutura planar.



Fonte: Elaboração do autor

Tem-se então uma escolha dirigida entre as três opções analisadas neste trabalho: microlinha, CPS e CPW. Esta primeira decisão leva a uma segunda tela que, independente do tipo de guia escolhido, será semelhante. Neste segundo momento será possível escolher se a estrutura analisada será simétrica ou assimétrica, conforme Figura 44.

Figura 44 - Tela de decisão sobre a simetria de eletrodos da estrutura.

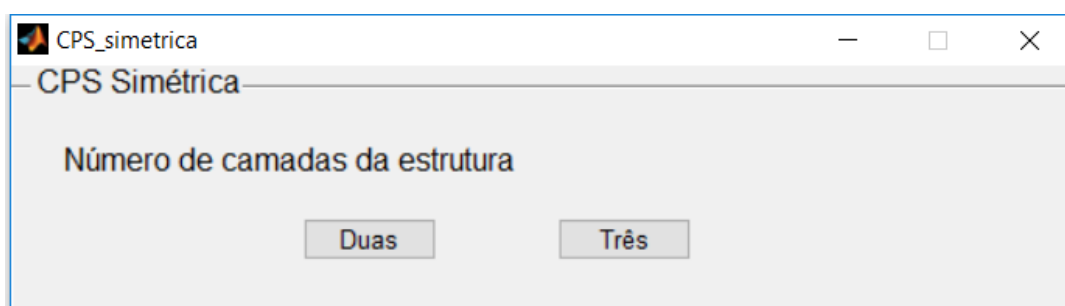


Fonte: Elaboração do autor

É importante ressaltar que as telas do aplicativo mostram-se intuitivas e com processos de decisão diretos, não deixando margens a interpretações equivocadas.

Novamente, independente do tipo de simetria escolhido, estrutura simétrica ou assimétrica, a tela seguinte será a mesma, buscando a informação do número de camadas desejado. Pode ser escolhido entre duas ou três camadas, sendo relevante dizer que os algoritmos foram desenvolvidos para apresentarem eletrodos entre as camadas um e dois.

Figura 45 - Tela de decisão sobre a quantidade de camadas da estrutura.



Fonte: Elaboração do autor

Finalmente, ao escolher o número de camadas da estrutura é apresentada a última tela, na qual as diversas informações restantes da estrutura serão inseridas. Tais telas diferem de acordo com a estrutura escolhida, conforme a simetria dos eletrodos e o número de camadas. À título de informação são apresentadas na Figura 46, as telas finais dos três tipos de estrutura, buscando abranger todos os tipos de análise.

Nota-se que, na Figura 46 (a) a estrutura escolhida foi uma microlinha, simétrica, de duas camadas. Conforme já mencionado neste trabalho, o algoritmo atende substratos isotrópicos ou anisotrópicos, bastando, em caso de isotropia, preencher $\varepsilon_{//} = \varepsilon_{\perp}$. Já a Figura 46 (b) apresenta a tela de uma CPS, assimétrica, de três camadas. Assim como na estrutura microlinha é possível preencher as informações relevantes ao guia, identificando as características gerais e de cada uma das camadas. Observa-se que a camada um é identificada como superstrato sendo, portanto, a camada superior. A partir daí, identificam-se as demais camadas sequencialmente. É importante notar também que, em casos de assimetria, surgem novas informações a serem preenchidas com relação ao deslocamento do centro do eletrodo ao centro da estrutura (no caso da CPS, os valores s_1 e s_2).

Observa-se nas telas das Figuras 46 (a) e (b) que, além das informações das dimensões da estrutura, é possível também, em quaisquer das situações, escolher a faixa de frequências

que se deseja analisar. No espaço de preenchimento das dimensões do guia estão identificadas as devidas descrições de cada uma das grandezas, bem como sua unidade de medida, de modo a padronizar o processo.

Figura 46 - Telas de dados das estruturas: (a) microlinha, simétrica, de duas camadas, (b) CPS, assimétrica de três camadas.

(a)

The screenshot shows a software window titled 'duas_camadas' with a subtitle 'DUAS CAMADAS'. It contains several input fields and buttons for configuring a two-layer microstrip structure.

Inputs:

- Largura da fita metálica w : Digite o valor
- Largura da estrutura $2L$: Digite o valor
- Frequência ou faixa de frequência analisada (freq inicial : passo : freq final): Digite o valor
- Camada 1 (superstrato)**
 - Espessura (m): Digite o valor
 - Permeabilidade dielétrica: Digite o valor
 - Permissividade paralela: Digite o valor
 - Permissividade perpendicular: Digite o valor
- Camada 2**
 - Espessura (m): Digite o valor
 - Permeabilidade dielétrica: Digite o valor
 - Permissividade paralela: Digite o valor
 - Permissividade perpendicular: Digite o valor

Buttons:

- Dispersão
- Impedância Característica
- Campo Elétrico
- Tensão de Meia Onda

(b)

The screenshot shows a software window titled "tres_camadas_CPS_assim" with a tab labeled "TRÊS CAMADAS". The interface contains several input fields and buttons for configuring a three-layer structure analysis.

Inputs:

- Largura da fita metálica w1 (m), lado esquerdo: Digite o valor
- Largura da fita metálica w2 (m), lado direito: Digite o valor
- Distância entre o centro da estrutura e o centro do eletrodo da esquerda, s1 (m): Digite o valor
- Distância entre o centro da estrutura e o centro do eletrodo da direita, s2 (m): Digite o valor
- Largura da estrutura 2L: Digite o valor
- Frequência ou faixa de frequência analisada (freq inicial : passo : freq final): Digite o valor

Camada 1 (superstrato):

- Espessura (m): Digite o valor
- Permeabilidade dielétrica: Digite o valor
- Permissividade paralela: Digite o valor
- Permissividade perpendicular: Digite o valor

Camada 2:

- Espessura (m): Digite o valor
- Permeabilidade dielétrica: Digite o valor
- Permissividade paralela: Digite o valor
- Permissividade perpendicular: Digite o valor

Camada 3:

- Espessura (m): Digite o valor
- Permeabilidade dielétrica: Digite o valor
- Permissividade paralela: Digite o valor
- Permissividade perpendicular: Digite o valor

Buttons:

- Dispersão
- Impedância Característica
- Campo Elétrico
- Tensão de Meia Onda

Fonte: Elaboração do autor

Vale ressaltar que os valores de M , N e $n_{m\acute{a}x}$ (este último aplicado ao cálculo de α_n) foram determinados no algoritmo com o objetivo de simplificar as informações disponibilizadas ao usuário. Neste caso são utilizados $M = N = 5$ e, $n_{m\acute{a}x} = 10000$ para os cálculos de dispersão e impedância, uma vez que estruturas de óptica integrada precisarão aplicar mais pontos e $M = N = 8$ e $n_{m\acute{a}x} = 70000$ para o cálculo de campo elétrico, valores estes verificados como suficientes a oferecer resultados com boa precisão sem prejudicar o tempo de processamento.

Ainda, para os cálculos de distribuição de campo elétrico e tensão de meia-onda há mais duas informações que devem ser fornecidas, o valor do ponto y a ser analisado na camada de ar ou nos substratos e a tensão V_x a ser aplicada no eletrodo.

Todos os resultados fornecidos permanecem gravados ao final da execução da rotina numérica podendo ser utilizados posteriormente para outras análises.

No capítulo 5 a interface gráfica será aplicada em testes de diversas estruturas levantando suas curvas e confrontando tais resultados com a literatura e efetuando a análise de algumas configurações de guias de ondas para aplicação em moduladores eletroópticos.

5 Testes das rotinas numéricas e interface gráfica

Neste capítulo são apresentados diversos testes computacionais utilizando as rotinas numéricas e a interface gráfica desenvolvidas, onde são construídas curvas de dispersão, impedância característica, distribuição de campo elétrico e tensão de meia-onda para as estruturas planares, com a comparação destes resultados com a literatura.

Cabe salientar que as estruturas utilizadas durante o processo de validação dos algoritmos iniciais e apresentadas no capítulo 4 foram novamente testadas com o aplicativo desenvolvido obtendo-se resultados coerentes. Entretanto, tais resultados não serão novamente apresentados para evitar a redundância de análise. Ainda, alguns resultados obtidos neste capítulo não ocorreram de maneira direta (uma vez que os resultados do aplicativo para dispersão e impedância característica são oferecidos em função da frequência), sendo necessária a análise e tratamento dos dados resultantes do programa.

5.1 Cálculo da dispersão

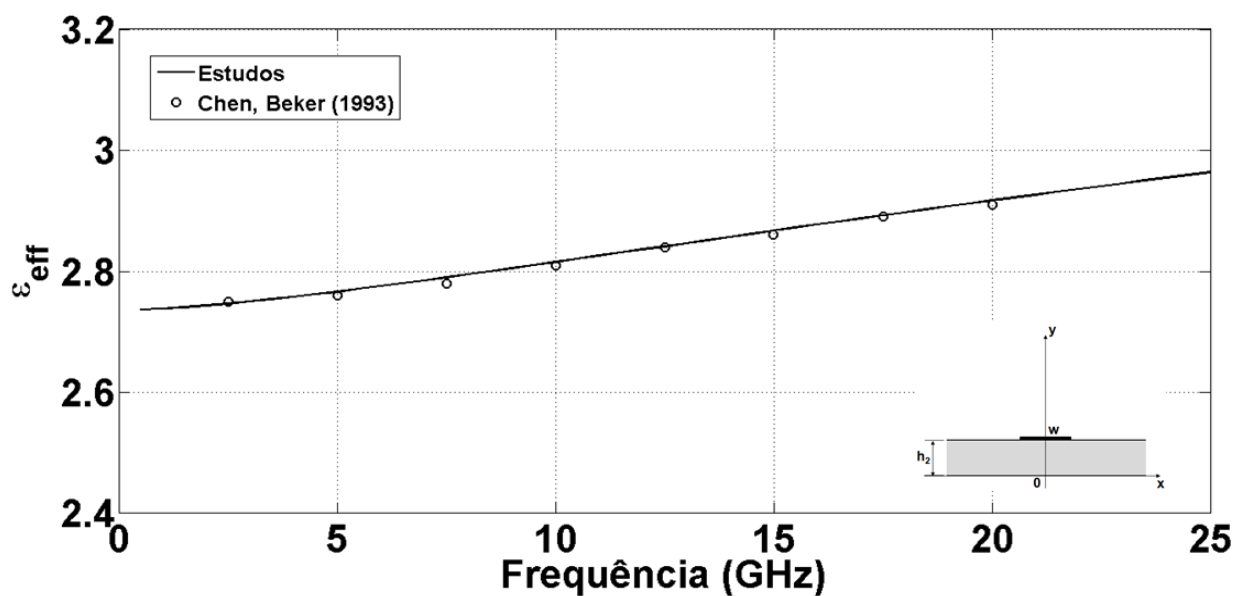
5.1.1 Estruturas microlinha

Inicialmente, o aplicativo e as rotinas numéricas finais foram aplicados a estruturas microlinha, como a estrutura de Railton e Rozzi (1988). Conforme citado no início deste capítulo, foram obtidos resultados coerentes à literatura e aos testes iniciais, apresentados no capítulo 4.

Assim, as próximas estruturas a serem analisadas foram propostas por Chen e Beker (1993) e El-Sherbiny (1981), respectivamente. A primeira estrutura se trata de uma microlinha aberta, simétrica, composta por duas camadas, sendo o substrato anisotrópico. Ela apresenta a fita de largura $w = 1$ mm, $h_2 = 1$ mm, $\varepsilon_{//} = 3,4$, $\varepsilon_{\perp} = 5,12$. Por tratar-se de uma estrutura aberta lateralmente e na parte superior, foi utilizado o valor de $2L = h_1 = 300$ mm, de modo a simular essa situação. A faixa de frequências analisada compreende entre 500 MHz e 25 GHz, sendo os resultados apresentados na Figura 47. Já a segunda estrutura é também uma microlinha aberta analisada em duas situações $w/h_2 = 0,819$ (com $h_2 = 0,507$ mm) e $w/h_2 = 2,153$ (com $h_2 = 0,496$ mm). Os demais parâmetros são $\varepsilon_{\perp} = 9,4$ e $\varepsilon_{//} = 11,6$ e, novamente foi utilizado o valor de $2L = h_1 = 300$ mm. Para esta estrutura foi analisada a faixa de 250 MHz

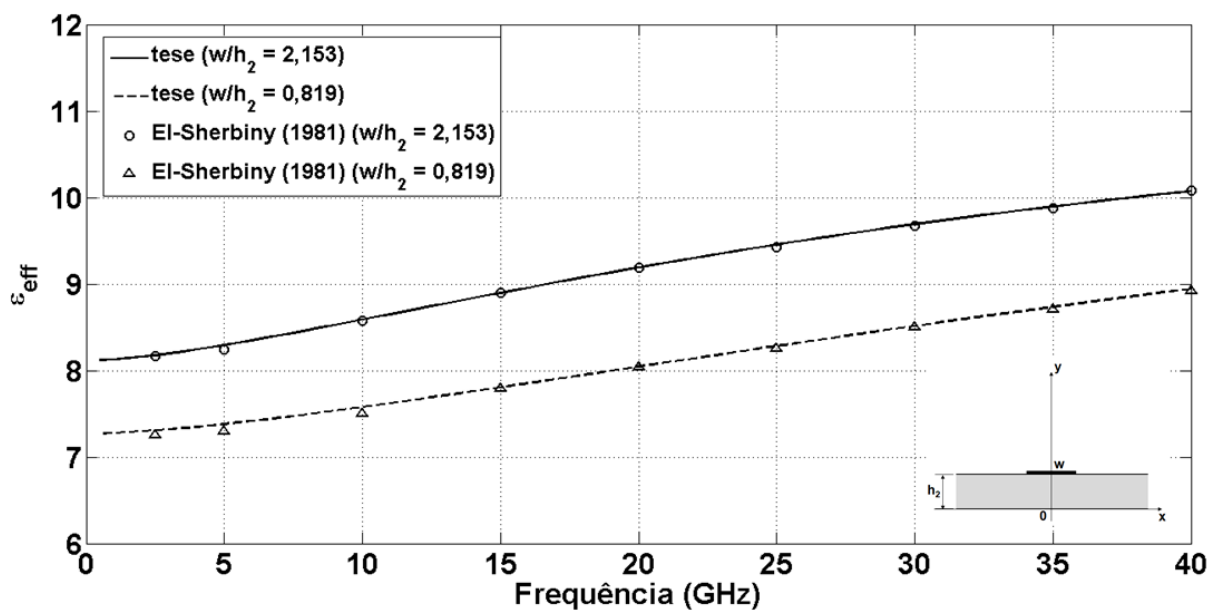
a 20 GHz. Os resultados concernentes à El-Sherbiny (1981) podem ser observados na Figura 48.

Figura 47 - Curva de dispersão para estrutura de Chen e Beker (1993).



Fonte: Elaboração do autor

Figura 48 - Curva de dispersão para estrutura de El-Sherbiny (1981).

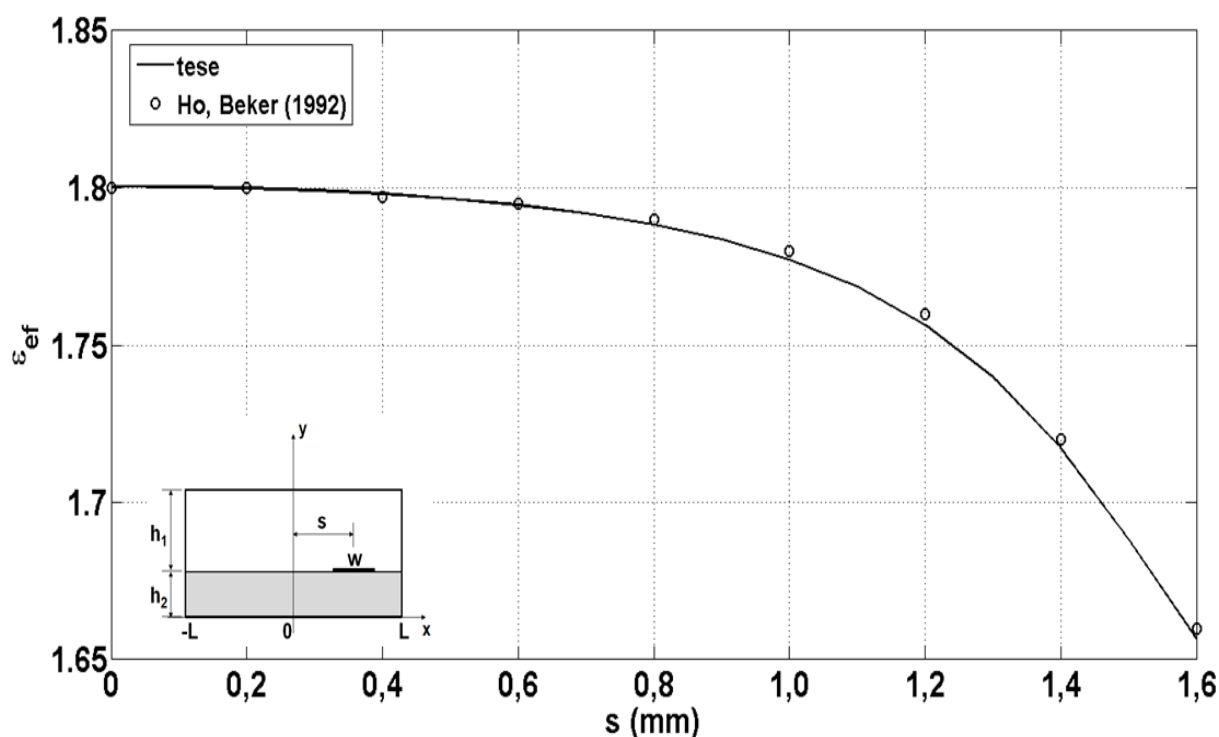


Fonte: Elaboração do autor

Ambos resultados apresentam boa concordância entre a literatura e o de ADE com o método das imagens.

O próximo exemplo analisado trata de uma microlinha com eletrodo assimétrico e foi investigada por Ho e Beker (1992). A estrutura em questão apresenta duas camadas, sendo a camada superior de ar e o substrato isotrópico e já foi apresentada e utilizada no capítulo 2. Testes iniciais aplicando o algoritmo obtiveram resultados condizentes àqueles apresentados na Figura 9 deste trabalho. Sendo assim, foi examinado o comportamento desta estrutura no modo fundamental, em 33 GHz, para diversos casos de assimetria, efetuando para tanto, variações do deslocamento s da fita em relação ao centro da estrutura, entre 0, onde não há assimetria, até 1,6 mm. O resultado desta investigação encontra-se na Figura 49.

Figura 49 - Permissividade elétrica efetiva em função da assimetria de uma microlinha.



Fonte: Elaboração do autor

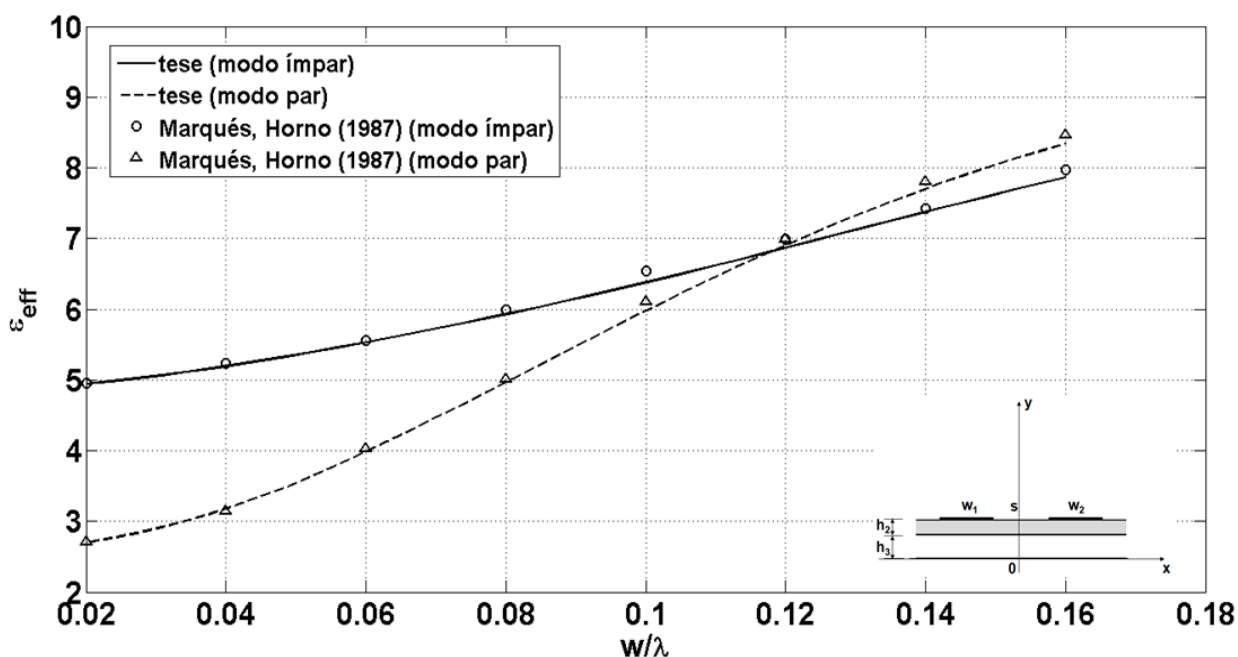
Nota-se na Figura 49 boa concordância entre os resultados obtidos pelo algoritmo desenvolvido e os de Ho e Beker (1992). Também é possível perceber que, quanto maior a assimetria da fita, menor é a permissividade elétrica efetiva da microlinha.

Assim, com relação a estruturas microlinha, a rotina numérica desenvolvida apresentou resultados satisfatórios para o cálculo de dispersão.

5.1.2 Estruturas CPS

Seguindo o mesmo procedimento realizado com estruturas microlinha, o algoritmo foi avaliado com relação a estruturas CPS, iniciando a investigação com a estrutura proposta por Marqués e Horno (1987). Tal estrutura é um CPS simétrico, aberto e suspenso, composto por duas camadas de ar (h_1 e h_3), com uma camada de safira entre eles. Ela apresenta ainda fitas com $w_1 = w_2 = 1,5$ mm, $h_2 = h_3 = 1,5$ mm, $S = 0,75$ mm, $\varepsilon_{\perp} = 9,4$ e $\varepsilon_{//} = 11,6$. Novamente, por se tratar de uma estrutura aberta lateralmente e na parte superior se utiliza na rotina o artifício de colocar valores grandes para estes parâmetros proporcionalmente às demais medidas para que se tenha o efeito de abertura, no caso $L = h_1 = 300$ mm. Na Figura 50 são apresentadas as curvas de dispersão para os modos par e ímpar.

Figura 50 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS simétrico de Marqués e Horno (1987).



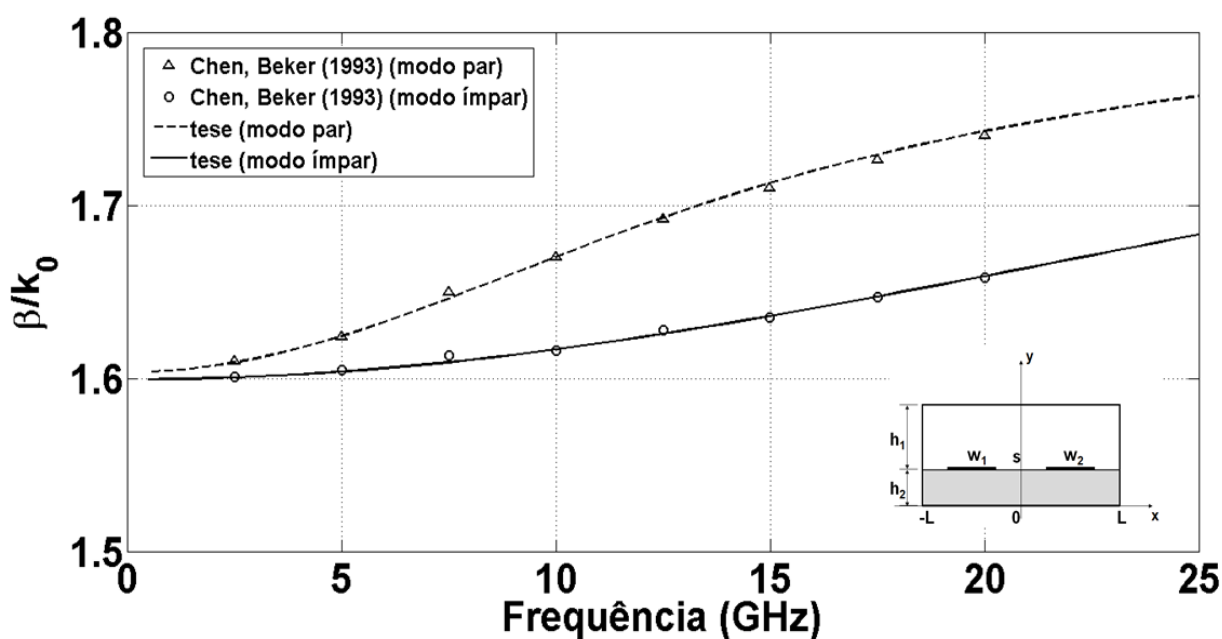
Fonte: Elaboração do autor

Observa-se que, assim como nos estudos de microlinhas, há uma boa concordância entre os resultados obtidos neste trabalho e os resultados publicados por Marqués e Horno (1983).

Em seguida, foi analisada outra estrutura CPS simétrica, desta vez blindada e com duas camadas, sendo o substrato anisotrópico. Esta estrutura foi investigada por Chen e Beker (1993), com características de $w_1 = w_2 = S = 1,5$ mm, $2L = 4,25$ mm, $h_1 = 3$ mm, $h_2 = 1,5$ mm, $\varepsilon_{\perp} = 5,12$ e $\varepsilon_{//} = 3,4$. A Figura 51 exibe os resultados obtidos para os modos par e ímpar.

Novamente, os resultados apresentam uma satisfatória coerência com os resultados obtidos por Chen e Beker (1993). Além disso, nota-se nas Figuras 50 e 51 que o modo par apresenta maior variação de dispersão do que o modo ímpar, acentuando-se com o aumento da frequência.

Figura 51 - Curva de dispersão da CPS simétrica de Chen e Beker (1993).



Fonte: Elaboração do autor

As próximas estruturas CPS analisadas apresentam assimetria de eletrodos e foram estudadas por Jansen (1977) e Tripathi e Lee (1989), respectivamente. Ambas foram utilizadas no capítulo 2 deste trabalho com relação à análise de impedâncias características. A estrutura de Jansen (1977) apresenta fitas $w_1 = 0,6$ mm e $w_2 = 1,2$ mm, duas camadas, sendo uma de ar e o substrato isotrópico de $\varepsilon_{r2} = 9,7$ e $h_2 = 0,635$ mm. Por serem assimétricos, os eletrodos

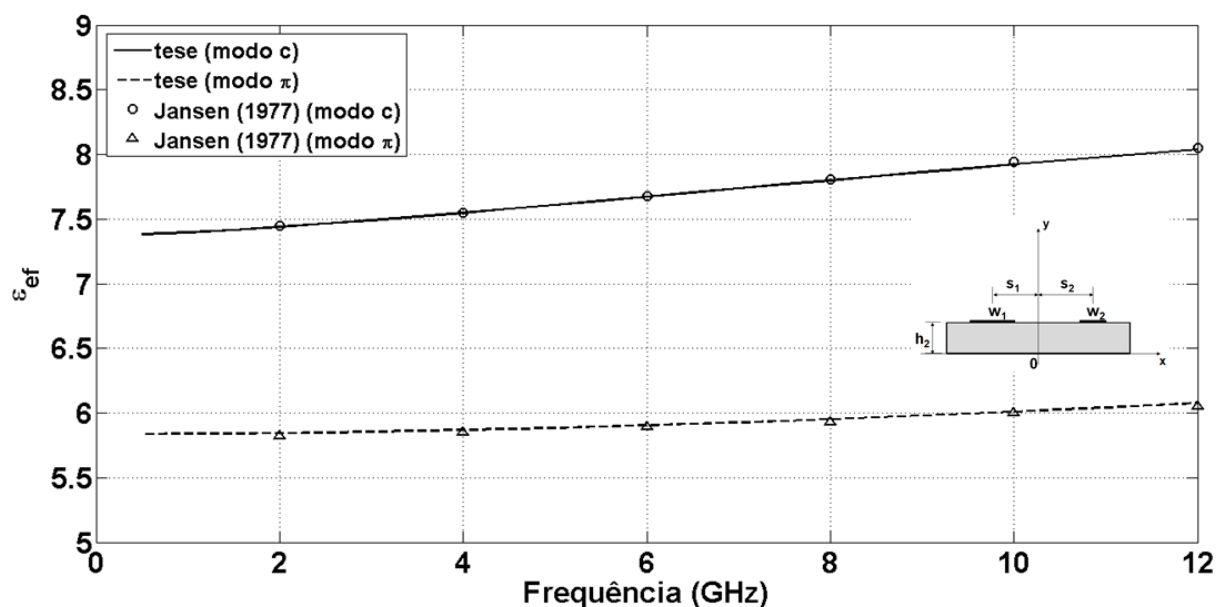
têm seus centros deslocados em relação ao centro da estrutura de $s_1 = -0,5$ mm e $s_2 = 0,8$ mm e, por ser uma estrutura aberta, aplica-se $h_1 = 2$ m e $2L = 1$ m.

Já a estrutura proposta em Tripathi e Lee (1989) apresenta a camada superior de ar e $h_1 = 20$ mm e camada de substrato isotrópico com $\epsilon_{r2} = 9,8$ e $h_2 = 0,635$ mm. As fitas apresentam $w_1 = 0,6$ mm e $w_2 = 1,2$ mm. Por ser uma estrutura aberta lateralmente adota-se $2L = 1$ m.

Os dois casos são apresentados nas Figuras 52 e 53, respectivamente, sendo que em ambos se têm as curvas de dispersão para os modos c e π .

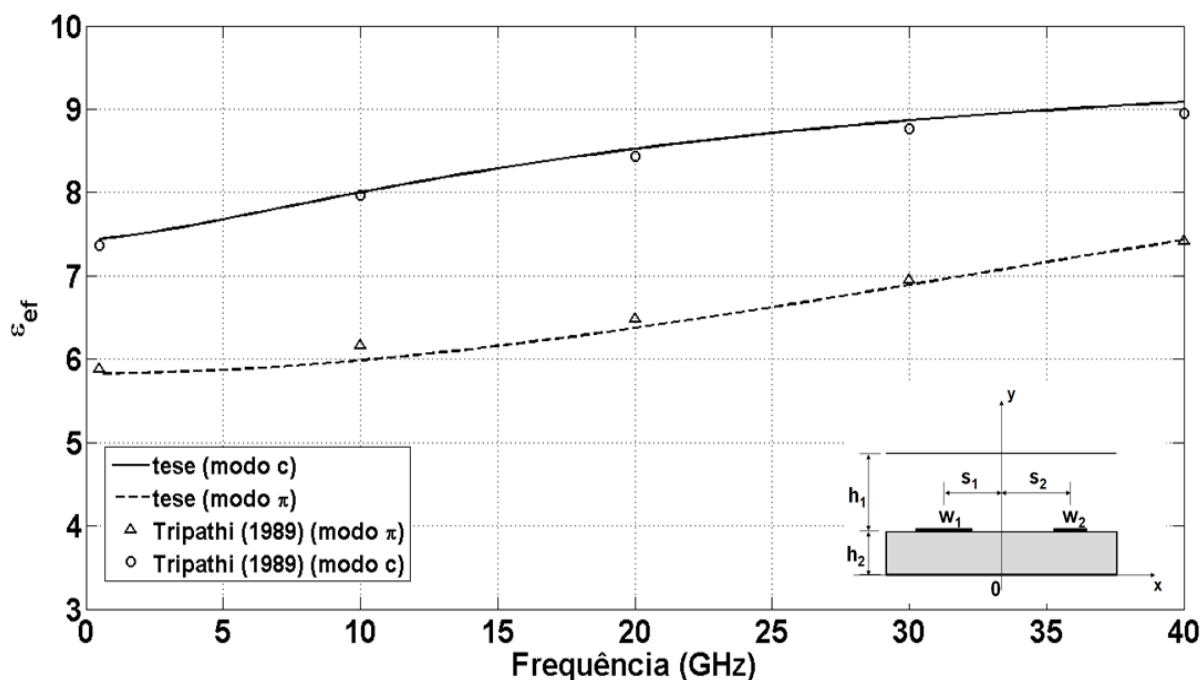
Pode-se observar novamente que os resultados obtidos a partir do algoritmo desenvolvido estão de acordo com os resultados apresentados na literatura, uma vez mais validando o aplicativo para o cálculo de dispersão de estruturas CPS, sejam elas simétricas ou assimétricas.

Figura 52 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS assimétrico de Jansen (1977).



Fonte: Elaboração do autor

Figura 53 - Curva de permissividade elétrica efetiva de CPS assimétrico de Tripathi e Lee (1989).



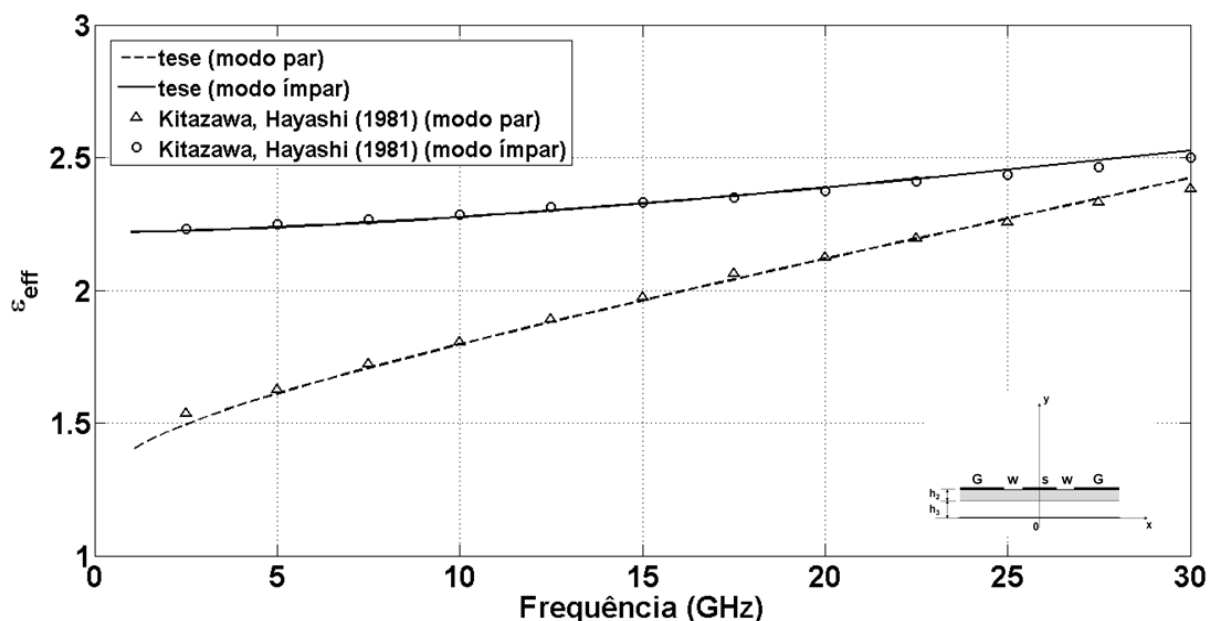
Fonte: Elaboração do autor

5.1.3 Estruturas CPW

De forma semelhante ao realizado para os demais tipos de guias de ondas, as estruturas CPW também foram analisadas com relação ao cálculo de sua dispersão através do algoritmo desenvolvido neste trabalho.

A primeira estrutura CPW analisada é de Kitazawa e Hayashi (1981) e é aberta, com eletrodos simétricos e composta por três camadas, sendo a primeira e a última de ar e a camada intermediária de safira. Os valores utilizados foram $w = 1 \text{ mm}$, $s = 0,5 \text{ mm}$, $h_2 = 1 \text{ mm}$ e $h_1 = h_3 = L = 300 \text{ mm}$, de forma a ter resultados para uma estrutura aberta. Além disso, a permissividade elétrica para a camada intermediária apresenta $\epsilon_{\perp} = 9,4$ e $\epsilon_{//} = 11,6$. A curva de dispersão obtida apresenta conformidade com os resultados de Kitazawa e Hayashi (1981) e são exibidos na figura 54, para os modos par e ímpar.

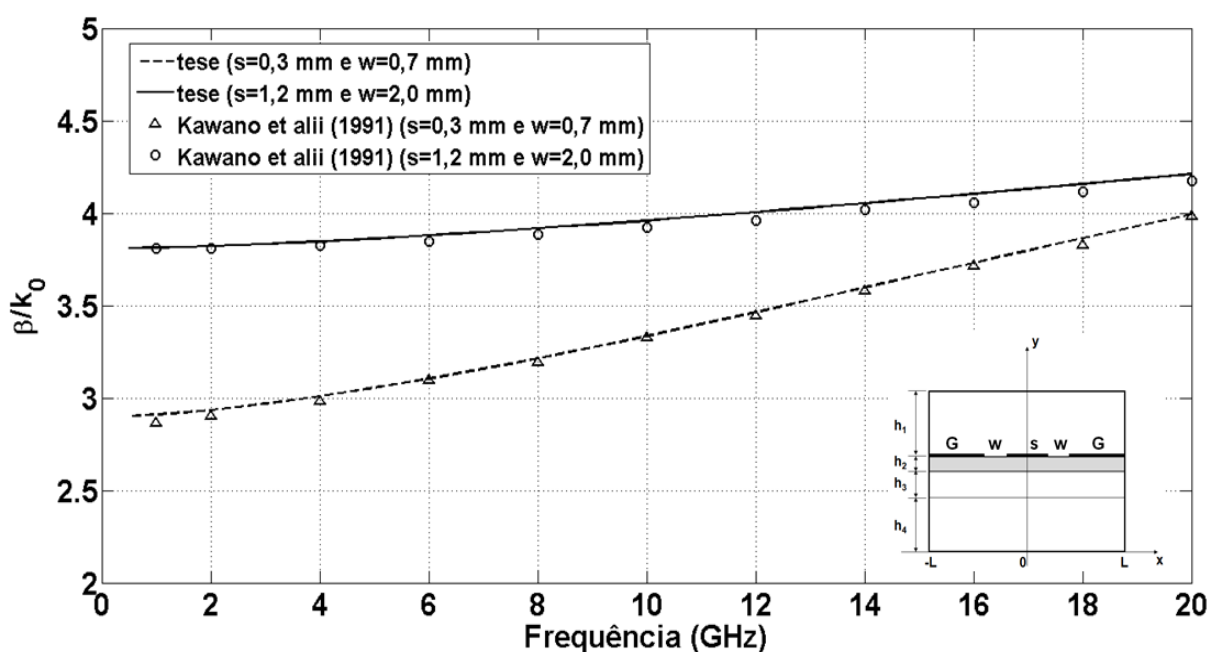
Figura 54 - Curva de permissividade elétrica efetiva do CPW simétrico de Kitazawa e Hayashi (1981).



Fonte: Elaboração do autor

A segunda estrutura estudada é de Kawano et al. (1991), sendo formada por quatro camadas: a primeira camada de ar, a segunda de SiO_2 (material isotrópico) e que atua como um *buffer layer*, a terceira camada de LiNbO_3 (camada anisotrópica) e a última delas também composta por ar. Mesmo o aplicativo sendo desenvolvido para estruturas de até três camadas, verificou-se a potencialidade do mesmo para quatro camadas, o que foi bem-sucedido quanto à análise de dispersão. Demais parâmetros não foram apresentados ou analisados neste trabalho. As dimensões da estrutura são $L = 1000 w$, $h_1 = h_4 = 2L$, $h_2 = 1,2 \mu\text{m}$, $h_3 = 0,5 \text{ mm}$. O material isotrópico SiO_2 apresenta $\epsilon_r = 3,9$ e a camada anisotrópica de LiNbO_3 apresenta $\epsilon_{\perp} = 43$ e $\epsilon_{//} = 28$. As análises foram realizadas para variações da largura da fita metálica central e dos espaçamentos em relação aos eletrodos laterais, de modo que foram utilizadas as configurações $S = 0,3 \text{ mm}$ e $w = 0,7 \text{ mm}$ e $S = 1,2 \text{ mm}$ e $w = 2 \text{ mm}$. As curvas de dispersão para estas duas situações foram traçadas para o modo ímpar, buscando assim a comparação aos resultados apresentados por Kawano et al. (1991).

Figura 55 - Curva de dispersão do CPW simétrico de Kawano et al. (1991).

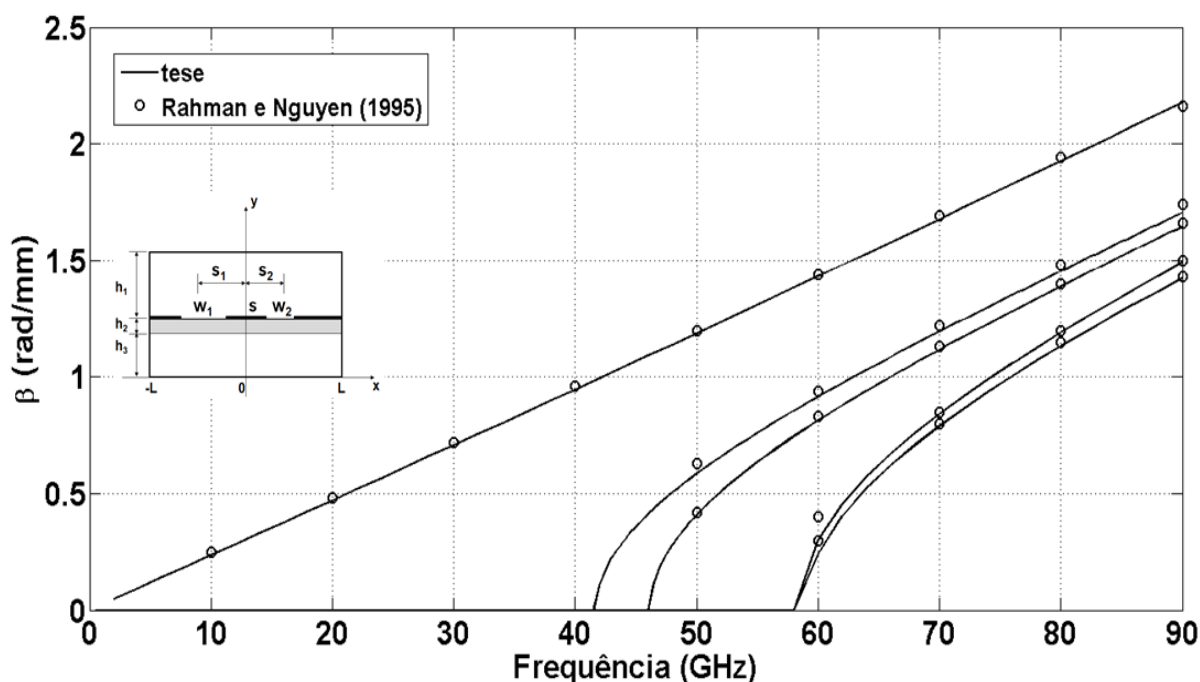


Fonte: Elaboração do autor

Como é possível observar na figura 55, os resultados através da rotina numérica para a estrutura CPW em questão foram satisfatórios e apresentaram uma concordância adequada com os desenvolvidos pelos autores. Nota-se ainda uma menor variação da dispersão na estrutura que apresentam menores espaçamentos entre os eletrodos.

Finalmente, foi analisada uma estrutura CPW assimétrica de Rahman e Nguyen (1995). Trata-se de uma estrutura de três camadas, sendo as camadas um e três compostas por ar e a camada dois, intermediária, isotrópica com $\epsilon_r = 2,2$. Além disso, as demais dimensões utilizadas são $h_1 = h_3 = 3,429$ mm, $h_2 = 0,254$ mm, comprimento da estrutura de $2L = 3,556$ mm, espaçamentos entre eletrodos dados por $w_1 = 1,27$ mm e $w_2 = 0,508$ mm, o que proporciona seus centros em $s_1 = 1,016$ mm e $s_2 = 0,635$ mm. Os resultados exibidos na Figura 56 indicam que, mesmo para estruturas CPW assimétricas, há boa concordância de resultados com relação à literatura, indicando também que o algoritmo se aplica a esta operação.

Figura 56 - Curva de dispersão da estrutura CPW assimétrica de Rahman e Nguyen (1995).



Fonte: Elaboração do autor

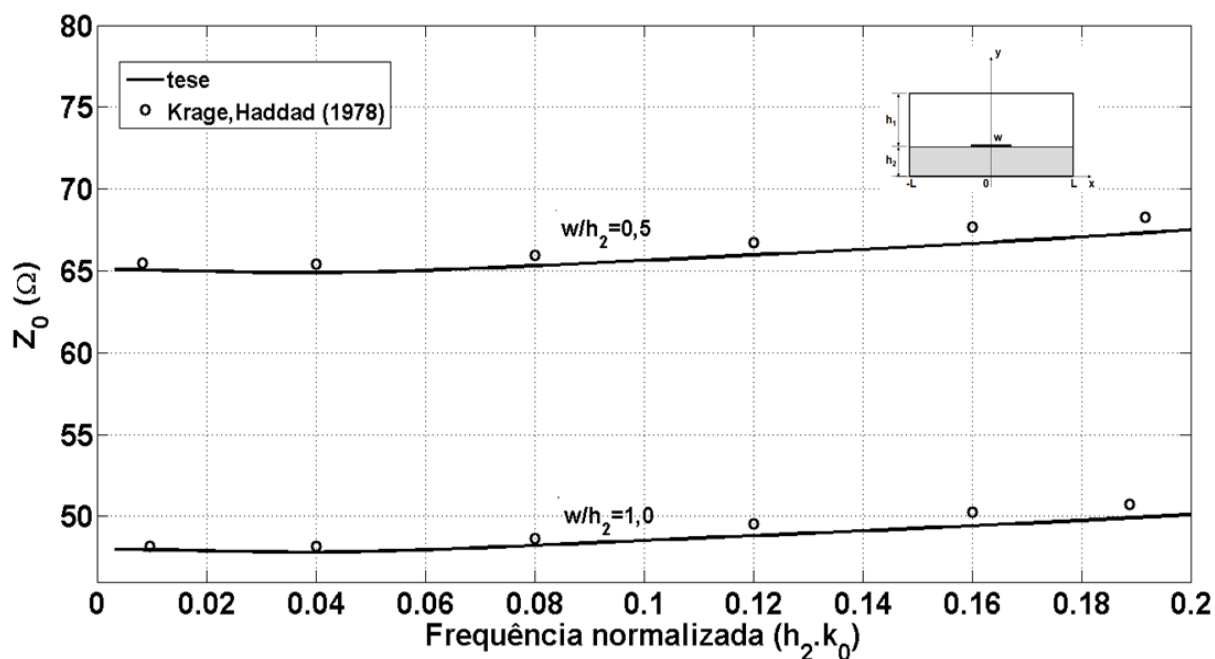
5.2 Cálculo da impedância característica

Nesta seção pretende-se determinar a impedância característica para diversas estruturas planares, simétricas e assimétricas, aplicando a técnica ADE em conjunto com o método das imagens implementada no aplicativo.

Assim, a primeira estrutura a ser analisada e já apresentada neste trabalho foi a microlinha simétrica utilizada por Krage e Haddad (1972). A impedância característica foi calculada para duas situações: $w/h_2 = 0,5$ e $w/h_2 = 1,0$. Os resultados são apresentados na Figura 57 em função da frequência normalizada, $k_0 h_2$, onde $k_0 h_2 = h_2 \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, sendo μ_0 e ϵ_0 a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do vácuo.

Notam-se que os resultados do cálculo da impedância característica apresentam concordância em relação à literatura e que, nesta estrutura microlinha, uma fita metálica mais larga permite resultados mais próximos da faixa de 50Ω .

Figura 57 - Impedância característica da microlinha simétrica de Krage e Haddad (1972).



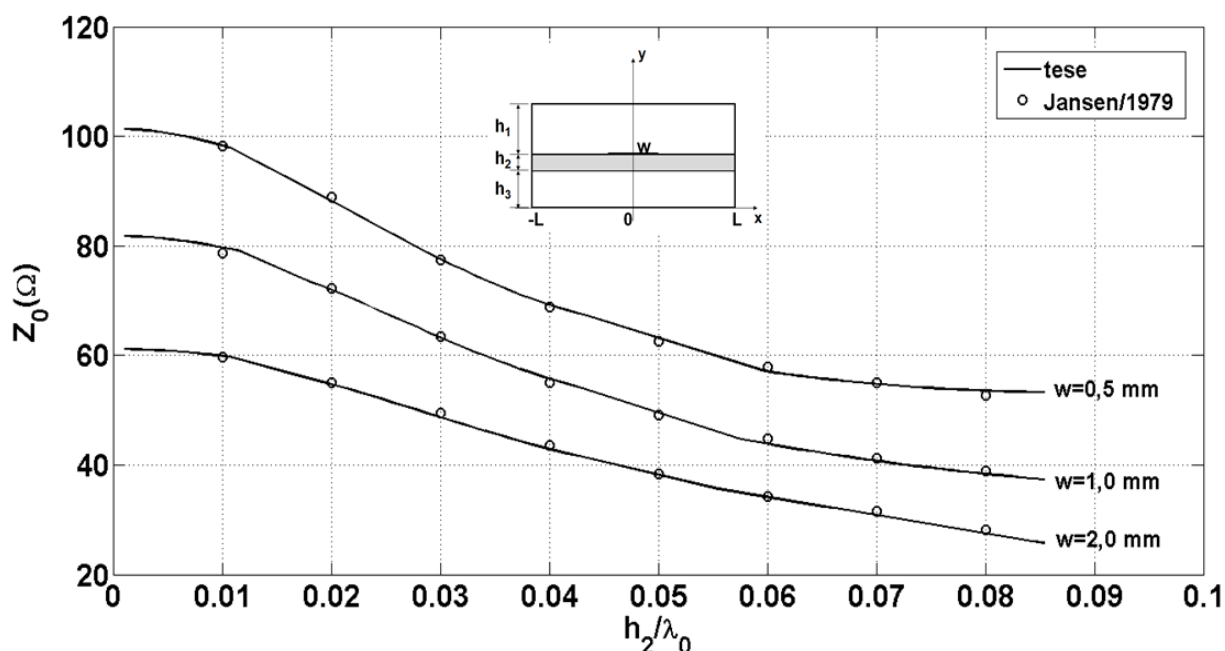
Fonte: Elaboração do autor

Na sequência foi investigada uma segunda estrutura microlinha, desta vez de três camadas, também já apresentada no capítulo 4 e proposta por Jansen (1979). Foram estudadas três situações distintas de larguras de fitas metálicas, para $w = 0,5$ mm, $w = 1,0$ mm e $w = 2,0$ mm, sendo os resultados comparados na Figura 58.

O cálculo da impedância característica é apresentado, nesta situação, em função de h_2/λ_0 , sendo esta relação calculada como $h_2/\lambda_0 = (k_0 h_2)/2\pi$.

Os resultados obtidos através da rotina numérica se apresentam adequados quando comparados àqueles obtidos por Jansen (1979). Assim como na Figura 57, nota-se que para larguras de fita metálica maiores a faixa de impedâncias tende a ser menor, aproximando-se dos valores desejados, como 50 Ω .

Figura 58 - Impedância característica da microlinha simétrica de Jansen (1979).

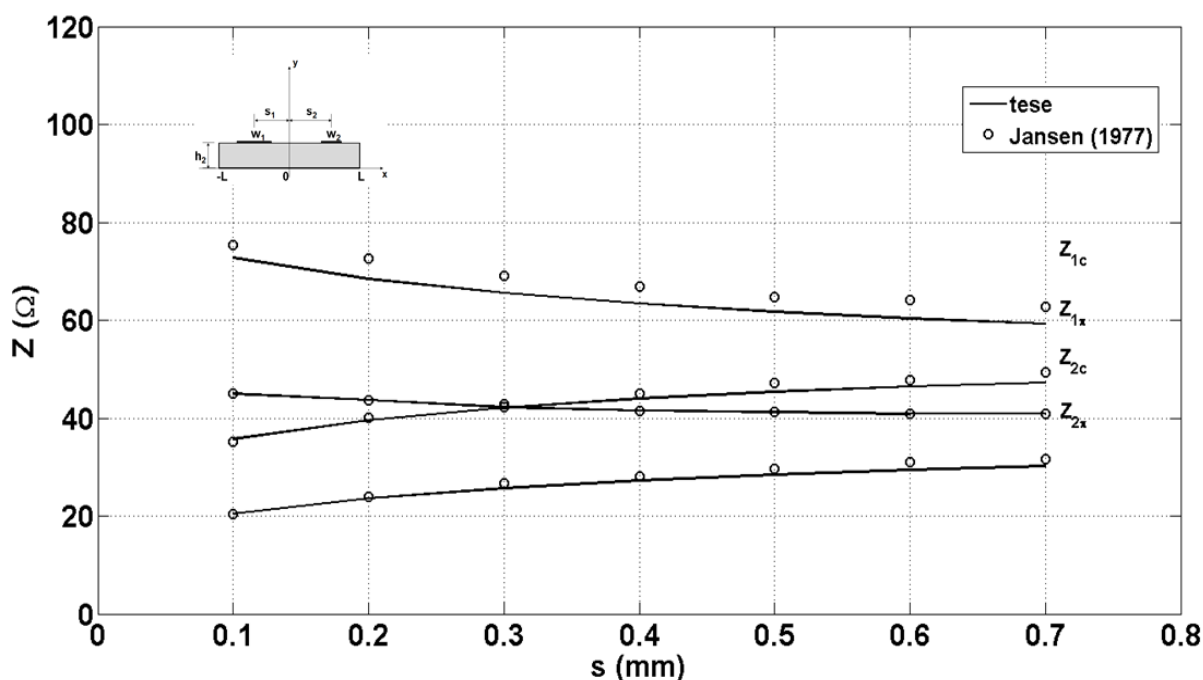


Fonte: Elaboração do autor

Buscando avaliar estruturas que apresentem assimetria de eletrodos a próxima estrutura avaliada foi uma CPS assimétrica proposta por Jansen (1977). Trata-se de uma estrutura de duas camadas, aberta e que foi analisada com relação à impedância característica neste trabalho aplicando o método de translação, como visto na Figura 11. Recorda-se que, além desta estrutura, o CPS proposto por Ganguly e Krowne (1991) foi analisado quanto à impedância característica no capítulo 4, Figura 28, apresentando bons resultados.

Assim, o resultado utilizando a técnica ADE e o método das imagens, como se exibe na Figura 59, permite observar que os resultados atuais são muito semelhantes aos já apresentados na Figura 11 e também aos obtidos por Jansen (1977). Isso possibilita validar as rotinas numéricas finais desenvolvidas, como também reforça a discussão inicial do capítulo 2, de que a translação das funções de base apresentam-se como uma solução adequada para o cálculo da dispersão e da impedância característica de estruturas com assimetria de eletrodos, sendo uma dificuldade relevante a análise da distribuição de campo elétrico, onde diferenças estarão mais evidentes.

Figura 59 - Impedância característica da estrutura CPS assimétrica de Jansen (1977).



Fonte: Elaboração do autor

Por fim, a rotina foi também testada para estruturas CPW simétricas e assimétricas. Para ambas situações foram utilizadas estruturas de Verma, Singh e Matekovits (2014). A estrutura CPW simétrica apresenta duas camadas, sendo a camada superior de ar e o substrato anisotrópico, com $\epsilon_{\perp} = 9,4$ e $\epsilon_{//} = 11,6$ e espessuras $h_1 = 7,5$ mm e $h_2 = 0,5$ mm. Os eletrodos laterais apresentam larguras $G_1 = G_2 = 1,5$ mm e os espaçamentos entre os eletrodos são $w_1 = w_2 = 0,1$ mm inicialmente, sendo que eles irão variar até a relação $w_1/s = 5$. O cálculo de sua impedância característica foi realizado para dois valores de comprimento da fita metálica central: $s = 0,1$ mm e $s = 0,5$ mm.

Já a estrutura CPW assimétrica é bem semelhante à simétrica com relação a suas dimensões, apresentando também duas camadas, com substrato igualmente anisotrópico ($\epsilon_{\perp} = 9,4$ e $\epsilon_{//} = 11,6$) e mesmas espessuras de camadas. Entretanto, os eletrodos laterais da esquerda e direita apresentam larguras $G_1 = 1,5$ mm e $G_2 = 2,5$ mm, respectivamente, enquanto os espaçamentos entre os eletrodos são $w_1 = 0,1$ mm inicialmente e $w_2 = 2w_1$. Novamente a impedância característica é estudada para valores de $s = 0,1$ mm e $s = 0,5$ mm e os valores dos espaçamentos irão variar segundo a relação w_1/s .

Os resultados referentes à análise da estrutura CPW simétrica de Verma, Singh e Matekovits (2014) são exibidos na Figura 60, enquanto os resultados referentes à estrutura CPW assimétrica podem ser observados na Figura 61, ambos para a frequência de 10 GHz.

Figura 60 - Impedância característica da estrutura CPW simétrica de Verma, Singh e Matekovits (2014).

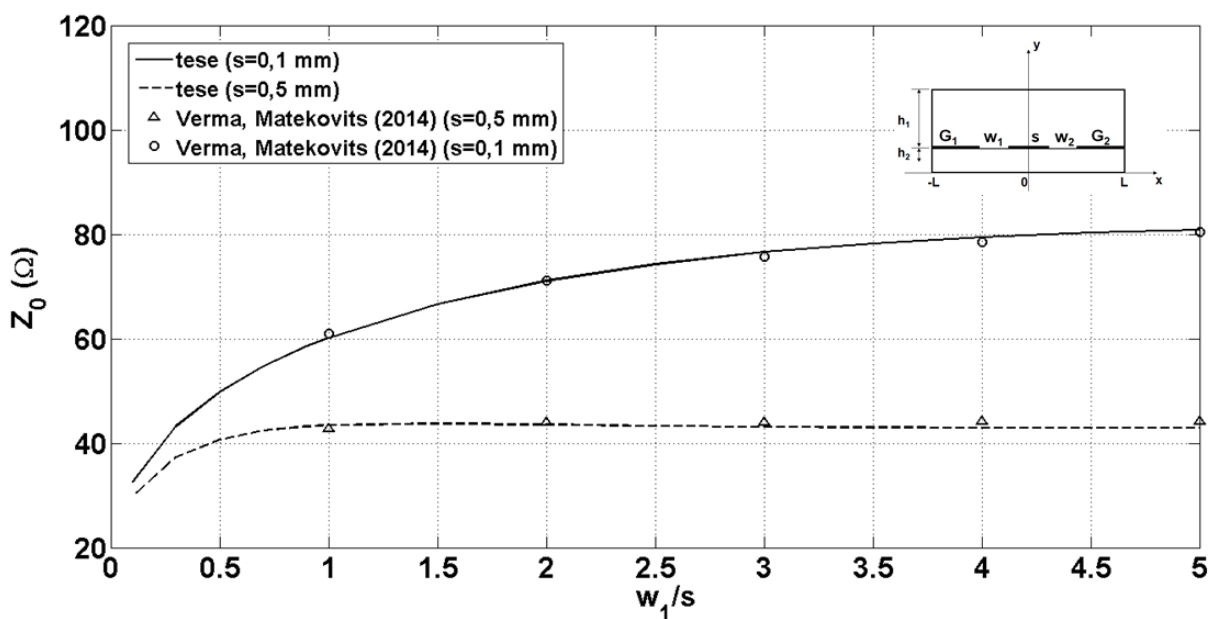
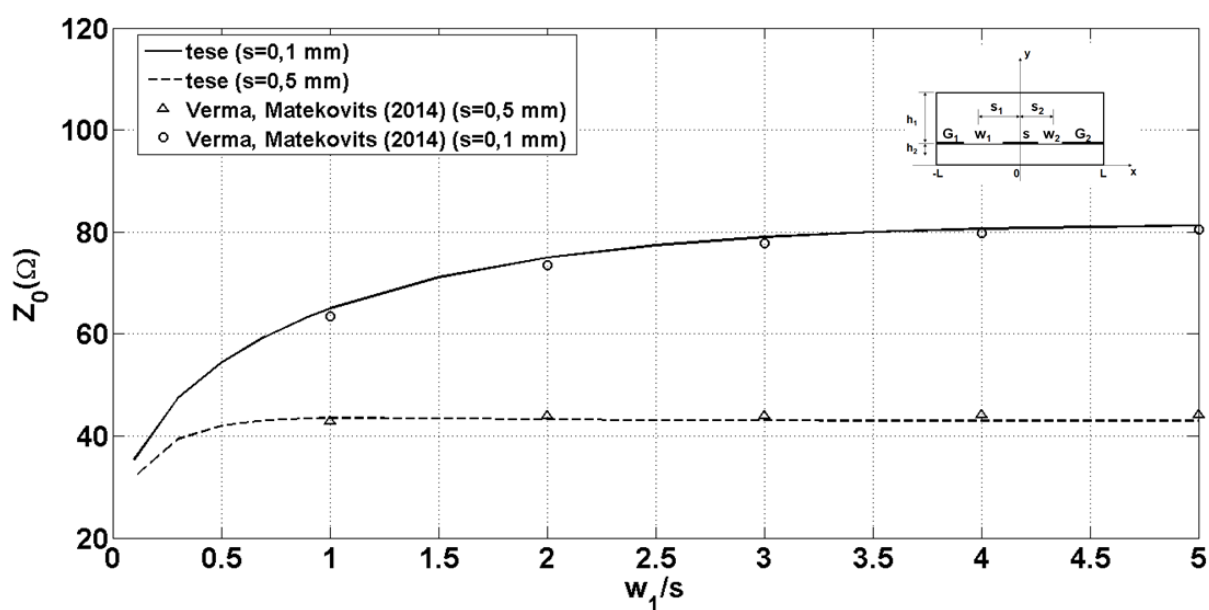


Figura 61 - Impedância característica da estrutura CPW assimétrica de Verma, Singh e Matekovits (2014).



Observando as Figuras 60 e 61 é possível notar resultados de acordo com os apresentados em Verma, Singh e Matekovits (2014), confirmando assim a capacidade desta rotina numérica em calcular a impedância característica de estruturas CPW, tanto simétricas quanto assimétricas. Nota-se ainda que os resultados em ambas situações se apresentam muito semelhantes, uma vez que ambas estruturas possuem as mesmas dimensões, diferenciando-se apenas por uma assimetria no segundo caso.

Ainda, observa-se nas Figuras 60 e 61 que, em ambas configurações quanto maior for a largura da fita metálica central da estrutura, menores serão os valores de impedância, e que, em ambas situações, a estrutura com largura de fita central maior apresentou uma menor variação do valor da impedância independentemente da variação dos espaçamentos entre os eletrodos.

5.3 Cálculo da conformação espacial de campo elétrico

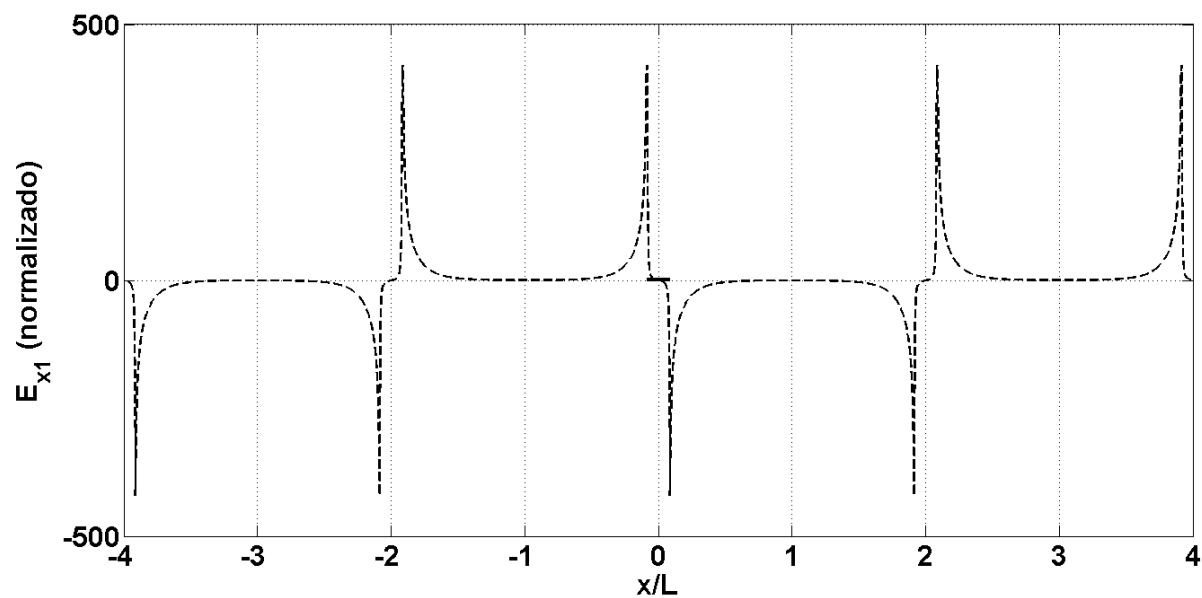
Esta seção avalia a potencialidade do método das imagens e da rotina numérica desenvolvida na obtenção da conformação espacial de campo elétrico em guias de onda simétrico e assimétrico.

Inicialmente, recorre-se a estrutura analisada por Ho e Beker (1992) já analisada neste trabalho com relação à permissividade elétrica. Para esta mesma estrutura são avaliadas as componentes E_{x1} e E_{y1} , no meio 1, para a posição $y = 0,26$ mm e frequência de 33 GHz e posições do centro da fita metálica em relação ao centro da estrutura $s = 0$ mm e $s = 1$ mm, ou seja, para a situação da microlinha simétrica e assimétrica.

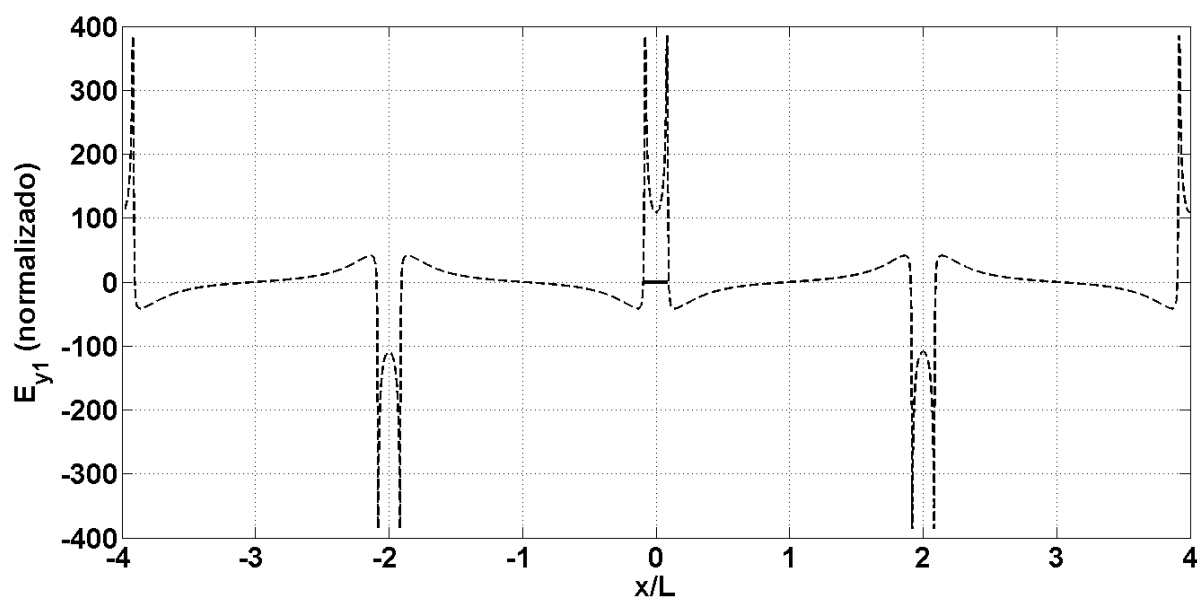
Os resultados são apresentados nas Figuras 62 e 63, onde se nota que obedecem às condições de contorno junto às paredes metálicas, onde $E_{y1} = 0$ em $x = \pm L$. Com resultados exibidos entre $-4L \leq x \leq 4L$ fica mais evidente a periodicidade de $4L$ com a aplicação do método das imagens, onde se percebe mais claramente a posição dos objetos e suas respectivas imagens.

Figura 62 - Conformação espacial de campo elétrico transversal da microlinha blindada de Ho e Beker, simétrica, em $y = 0,26$ mm. (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .

(a)



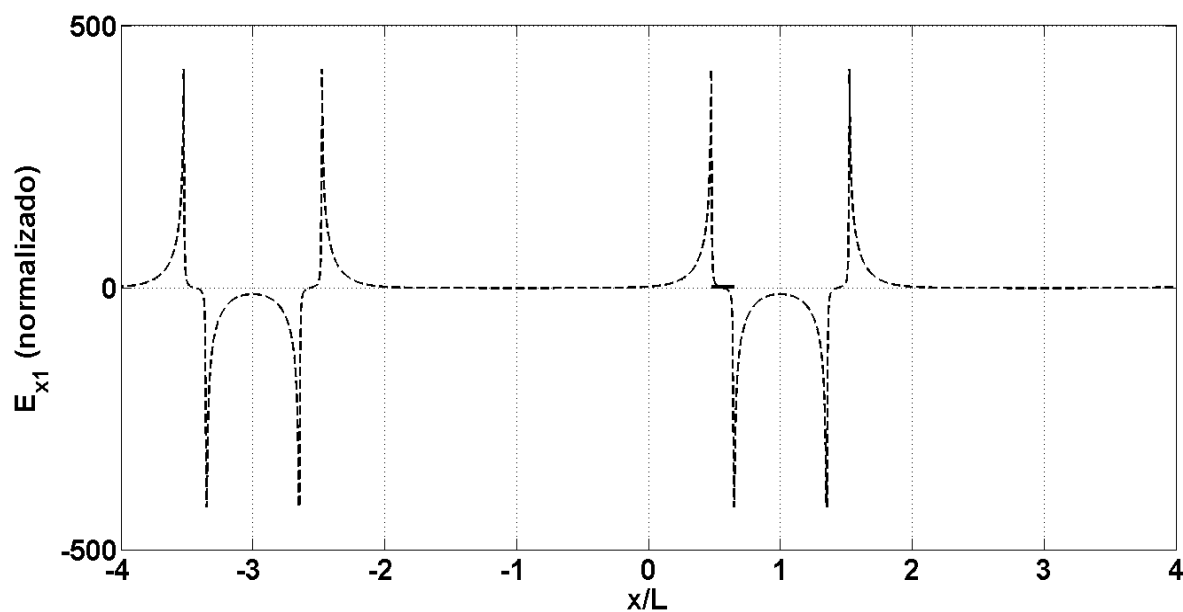
(b)



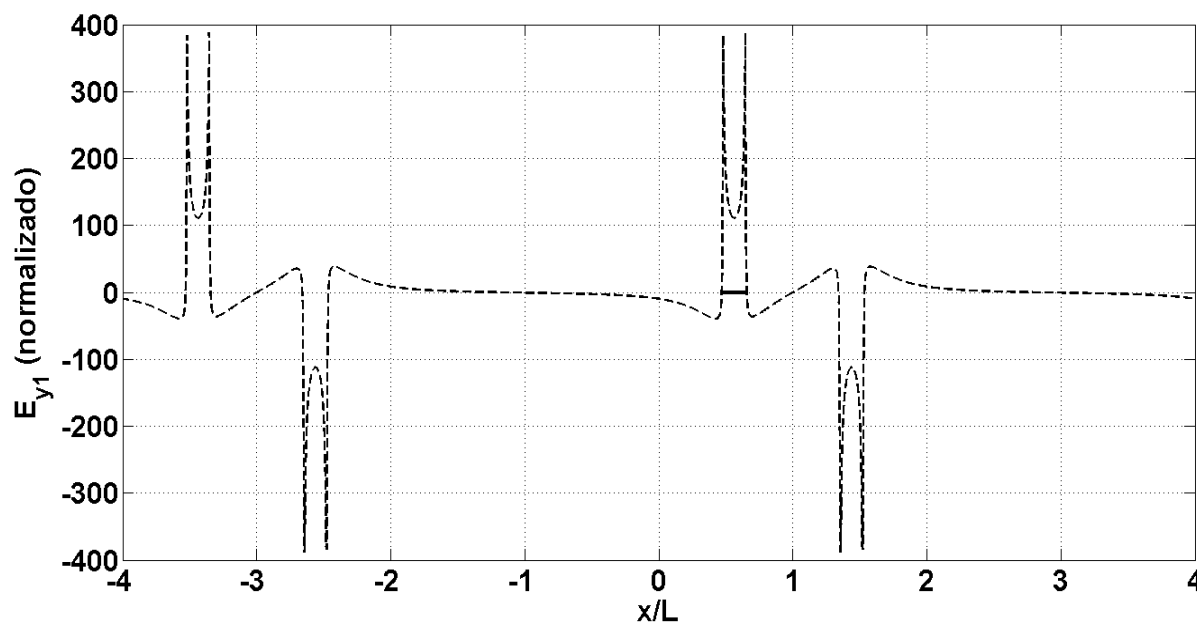
Fonte: Elaboração do autor

Figura 63 - Conformação espacial de campo elétrico transversal da microlinha blindada de Ho e Beker, assimétrica, em $y = 0,26$ mm. (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .

(a)



(b)



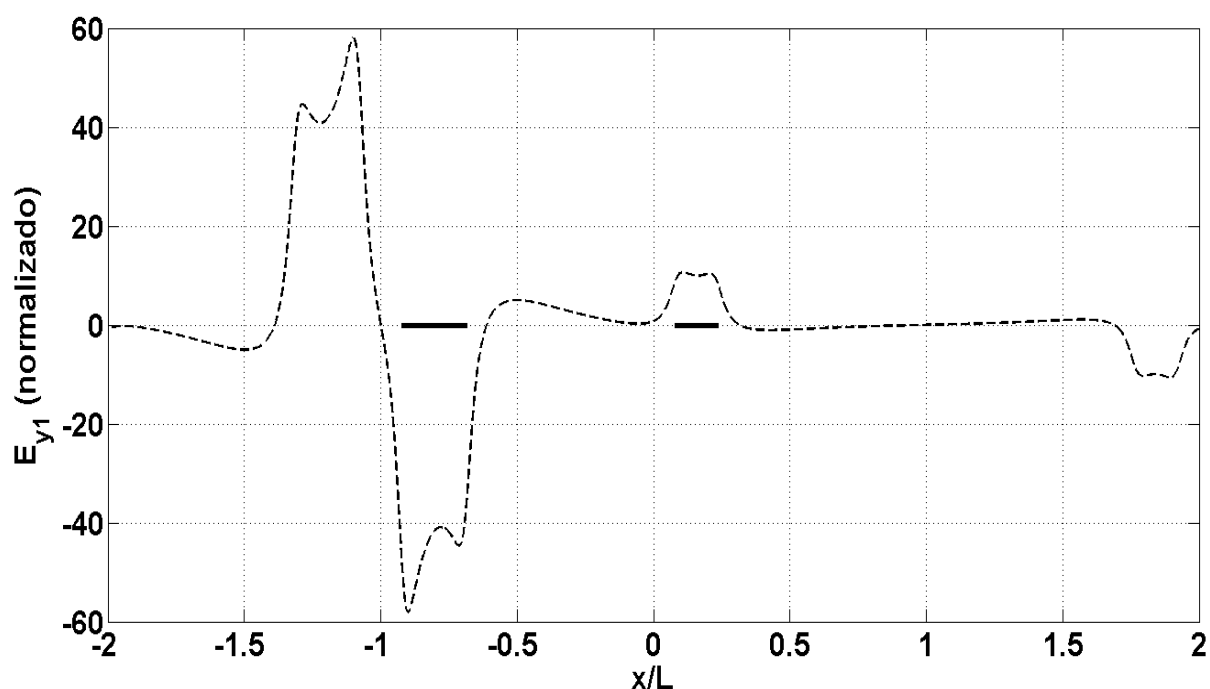
Fonte: Elaboração do autor

O próximo exemplo a ser analisado trata de uma estrutura CPS assimétrica com acentuada assimetria de eletrodos e que já foi apresentada e utilizada neste trabalho no capítulo

2, seção 2.7.3, para demonstração da não aplicação efetiva do método de translação das funções de base para o cálculo de distribuição de campo elétrico. Assim, de forma geral, a estrutura apresenta duas camadas isotrópicas ($h_1 = 2,54 \text{ mm}$ e $h_2 = 254 \mu\text{m}$), com fitas metálicas $w_1 = 300 \mu\text{m}$ e $w_2 = 200 \mu\text{m}$ e respectivos deslocamentos de seus centros nas posições $s_1 = 1020 \mu\text{m}$ e $s_2 = 200 \mu\text{m}$. A largura da caixa da estrutura é de $L = 2,54 \text{ mm}$.

A correta conformação espacial do campo elétrico, E_{y1} , desta estrutura é apresentada na Figura 64, utilizando a mesma frequência de 1 GHz, modo π do guia e $y = 300 \mu\text{m}$, assim como na Figura 13.

Figura 64 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica.



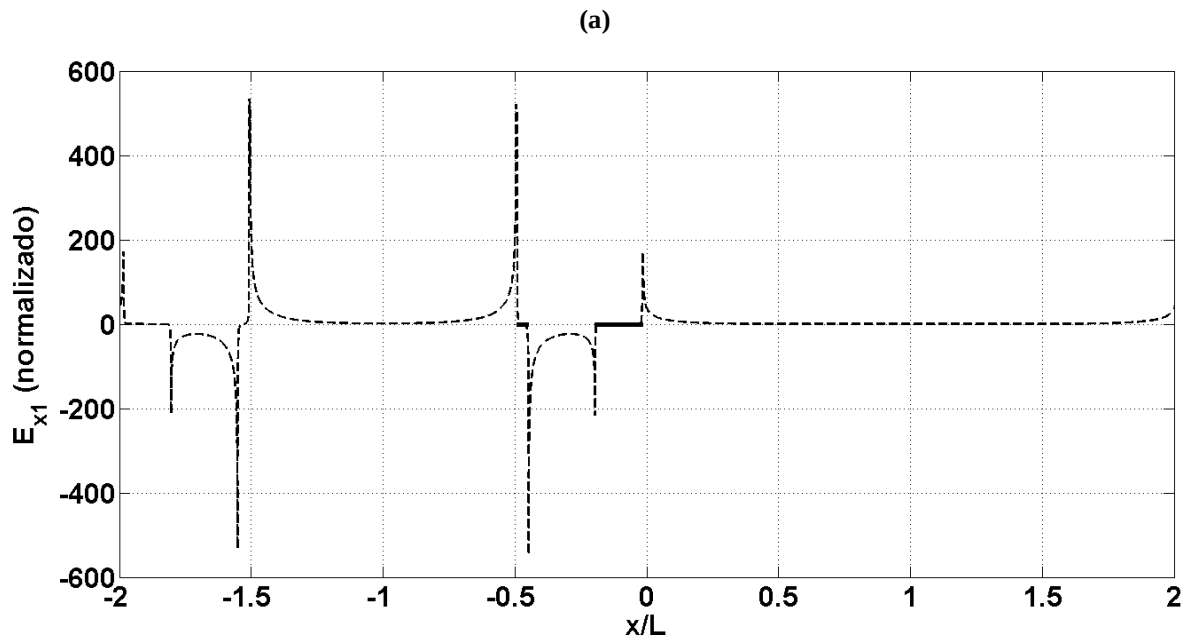
Fonte: Elaboração do autor

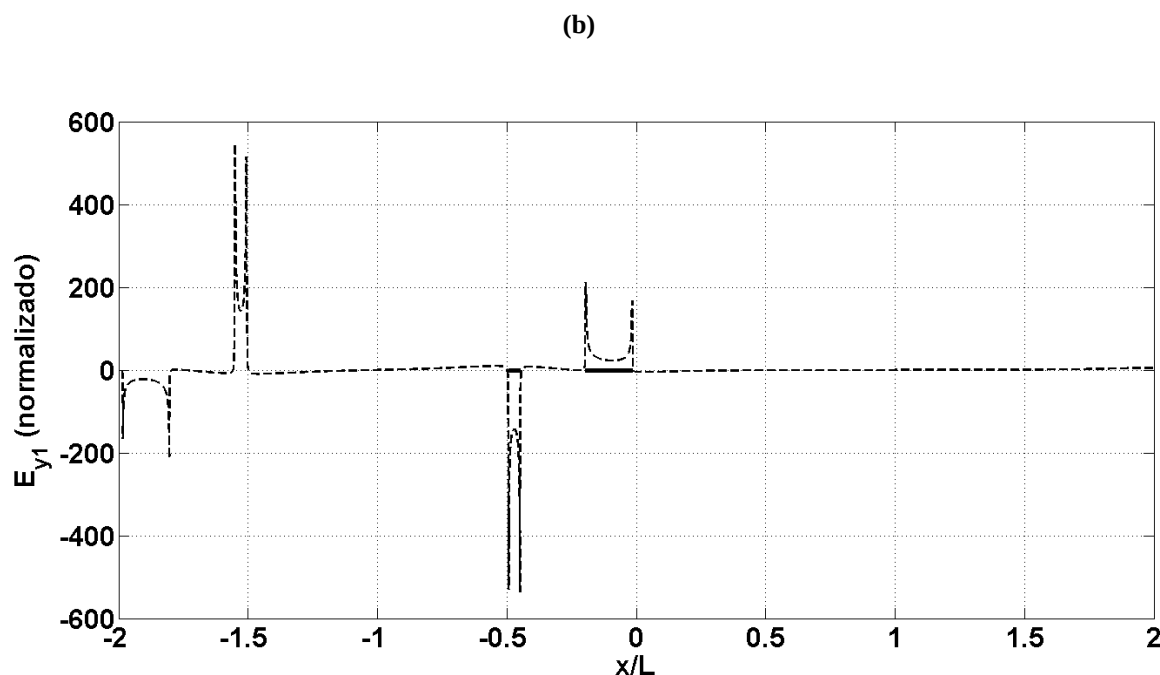
Nota-se agora na Figura 64 que, diferentemente do que se apresentava na Figura 13 onde se aplicava o método da translação, a condição de contorno junto às paredes metálicas é obedecida. Ainda é importante observar que as amplitudes de E_{y1} sobre o eletrodo da direita (menor) são menores também, o que ratifica a teoria analisada, visto que este eletrodo se encontra mais distante das paredes da caixa e assim, as linhas de campo tendem a ser menos inclinadas fazendo com que os valores de E_{y1} sejam menores.

Um novo teste foi executado utilizando a estrutura de Khodja et al (2014), um CPS assimétrico, de duas camadas isotrópicas com espessuras $h_1 = 6,858$ mm, $h_2 = 254$ μ m e substrato com $\varepsilon_r = 2,22$. As fitas metálicas apresentam dimensões $w_1 = 0,08$ mm e $w_2 = 0,32$ mm, com deslocamentos $s_1 = 0,838$ mm e $s_2 = -0,188$ mm (ambas fitas do lado esquerdo da origem) e a caixa tem comprimento $2L = 3,556$ mm.

Assim, a conformação espacial de campo elétrico E_{x1} e E_{y1} , para $f = 10$ GHz e $y = 255$ μ m é apresentada na Figura 65.

Figura 65 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica de Khodja et al (2014). (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .





Fonte: Elaboração do autor

Novamente é possível perceber que as condições de contorno são atendidas ($E_{y1} = 0$ em $x = \pm L$) e as amplitudes de E_{y1} são maiores no eletrodo da esquerda, mais próximo às paredes da caixa, como esperado.

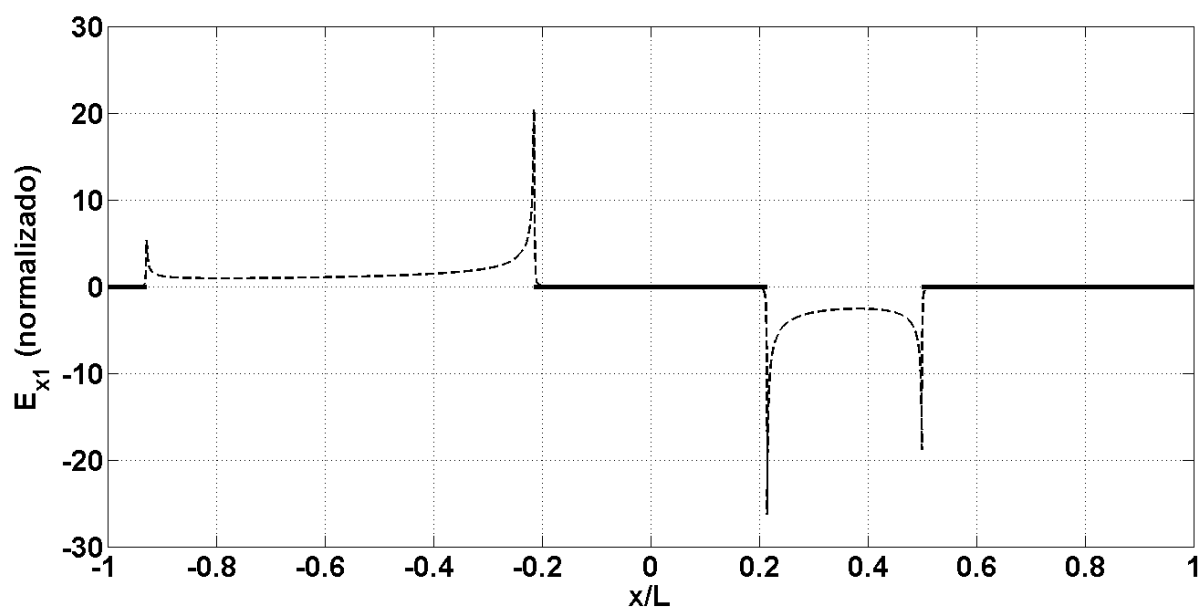
Por fim, será analisada uma estrutura CPW assimétrica também já utilizada neste trabalho, de Rahman e Nguyen (1995). A análise foi realizada para $f = 10$ GHz e $y = 3,684$ mm, apresentando os resultados que podem ser vistos na Figura 66.

Assim como já observado em outras estruturas planares analisadas ao longo desta seção é possível notar que os campos são mais intensos nas regiões de borda e, novamente, apresenta-se $E_{y1} = 0$ em $x = \pm L$, ou seja, o campo é nulo nas paredes laterais da estrutura.

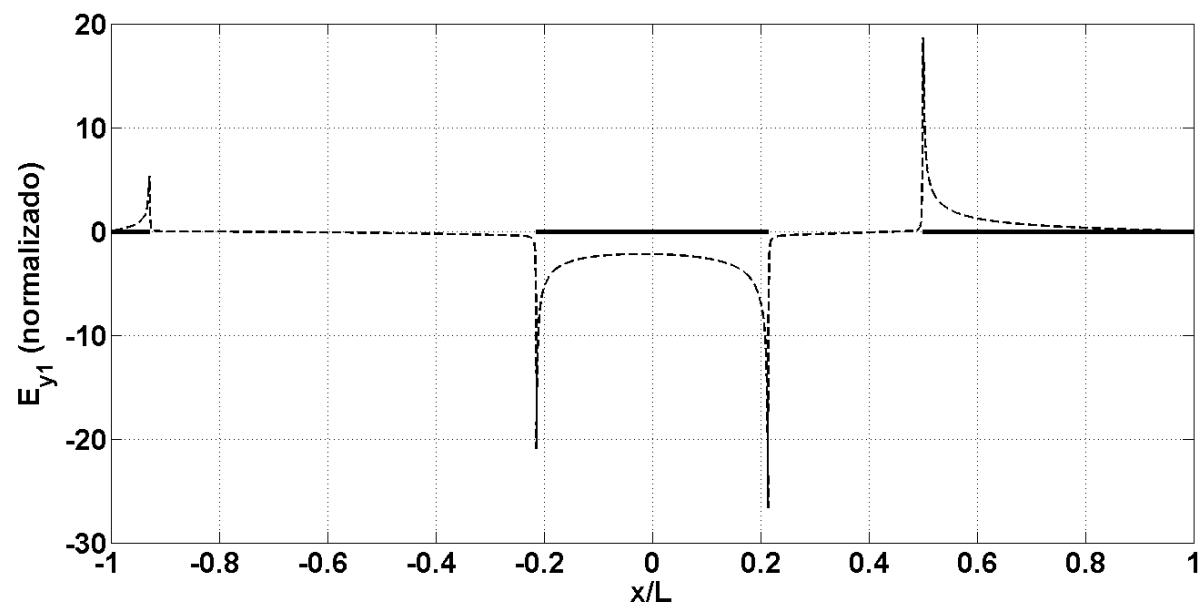
Tais resultados apresentam-se de acordo com o esperado e, mais uma vez, indicam o potencial das rotinas numéricas desenvolvidas e do aplicativo para análise da conformação espacial de campo elétrico.

Figura 66 - Conformação espacial de campo elétrico transversal para estrutura CPW assimétrica de Rahman e Nguyen (1995). (a) E_{x1} , (b) E_{y1} .

(a)



(b)



Fonte: Elaboração do autor

Ressalta-se que as Figuras 62-66 desta tese não foram publicadas pelos respectivos autores citados nas referências.

Todas as análises realizadas na obtenção dos parâmetros característicos de estruturas planares mostraram-se adequadas quando aplicadas as rotinas numéricas e interface gráfica da técnica ADE com o método das imagens.

Assim, objetivando o cálculo dos parâmetros característicos, inclusive o cálculo da tensão de meia-onda, para um modulador eletroóptico, por exemplo, é necessário que sejam analisadas estruturas típicas de óptica integrada, o que será realizado na próxima seção deste trabalho.

5.4 Estruturas CPS em dimensões de óptica integrada

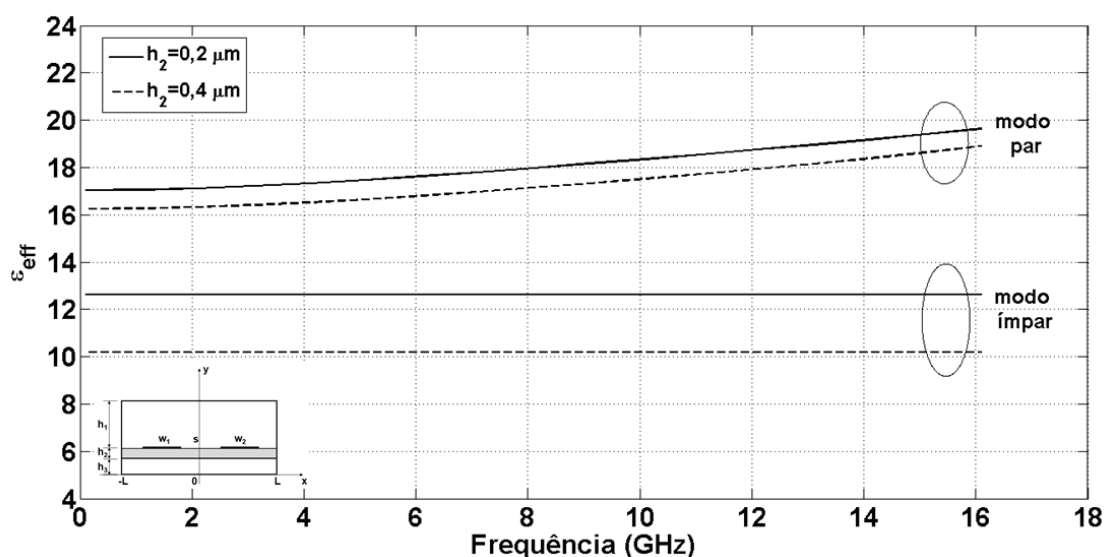
Estruturas aplicadas à óptica integrada, como moduladores eletroópticos, fazem uso de eletrodos de modulação com dimensões típicas da ordem de micrometros (RAILTON; MCGEEHAN, 1989). Assim, para que se tenha êxito no cálculo de parâmetros relevantes a um modulador eletroóptico é necessário explorar o potencial deste aplicativo e do método das imagens na investigação de guias de ondas planares aplicados à tais dispositivos. Assim, esta seção dedica-se ao levantamento das curvas de dispersão, impedância característica, distribuição de campo elétrico e tensão de meia-onda de estruturas empregadas em óptica integrada.

Inicia-se esta análise com a estrutura CPS, blindada e simétrica utilizada por Keen et al. (1990). Ela apresenta dimensões e características aplicáveis a moduladores eletroópticos, com $w_1 = w_2 = 8 \mu\text{m}$, $s_1 = s_2 = 6,5 \mu\text{m}$ e $2L = 4,021 \text{ mm}$. Trata-se ainda de um guia de três camadas, como o mostrado na Figura 7, sendo a primeira de ar, a segunda isotrópica (*buffer-layer*), de SiO_2 ($\epsilon_r = 3,9$), e a camada inferior anisotrópica de LiNbO_3 em corte-z ($\epsilon_{\perp} = 43$ e $\epsilon_{//} = 28$). As camadas um e três apresentam espessuras de $h_1 = 10 \text{ mm}$ e $h_3 = 1 \text{ mm}$, enquanto a espessura de *buffer-layer* é analisada para $h_2 = 0,2 \mu\text{m}$ e $h_2 = 0,4 \mu\text{m}$. São então levantadas as curvas de dispersão e impedância característica para ambas situações, nas Figuras 67 e 68, respectivamente.

Nota-se que ao aumentar a espessura do *buffer-layer* os valores de permissividade efetiva tendem a diminuir enquanto os valores de impedância característica tendem a aumentar. Observando a Figura 67, nota-se que o modo ímpar (modo π , para estruturas assimétricas) apresenta pouca dispersão nesta configuração, o que justifica uma baixa variação da impedância característica independente do aumento da frequência, como visto na Figura 68. Isto evidencia

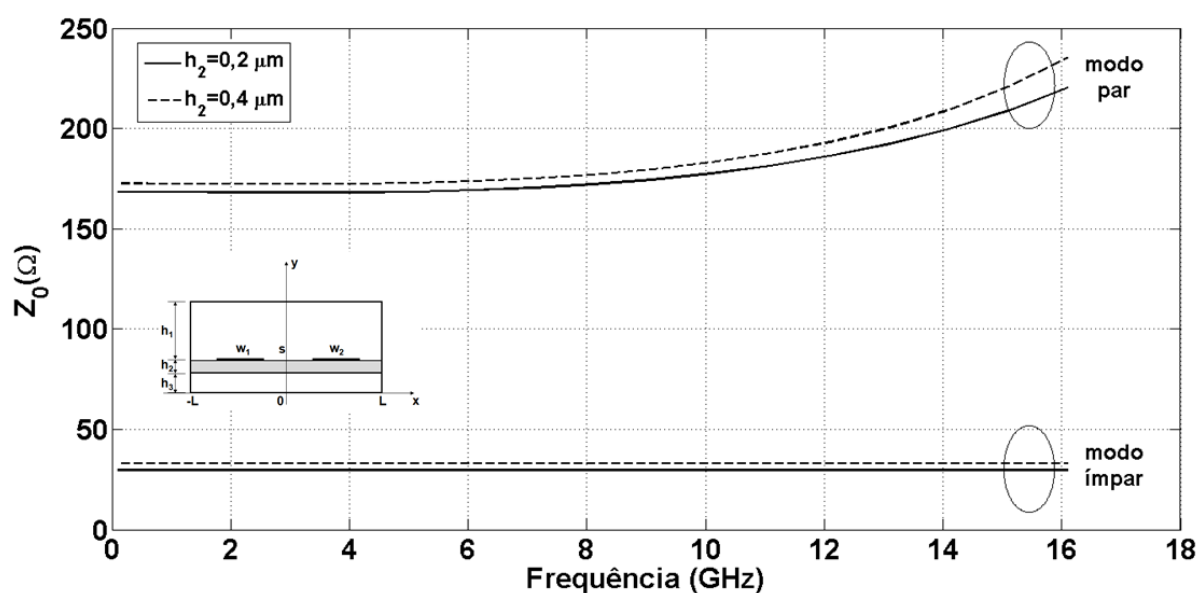
que este modo apresenta um projeto de redes de casamento de impedância entre gerador/carga e linha menos críticos que no modo par (modo c , para estruturas assimétricas).

Figura 67 - Curvas de dispersão da estrutura CPS de Keen et al (1990) com dimensões de óptica integrada.



Fonte: Elaboração do autor

Figura 68 - Curvas de impedância característica de CPS simétrica de Keen et al (1990) com dimensões de óptica integrada.



Fonte: Elaboração do autor

Outra análise pode ser efetuada sobre os resultados obtidos nas Figuras 67 e 68, comparando alguns resultados pontuais obtidos por este trabalho e aqueles obtidos por Keen et

al. (1990). Assim, para a frequência de 100 MHz, aplicando um modelo quase-estático, o artigo publicou resultados de dispersão e impedância que foram comparados à rotina numérica deste trabalho. Os resultados dessa comparação encontram-se na Tabela 2.

Tabela 2. Comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e os publicados em Keen et al. (1990) com relação à permissividade efetiva e impedância característica de um CPS simétrico com dimensões de óptica integrada.

$h_2(\mu\text{m})$	MODO PAR				MODO ÍMPAR			
	TESE		Keen et al. (1990)		TESE		Keen et al. (1990)	
	ε_{ef}	$Z_0(\Omega)$	ε_{ef}	$Z_0(\Omega)$	ε_{ef}	$Z_0(\Omega)$	ε_{ef}	$Z_0(\Omega)$
0,2	17,03	168,40	18,23	162,45	12,62	29,70	12,60	29,66
0,4	16,24	172,50	17,32	166,66	10,20	33,06	10,18	32,99

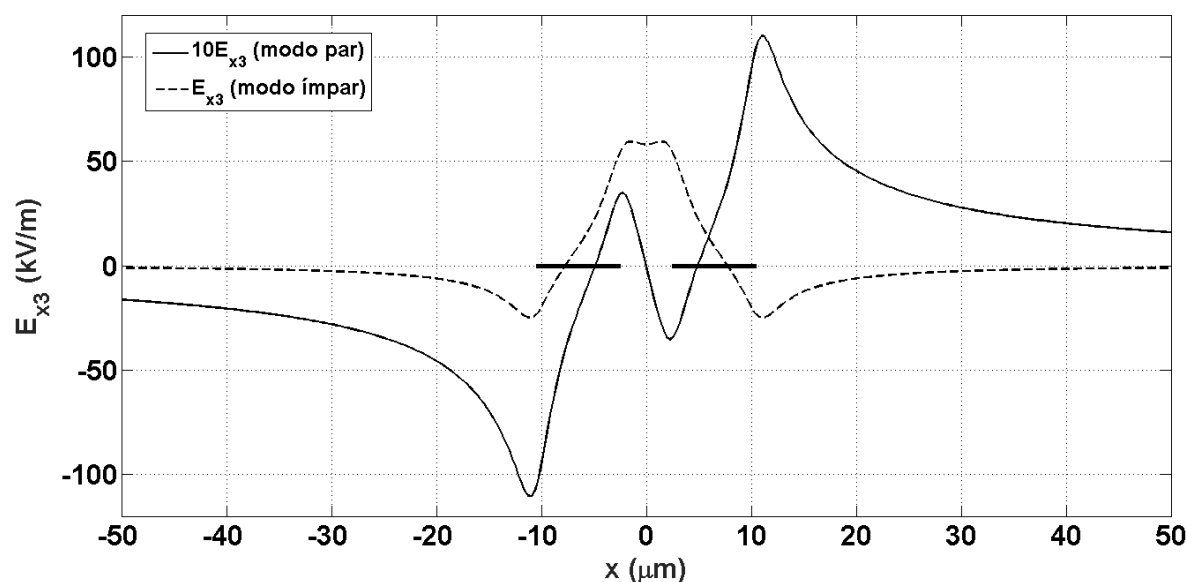
Pelo comparativo da Tabela 2 é possível perceber uma boa conformidade entre os resultados obtidos e publicados, com as maiores discrepâncias ocorrendo no modo par. Tais discrepâncias eram esperadas uma vez que o artigo citado utiliza aproximação TEM para seus cálculos.

Em seguida, pretende-se utilizar o aplicativo para o cálculo de distribuição de campo elétrico em valores absolutos para estruturas de óptica integrada. Para tanto, analisou-se a mesma estrutura de Keen et al. (1990), com $h_2 = 0,4 \mu\text{m}$. Foi obtida a distribuição de campo elétrico E_{x3} para uma alimentação $V_1 = 0 \text{ V}$ e $V_2 = 1 \text{ V}$, nos eletrodos da esquerda e da direita, respectivamente. Cabe ressaltar que esta alimentação nas fitas não excita um modo próprio no guia, sendo isto uma superposição dos modos par e ímpar. Assim, para obter este modo é possível demonstrar que se deve sobrepor os campos dos modos par ($V_1 = V_2 = 0,5 \text{ V}$) e ímpar ($V_1 = -0,5 \text{ V}$ e $V_2 = 0,5 \text{ V}$) (COLLIN, 2001; KITANO, 2001).

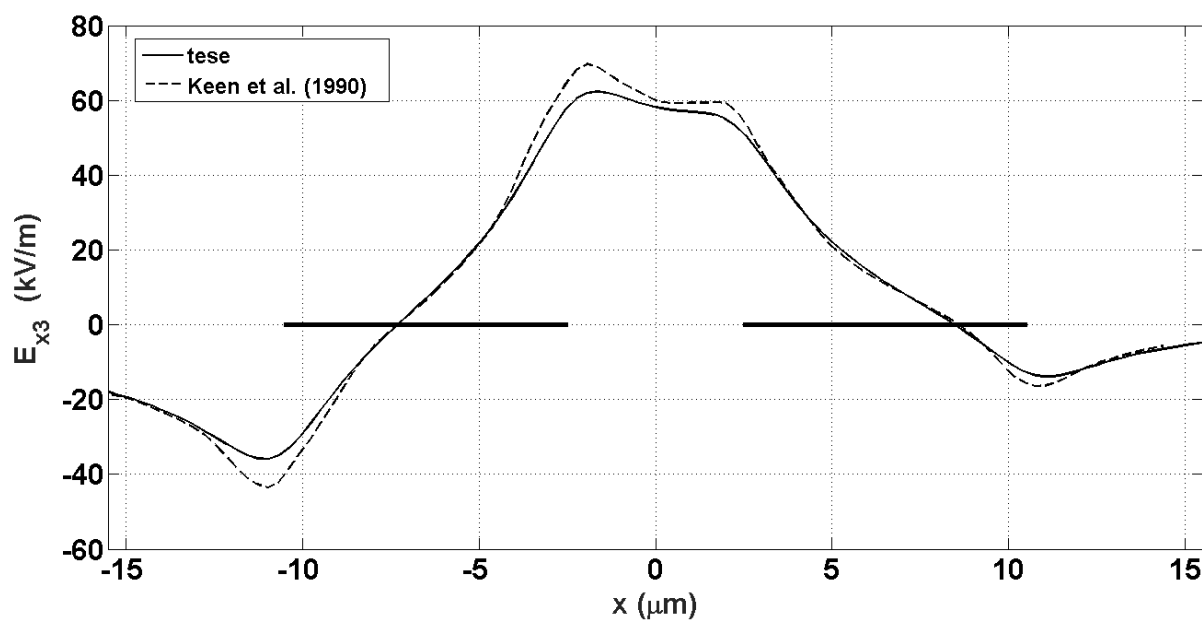
Portanto, a Figura 69 apresenta o comportamento do campo E_{x3} em uma posição $y = 0,999 \text{ mm}$, ou seja $1 \mu\text{m}$ abaixo do *buffer-layer*, a uma frequência de 100 MHz. A Figura 69 (a) exibe os campos para os modos par e ímpar, enquanto a Figura 69 (b) exibe o resultado do modo composto. O campo do modo par na Figura 69 (a) apresenta valores de pico muito menores que os do modo ímpar, por isso, foi multiplicado por 10.

Figura 69 - Distribuição de campo elétrico E_{x3} para a estrutura de Keen et al. (1990). (a) Modos par e ímpar para $V_1 = V_2 = 0,5$ V e $V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V, (b) Campo do modo composto, equivalente à alimentação de $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V.

(a)



(b)



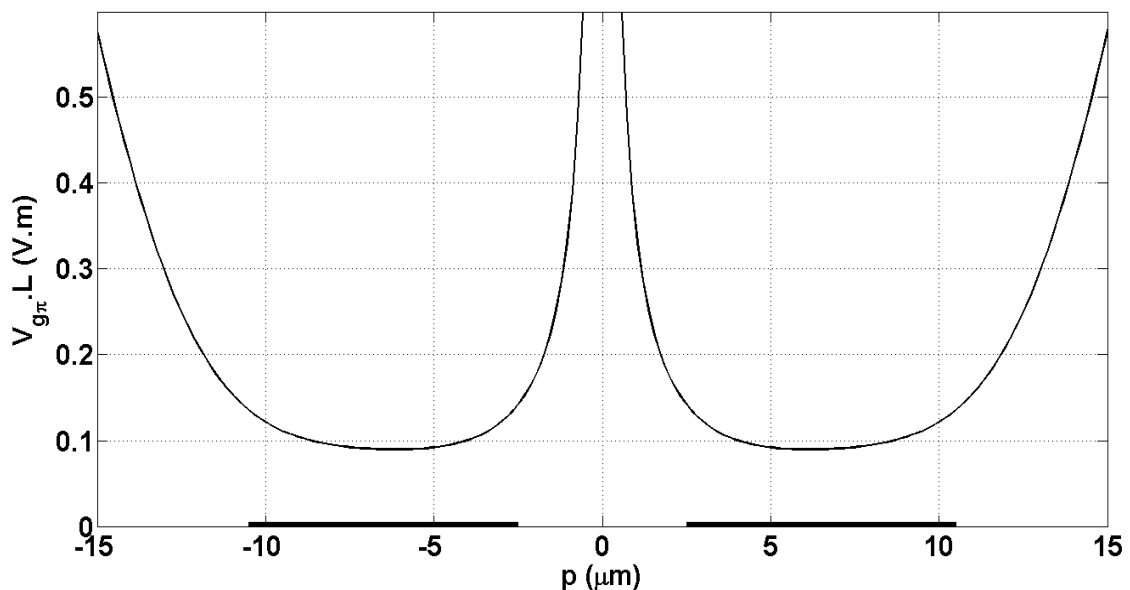
Fonte: Elaboração do autor

Novamente, há boa conformidade entre os resultados obtidos neste trabalho e aqueles apresentados por Keen et al. (1990). Entretanto, observa-se que as velocidades de fase dos modos par e ímpar são distintas. Isso se comprova observando a Tabela 2, onde as permissividades elétricas efetivas dos dois modos são $\varepsilon_{ef} = 16,24$ no modo par e $\varepsilon_{ef} = 10,20$ no modo ímpar. Assim, haverá defasagens entre os campos ao longo do modulador, fazendo com que o campo apresentado na Figura 69 (b) seja válido quanto a sua conformação apenas na origem ($z = 0$ m).

Assim, resta ainda validar para este tipo de estrutura o cálculo da tensão de meia-onda dada em (198). Toma-se a mesma estrutura de Keen et al. (1990) para a frequência de 100 MHz e $y = 0,999$ mm e modo ímpar (menos dispersivo). Com substrato de LiNbO_3 tem-se $r_{33} = 31$ pm/V, $n_e = 2,2$ e o comprimento de onda considerado foi de $\lambda_0 = 1,3$ μm . Portanto, é possível levantar a curva de $V_{g\pi}L$ em função do parâmetro p , que define a posição onde será alocado o guia óptico.

O resultado dessa curva é apresentado na Figura 70 obtendo-se como valor mínimo de $V_{g\pi}L = 0,089$ V.m, na posição $p = \pm 6,17$ μm . De forma prática estes valores indicam que, para um modulador com o devido casamento de impedâncias em seus acessos e com comprimento de interação de 50 mm, por exemplo, as tensões mínimas necessárias aos geradores para que se garanta a variação da fase óptica de π rad são $V_{g1\pi} = -V_{g2\pi} = 1,78$ V.

Figura 70 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura de Keen et al. (1990).



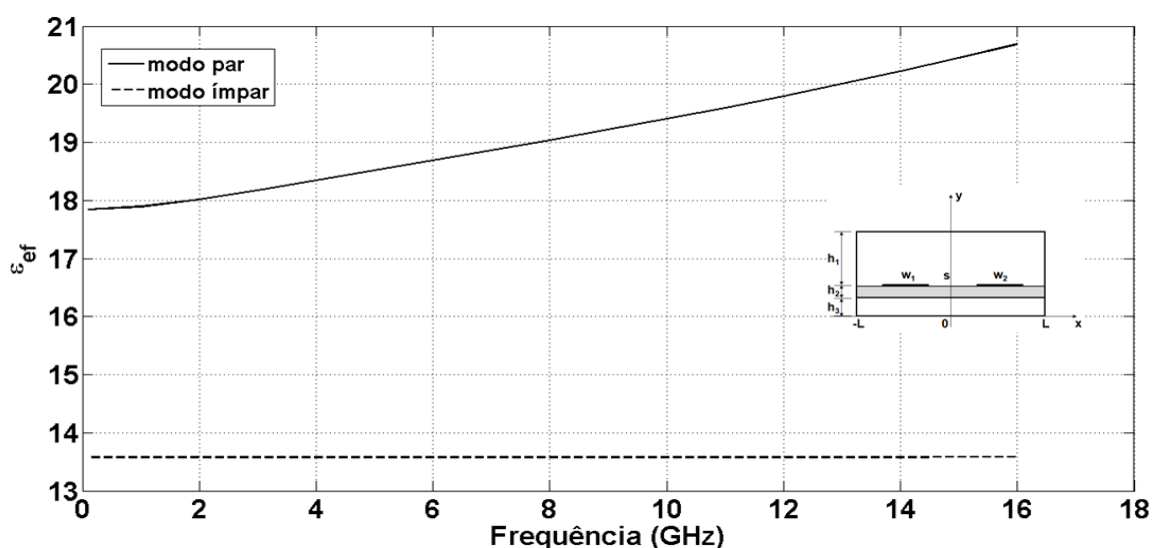
Fonte: Elaboração do autor

Em seguida, analisa-se a estrutura estudada por Railton e McGeehan (1989), visando assim apresentar outro comparativo de distribuição de campo elétrico e demais parâmetros característicos com a literatura publicada. Novamente, trata-se uma estrutura CPS, simétrica, com dimensões típicas de óptica integrada, sendo $w_1 = w_2 = 16 \mu\text{m}$, $s_1 = s_2 = 10 \mu\text{m}$ e $2L = 10,036 \text{ mm}$. Semelhante à estrutura de Keen et al. (1990), ela apresenta três camadas: a primeira de ar, com $h_1 = 10 \text{ mm}$, a segunda isotrópica, um *buffer-layer* de SiO_2 ($\epsilon_r = 3,9$) com $h_2 = 0,2 \mu\text{m}$ e a terceira camada anisotrópica, de LiNbO_3 em corte-z ($\epsilon_{\perp} = 43$ e $\epsilon_{//} = 28$), com $h_3 = 1 \text{ mm}$.

Desse modo, inicia-se a investigação desta estrutura com o estudo das curvas de dispersão e impedância característica dos modos par e ímpar. Recorda-se que, por se tratar de uma estrutura simétrica, tem-se $Z_{01} = Z_{02}$. As Figuras 71 e 72 apresentam essas curvas para o intervalo de frequências entre $100 \text{ MHz} \leq f \leq 16 \text{ GHz}$.

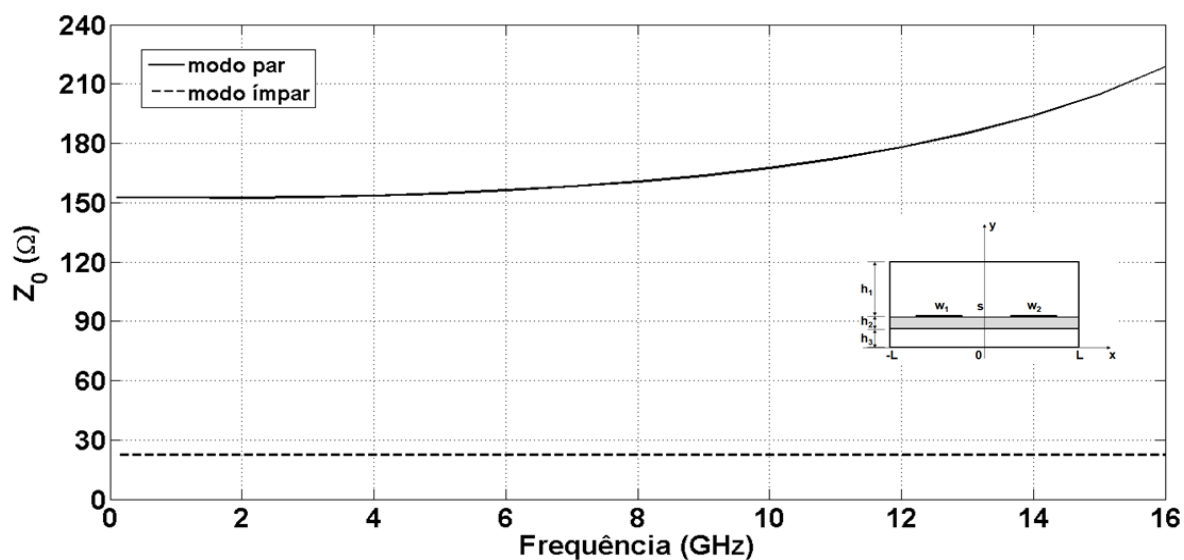
Ao observar as curvas de dispersão na Figura 71 nota-se que, em comparação aos resultados da Figura 67, o comportamento da estrutura de Railton e McGeehan (1989) é muito semelhante, com o modo ímpar exibindo uma dispersão reduzida independentemente da variação de frequência, além de apresentar valores de permissividade elétrica efetiva menores do que no modo par. Consequentemente, a Figura 72 exibe uma baixa variação de impedância característica para o modo ímpar, reforçando as conclusões iniciais de que este modo pode simplificar um melhor casamento de impedância entre gerador/carga e linha.

Figura 71 - Curvas de dispersão dos modos par e ímpar de uma estrutura CPS simétrica de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor

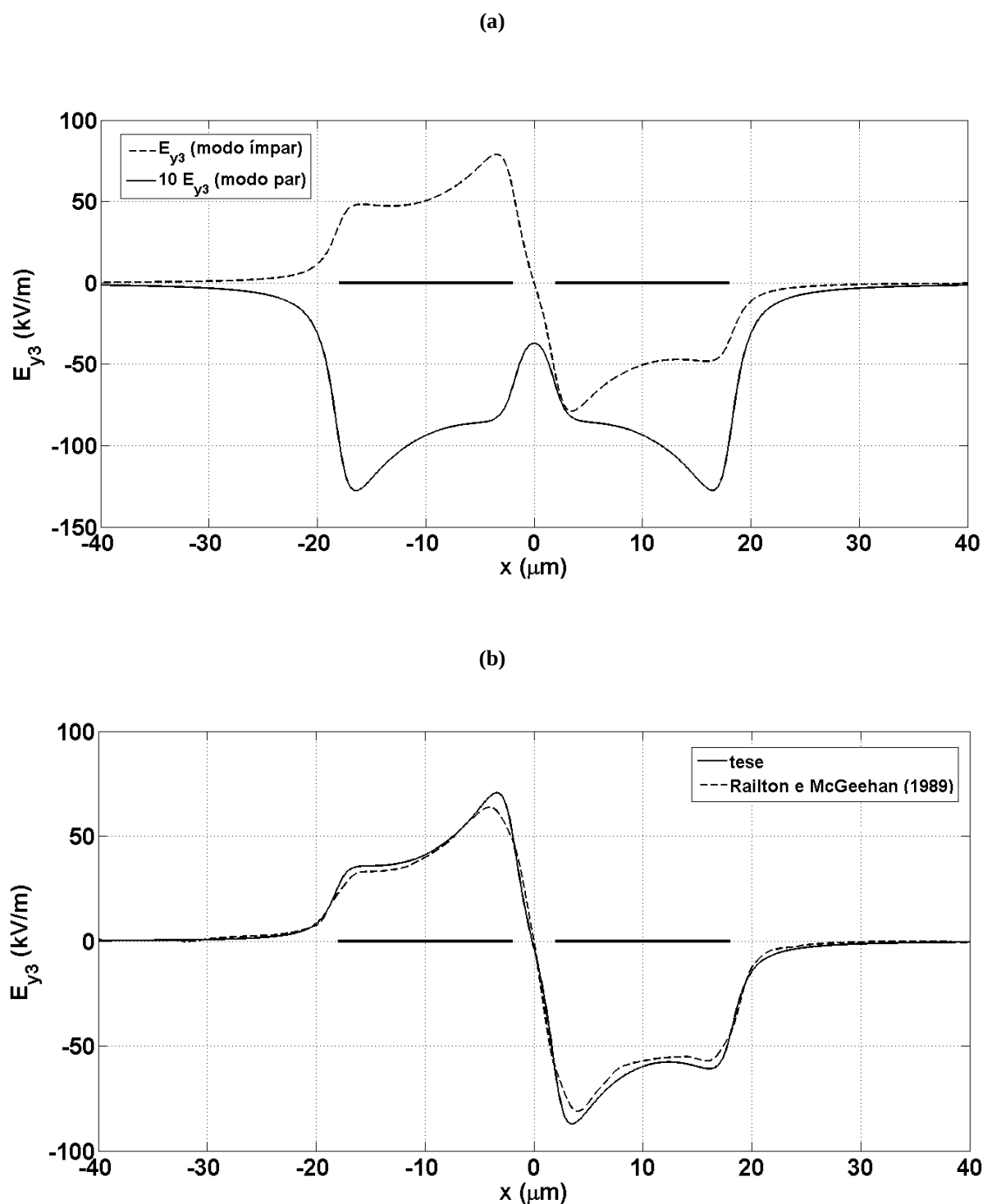
Figura 72 - Curvas de impedância característica dos modos par e ímpar de uma estrutura CPS simétrica de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor

Assim como efetuado para a estrutura anterior, determina-se agora a distribuição de campo elétrico em valores absolutos para a região de substrato anisotrópico, E_{y3} . O estudo de Railton e McGeehan (1989) foi realizado para uma alimentação de $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V, o que exigirá procedimento semelhante ao realizado anteriormente, executando inicialmente os campos para $V_1 = V_2 = 0,5$ V e $V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V para somente em seguida se obter este modo composto. Assim, foi considerada a frequência de 1 GHz e posição $y = 0,999$ mm para tais análises cujos resultados estão apresentados na Figura 73. Nesta figura encontram-se em (a) as distribuições de campo para cada um dos modos, par e ímpar, enquanto em (b) encontra-se a distribuição de campo elétrico do modo composto, assim como realizado na Figura 69. Novamente, as magnitudes do campo em modo par foram multiplicadas por 10.

Figura 73 - Distribuição de campo elétrico E_{y3} para a estrutura de Railton e McGeehan. (1989). (a) Modos par e ímpar para $V_1 = V_2 = 0,5 \text{ V}$ e $V_1 = -0,5 \text{ V}$ e $V_2 = 0,5 \text{ V}$, (b) Campo do modo composto, equivalente à alimentação de $V_1 = 0 \text{ V}$ e $V_2 = 1 \text{ V}$.



Fonte: Elaboração do autor

Nota-se boa conformidade entre os resultados obtidos neste trabalho e os resultados de Railton e McGeehan (1989). É possível perceber que a alimentação assimétrica, com 0 V e 1 V nos eletrodos da esquerda e da direita, respectivamente, provoca assimetrias que geram

valores mais intensos no pico de E_{y3} próximo a extremidade interna do eletrodo do lado direito. Assim, um modulador eletroóptico deverá considerar esta informação quando efetuar o posicionamento do guia óptico, buscando regiões onde o campo apresenta as maiores amplitudes.

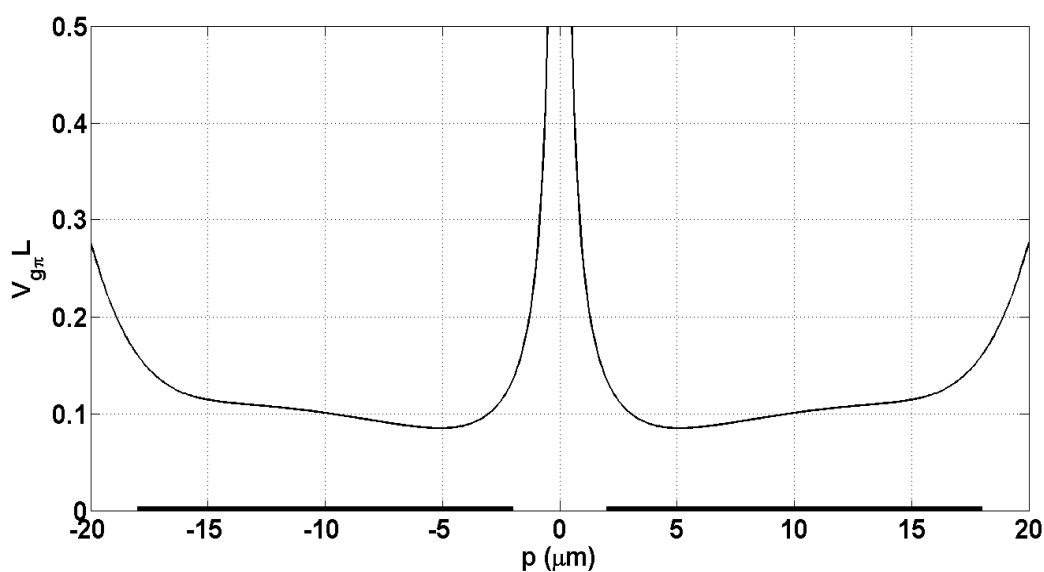
É importante ressaltar que, assim como analisado na estrutura de Keen et al. (1990), os resultados apresentados na Figura 73 são válidos apenas na origem $z = 0$, já que os modos par e ímpar apresentam diferentes valores de permissividade elétrica efetiva e diferentes velocidades de fase. Como os dois modos, par e ímpar, são excitados, deve-se considerar que essa alimentação degrada a operação em banda, devido ao modo par e sua alta dispersão.

Ainda, é possível efetuar o cálculo da tensão de meia-onda para tal estrutura, no modo ímpar, de interesse.

Novamente, por tratar-se de uma estrutura com substrato anisotrópico de LiNbO_3 em corte-z, considera-se as mesmas características já apresentadas para a estrutura CPS de Keen et al. (1990) no cálculo da tensão de meia-onda.

Assim, obtém-se o resultado para o cálculo da tensão de meia-onda da Figura 74, que aparecem em concordância com aqueles obtidos por Kitano (2001), tanto em valor de $V_{g\pi}L$ quanto na posição p em que isso ocorre.

Figura 74 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor

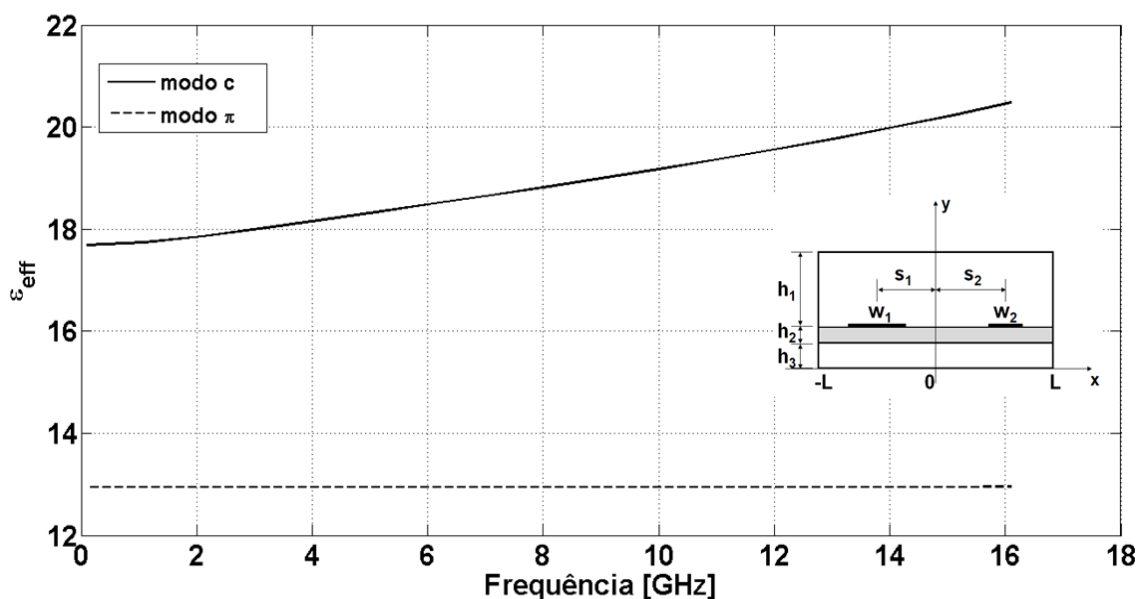
É possível determinar na Figura 74 que o valor mínimo da tensão será de 0,083 V.m na posição $p = \pm 5,1 \mu\text{m}$. Se a Figura 73 (b) for novamente observada, nota-se que próximo a esta região o campo apresenta maiores amplitudes, sendo portanto adequada a colocação do guia óptico nesta posição e comprovando a coerência na análise realizada desta estrutura.

Novamente, por exemplo, um modulador com um comprimento de interação de $L = 50$ mm, as tensões para provocar a variação de fase óptica de π radianos serão de $V_{g1\pi} = -V_{g2\pi} = 1,66$ V.

Por fim, visando verificar o impacto da assimetria de eletrodos em estruturas típicas de óptica integrada, foi analisada uma estrutura CPS, como a desenhada na Figura 8, com dimensões iguais às propostas por Railton e McGeehan (1989), fazendo apenas a alteração da largura da fita da direita e, conseqüentemente, da distância entre o centro da estrutura e o centro do eletrodo da direita. Assim, passa-se a operar com $w_2 = 8 \mu\text{m}$ e $s_2 = 6 \mu\text{m}$. A análise será apresentada para todos os parâmetros analisados pelo aplicativo desenvolvido.

Desse modo, foram levantadas, inicialmente, as curvas de dispersão e da impedância característica da CPS. Recorda-se que, por se tratar de uma estrutura assimétrica, não se trata mais os modos como par e ímpar, mas sim modos c e π . Assim, a Figura 75 exibe os resultados das curvas de dispersão para os modos c e π da CPS, mostrando que, assim como ocorria com o modo ímpar na estrutura CPS simétrica, o modo π se mostra menos dispersivo, sendo mais adequado à aplicação em projetos de moduladores eletroópticos.

Figura 75 - Curvas de dispersão dos modos c e π de uma estrutura CPS assimétrica.



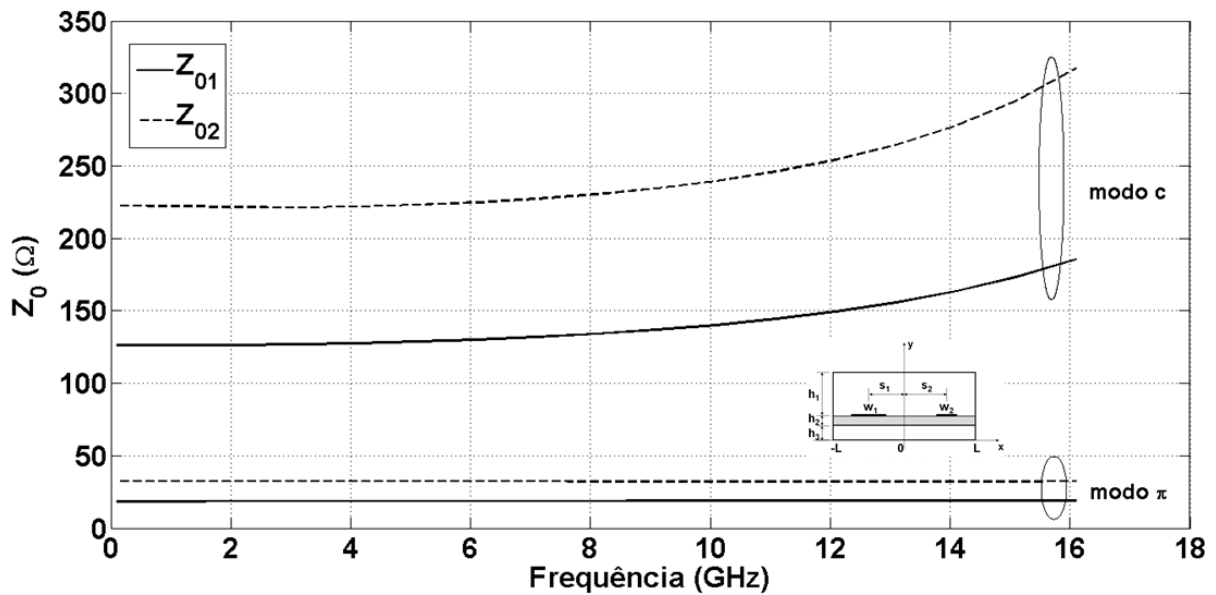
Fonte: Elaboração do autor

Nota-se na Figura 75 que, ao diminuir o tamanho do eletrodo da direita pela metade, a permissividade elétrica efetiva também diminuiu. Levantou-se então as curvas de impedância característica, conforme a Figura 76, para os eletrodos 1 e 2 (Z_{01} e Z_{02}), e para os modos π e c .

Como era esperado, o modo π apresentou menor variação de valores ao longo da frequência, uma vez que se trata de um modo menos dispersivo também. Uma vez que os eletrodos apresentam assimetria, as impedâncias características serão distintas nas duas fitas, sendo que se observa um maior valor de impedâncias no eletrodo menor (fita 2, da direita).

Ou seja, ao observar as Figuras 75 e 76 e, notando as variações de resultados que surgiram na permissividade elétrica efetiva e impedância característica, com relação ao caso simétrico, conclui-se que apenas o ajuste dos valores de w_1 e w_2 permitem ajustar os parâmetros característicos da estrutura em questão. Entretanto, nota-se também que, ao proporcionar resultados de impedâncias distintas nas duas fitas cria-se uma dificuldade, pois as fontes de alimentação e cargas deverão ser escolhidas com cuidado.

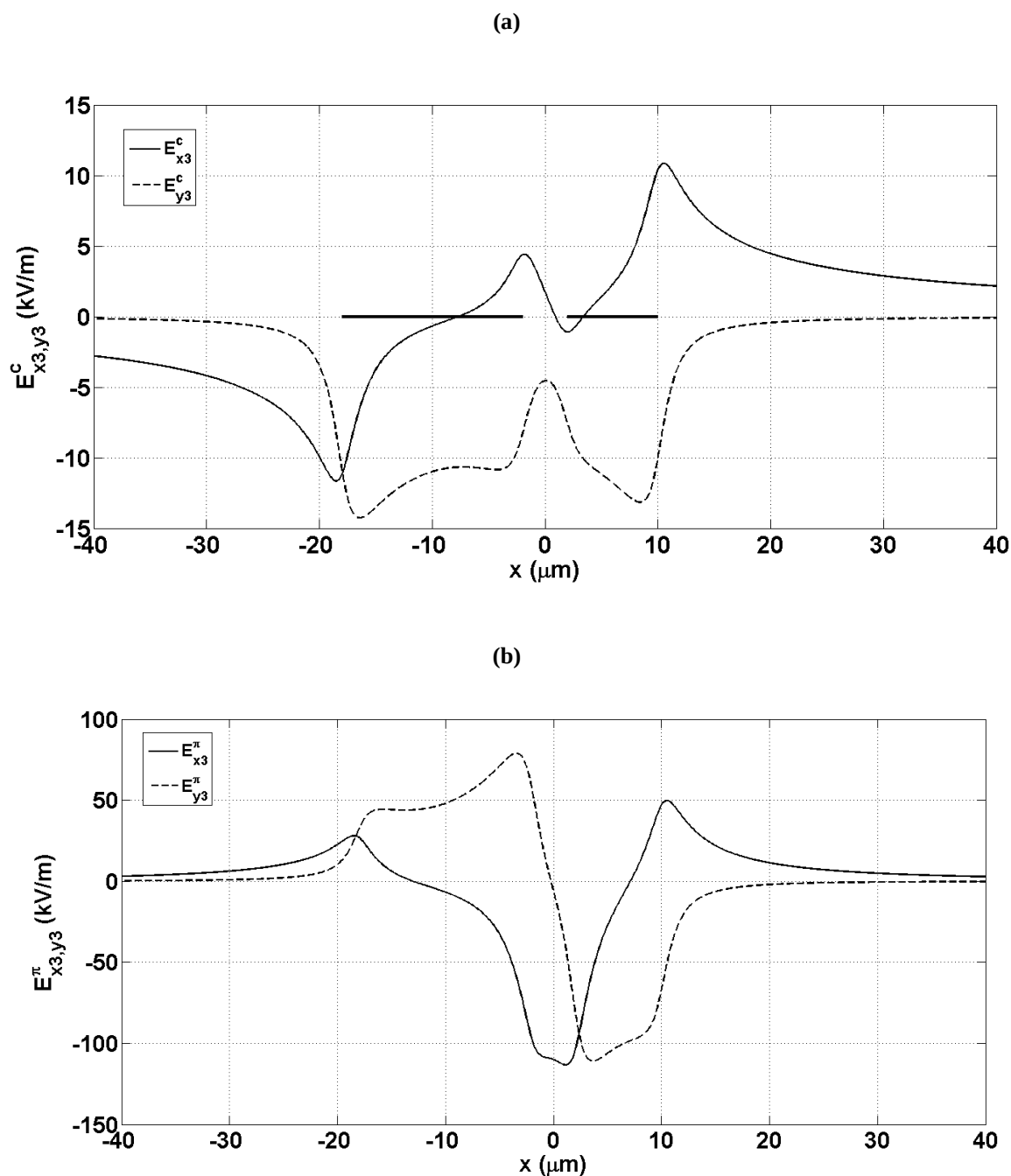
Figura 76 - Curvas de impedância característica dos modos c e π de uma estrutura CPS assimétrica.



Fonte: Elaboração do autor

Investiga-se agora as distribuições de campo elétrico transversal, E_{x3} e E_{y3} , considerando $y = 0,999$ mm e frequência de 1 GHz para os modos c ($V_1 = V_2 = 0,5$ V) e π ($V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V). Tais resultados são exibidos na Figura 77.

Figura 77 - Distribuição de campo elétrico para estrutura CPS assimétrica. (a) Modo c ($V_1 = V_2 = 0,5$ V), (b) Modo π ($V_1 = -0,5$ V e $V_2 = 0,5$ V).



Fonte: Elaboração do autor

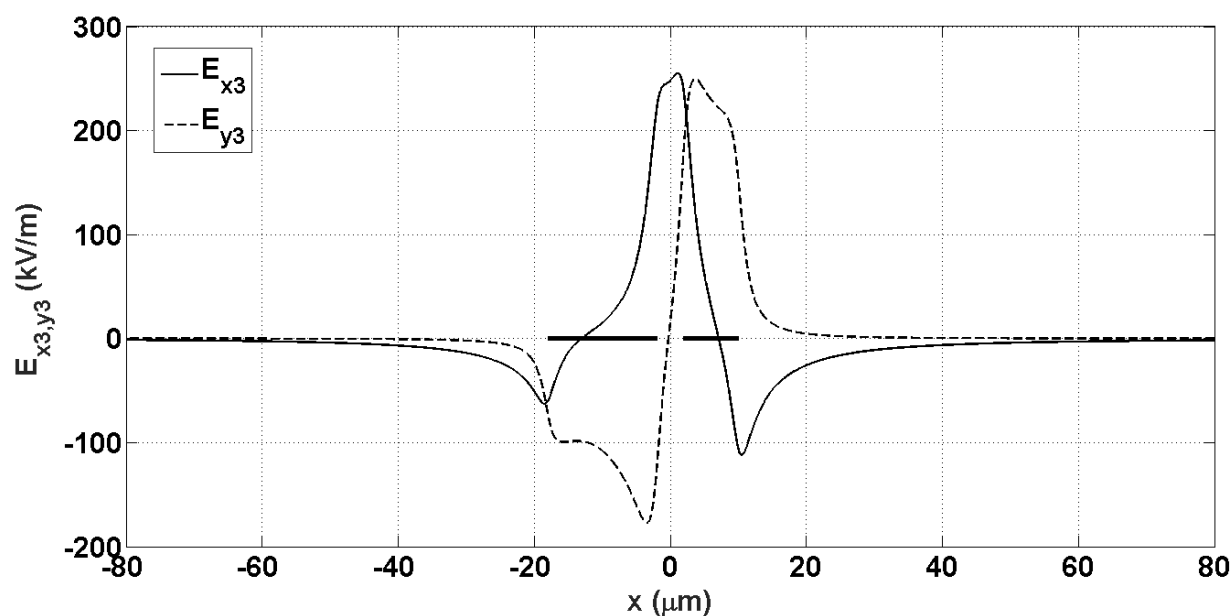
Nota-se na Figura 77 (b) que é possível obter elevadas amplitudes de campo elétrico explorando a assimetria de eletrodos, o que é interessante, visto que o modo π apresenta baixa dispersão e menor variação de impedância característica. Assim, aproveita-se melhor o efeito eletroóptico do que em casos de eletrodos simétricos, permitindo campos de modulação mais

intensos do que os obtidos pela superposição dos modos par e ímpar. Além disso, excitando apenas o modo π , elimina-se o inconveniente discutido na superposição dos modos, que é ter duas ondas se propagando em velocidades distintas.

Para esta mesma estrutura foi analisada mais uma situação, agora para $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V para cada um dos modos. Os resultados desta nova análise encontram-se na Figura 78.

O resultado apresenta concordância com aquele obtido por Kitano (2001).

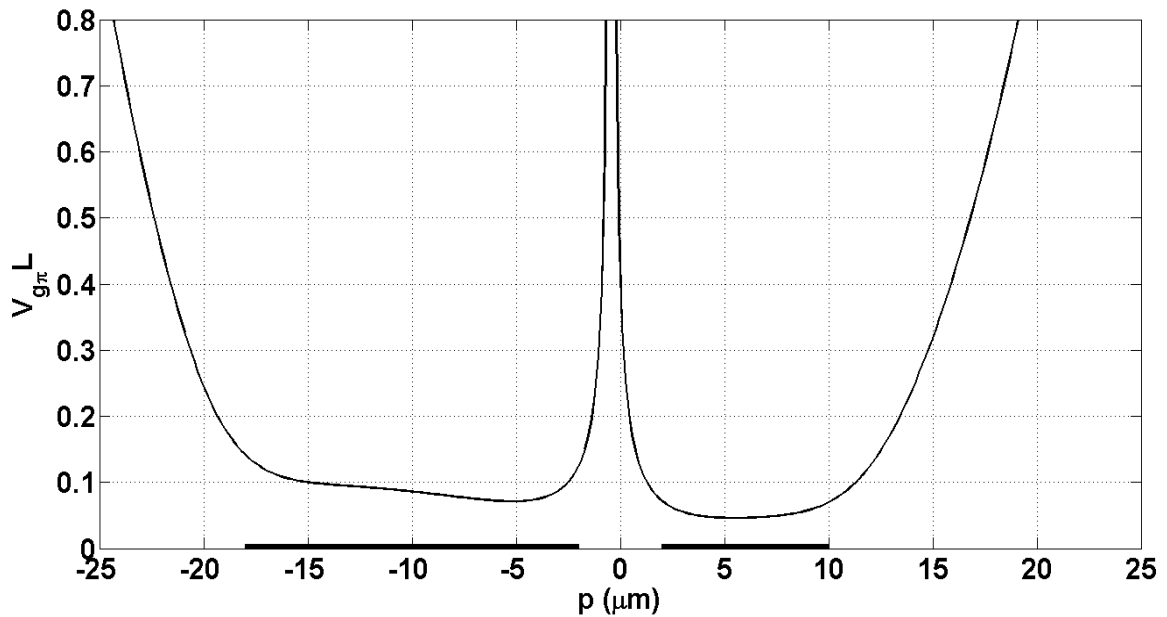
Figura 78 - Distribuição de campo elétrico transversal para estrutura CPS assimétrica com $V_1 = 0$ V e $V_2 = 1$ V



Fonte: Elaboração do autor

Assim, foi calculada a tensão de meia-onda para esta situação com o objetivo de compará-la ao resultado da estrutura simétrica, apresentada na Figura 74. O resultado é exibido na Figura 79.

Figura 79 - Gráfico de $V_{g\pi}L$ em função de p para a estrutura CPS assimétrica.



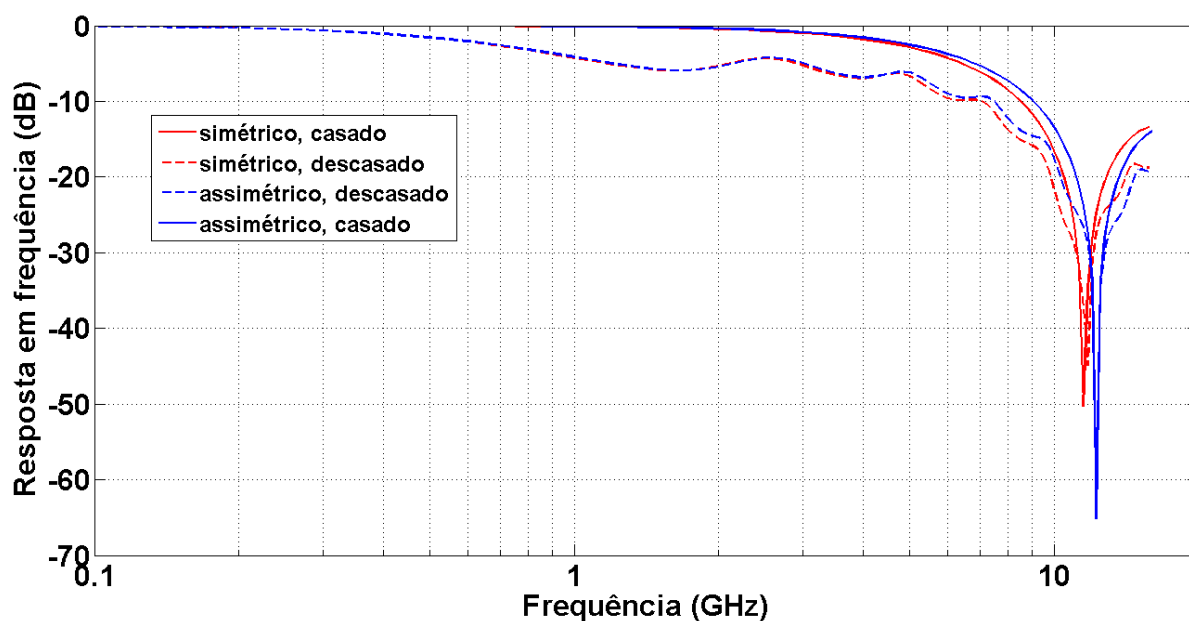
Fonte: Elaboração do autor

Investigando a Figura 79 nota-se que o valor mínimo de $V_{g\pi}L$ é de 0,045 V.m e, tal situação ocorre em $p = +5,5 \mu\text{m}$. Tal resultado apresenta-se coerente àquele apresentado por Kitano (2001), corroborando com a validade da rotina numérica. Como foi realizada para a estrutura simétrica, tomando $L = 50 \text{ mm}$, obtém-se agora $V_{g1\pi} = 0,9 \text{ V}$. Por se tratar de uma estrutura assimétrica não se tem mais $V_{g1\pi} = -V_{g2\pi}$, sendo esta relação definida através de $V_{g2\pi} = R_{\pi}V_{g1\pi}$, sendo R_{π} a relação entre as ondas de tensão na fita e, utilizando ADE, $R_{\pi} = -0,9708$ (evitando acoplamento de modos indesejáveis).

Assim, $V_{g2\pi} = -0,87 \text{ V}$. Portanto, é possível notar que, para estruturas assimétricas, a tensão necessária para provocar a variação de fase óptica de π radianos é menor, oferecendo campos de modulação mais intensos. Ainda, percebe-se que, na Figura 78, a região apontada pela Figura 79 condiz com a posição de maiores amplitudes de E_{y3} .

Ainda que não faça parte do aplicativo desenvolvido, para as mesmas duas últimas estruturas CPS, simétrica e assimétrica, foram calculadas as respostas ópticas através de (201), para efeito de comparação. Para tanto, foi utilizado o valor de $L = 17 \text{ mm}$ e considerado o caso com casamento de impedâncias em 50Ω e sem perdas. Os resultados são apresentados na Figura 80.

Figura 80 - Gráfico de resposta óptica para estruturas CPS simétrica e assimétrica.

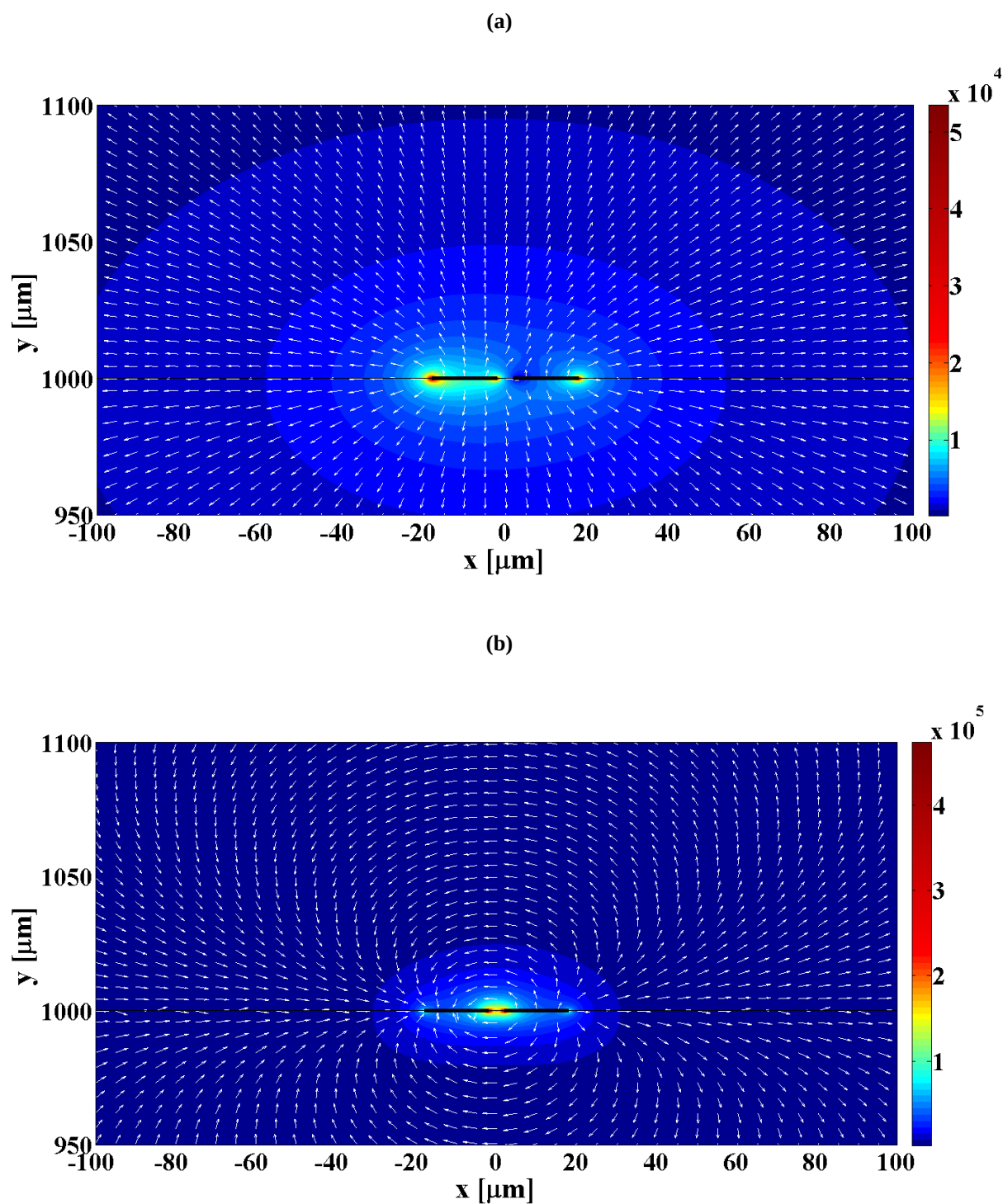


Fonte: Elaboração do autor

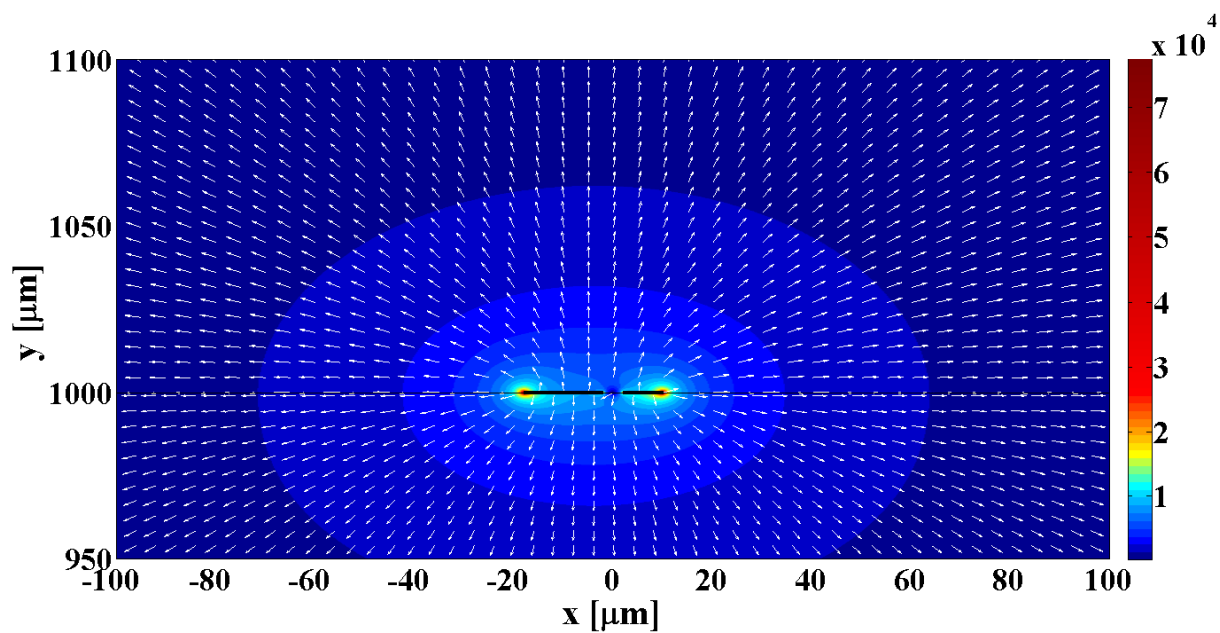
Nota-se que a maior largura de banda se apresenta na estrutura com assimetria de eletrodos, trazendo assim mais uma vantagem para a aplicação de assimetria em moduladores eletroópticos. Assim, como esperado, sistemas descasados apresentam uma resposta em frequência com maiores perdas e maior variação de resultados conforme se aumenta a frequência. Os resultados apresentados na Figura 80, em particular para estrutura simétrica, encontram boa concordância com àqueles apresentados por Kitano e Oliveira (1999).

Apesar de também não fazer parte do aplicativo neste momento, as rotinas numéricas responsáveis pelo cálculo do fluxo das linhas de campo na estrutura, bem como a magnitude do campo elétrico transversal foram desenvolvidas e, para que se evidencie as diferenças de comportamento entre as estruturas simétricas e assimétricas, ambas são exibidas na Figura 81 (a)-(d), onde se encontram os diagramas de magnitudes para a estrutura simétrica de Railton e McGeehan (1989), modos par e ímpar, e, para a estrutura assimétrica investigada nas Figuras 75-79, modos c e π , todos a uma frequência de 10 GHz. Note-se que a escala na barra de cores para o modo π é uma ordem de grandeza maior que para o modo c .

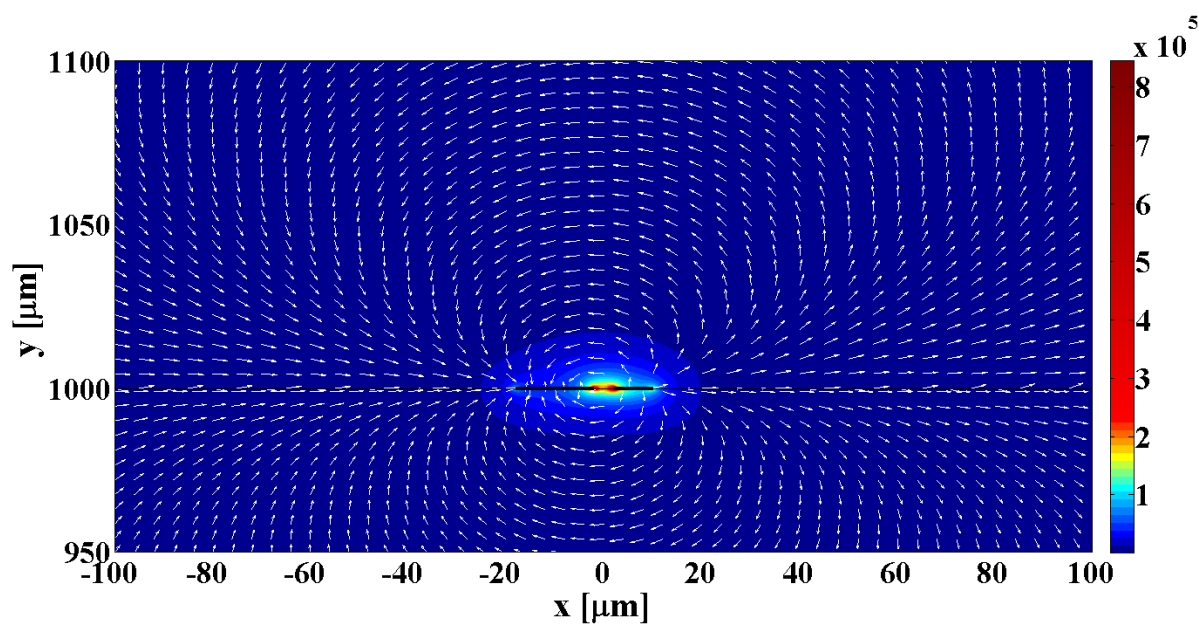
Figura 81 - Diagrama de magnitudes de campo elétrico transversal para estrutura CPS com dimensões de óptica integrada (a) estrutura simétrica, modo par, (b) estrutura simétrica, modo ímpar, (c) estrutura assimétrica, modo c , (d) estrutura assimétrica, modo π .



(c)



(d)



Fonte: Elaboração do autor

A Figura 81 (a)-(d) apresentou seus eixos dados em micrometros, uma vez que, por ter dimensões típicas de óptica integrada, sua caixa era muito grande em relação a seus eletrodos, sendo por isso dada uma imagem em detalhe. Assim, é possível notar que, mesmo o modo c

(não recomendado para aplicação em moduladores) da estrutura assimétrica apresenta maior intensidade de campo do que o modo par, da estrutura simétrica. Com relação aos modos ímpar (estrutura simétrica) e π (estrutura assimétrica) observa-se que ambos apresentam maiores intensidades de campo elétrico, sendo o modo π ainda mais intenso. Ainda, se vê que em ambos o fluxo de campo ocorre partindo do eletrodo da direita para o eletrodo da esquerda.

Portanto, através dos testes e análises efetuados neste capítulo, comprovou-se que as rotinas numéricas desenvolvidas e agregadas ao aplicativo em Matlab mostraram-se uma ferramenta consistente para análise de estruturas de guias de ondas planos através da técnica ADE em conjunto com o método das imagens. Tal rotina mostrou-se apta a investigar estruturas multicamadas, com simetria e assimetria de eletrodos e mesmo com dimensões reduzidas, como as de óptica integrada.

6 Conclusões e trabalhos futuros

Este trabalho teve como objetivo a investigação do método das imagens aliado à técnica ADE para análise de guias de ondas planos, permitindo o desenvolvimento de uma ferramenta computacional eficiente para o cálculo de alguns dos principais parâmetros destas estruturas, visando, por exemplo, o projeto de moduladores eletroópticos.

No capítulo 2 foi apresentada a técnica de ADE em seus conceitos gerais, apresentando as diádicas de Green no domínio espectral a partir de uma estrutura microlinha, simétrica, de duas camadas, bem como a seleção de funções de base e o método de Galerkin para a extração de valores das constantes de fase β . Foi apresentado ainda, de forma resumida, o modelo de imitâncias para a obtenção das diádicas de Green de estruturas multicamadas, assim como o cálculo de parâmetros como a impedância característica e distribuição de campo elétrico. Por fim, esse capítulo apresentou a assimetria de eletrodos, exibindo as dificuldades de análise de distribuição de campo elétrico aplicando a simples translação das funções de base, motivo pelo qual se justifica a utilização do método das imagens para análise de guias de ondas planos.

Dessa forma, o capítulo 3 dedicou-se a apresentar o método das imagens aplicado à técnica ADE. Foi apresentado todo o processo para seleção de funções de base, método de Galerkin para a extração de β , assim como a metodologia para o cálculo de parâmetros relevantes à estrutura, como impedância característica e distribuição de campo elétrico. Assim, foi possível obter relações matemáticas e um método capaz de analisar estruturas multicamadas, multieletródos e com assimetria de eletrodos, sem que nenhum parâmetro fosse comprometido.

Uma vez comprovado o potencial do método, o capítulo 4 descreveu a metodologia utilizada para o desenvolvimento de rotinas numéricas que fossem capazes de efetuar o cálculo dos parâmetros de dispersão, impedância característica, distribuição de campo elétrico e tensão de meia-onda. Foi apresentado o processo inicial para a criação de uma rotina numérica automatizada para estruturas microlinha, CPS e CPW com eletrodos simétricos. Alguns resultados parciais foram apresentados neste mesmo capítulo, onde se observou uma concordância dos mesmos em relação à literatura publicada. Esta validação permitiu a evolução destas rotinas numéricas, em um segundo momento, visando criar algoritmos mais genéricos. Assim, foram obtidos algoritmos que permitiram os cálculos dos mesmos parâmetros citados, porém agora, abrangendo também estruturas assimétricas.

Foram discutidos detalhes dessas rotinas, como por exemplo, o procedimento e algumas funções-chaves utilizadas no software Matlab para a extração do valor de β , culminando no diagrama apresentado na Figura 42.

Entretanto, ainda havia a dificuldade na utilização dessas rotinas numéricas, que exigiam a interferência direta na programação do software Matlab, podendo ocasionar erros ou mesmo a alteração de dados que não eram desejados. Assim, buscou-se criar uma interface mais amigável ao usuário, de modo que o mesmo pudesse obter as informações desejadas de parâmetros característicos de uma estrutura inserindo apenas os dados desta estrutura. Além de automatizar todo o processo de cálculo, diminuindo a interferência humana no processo e tornando-o mais rápido, a interface permite que, mesmo um usuário não ambientado ao Matlab, seja capaz de utilizá-la. Isto permite que o foco seja a análise das estruturas em si e não o processo pelo qual isso será realizado.

Dessa forma, visando validar as rotinas elaboradas e a interface gráfica criada através de um aplicativo, foram realizados diversos testes para estruturas presentes na literatura.

Testes iniciais, como a microlinha de Railton e Rozzi (1988), permitiram validar o cálculo de dispersão, mesmo para modos superiores, e impedância característica. Estruturas CPS e CPW testadas, como as de Ganguly e Krowne (1991) e Rowe e Lao (1983) também apresentaram concordância de resultados com a literatura, validando as rotinas para as diversas estruturas desejadas.

O mesmo foi realizado para estruturas com assimetria de eletrodos, permitindo verificar, por exemplo, que o deslocamento da fita do centro da estrutura de uma microlinha leva a menores valores de ε_{ef} , reduzindo a dispersão. Este resultado permitiu comprovar, inicialmente que, a assimetria traz mais um grau de liberdade para o ajuste de parâmetros de estruturas planares.

Análises semelhantes foram efetuadas com estruturas CPS assimétricas, verificando-se a capacidade do algoritmo em analisar este tipo de estrutura e com estruturas CPW, obtendo o mesmo sucesso. Foi possível observar particularmente em estruturas CPW que, quanto maior for a largura da fita metálica central da estrutura, menores serão os valores de impedância característica.

Ainda, foi realizada a análise da conformação espacial de campo elétrico para os três tipos de estrutura, novamente observando que a mesma obedece a todas as condições de contorno e estando coerente com a literatura publicada. Com a aplicação do método das imagens, as dificuldades apresentadas no capítulo 2 foram solucionadas, permitindo verificar a conformação de campo elétrico transversal nula junto às paredes metálicas da estrutura. Para

estruturas assimétricas verificou-se agora uma maior coerência entre as posições dos eletrodos e as amplitudes de campo elétrico, validando mais uma vez o método.

Assim, os testes foram direcionados a estruturas CPS com dimensões de óptica integrada, com fitas metálicas com larguras da ordem de micrometros, sejam elas simétricas ou assimétricas. Foram levantadas curvas de dispersão para os modos par e ímpar (estruturas simétricas) ou modos c e π (estruturas assimétricas), verificando boa concordância em relação a seus respectivos artigos de referência. Foi possível constatar que, por exemplo, através da manipulação das fitas metálicas se consegue também especificar permissividades elétricas efetivas.

Além disso, através da estrutura de Keen et al. (1990) verificou-se que os valores de ε_{ef} podem ser diminuídos alterando-se a espessura do *buffer-layer*. Entretanto, tal ação irá aumentar os valores da impedância característica.

Adicionalmente, estruturas como Keen et al. (1990) e Railton e McGeehan (1989), demonstraram que o modo ímpar se mostrava menos dispersivo que o modo par e, conseqüentemente, apresentava menor variação de valores da impedância característica. Dessa forma, este modo demonstra ser mais interessante ao projeto de redes de casamento de impedância entre gerador/carga e linha.

Tais estruturas simétricas e com dimensões de óptica integrada ainda foram aplicadas ao cálculo de distribuições de campos elétricos em valores absolutos. Foram obtidos campos a partir dos potenciais 0 V e 1 V aplicados aos eletrodos, evidenciando as assimetrias provocadas por este tipo de alimentação e os valores de campos mais intensos em componentes E_y , favorável a um melhor aproveitamento do efeito eletroóptico em moduladores. Nota-se, porém, que a alimentação assimétrica dos eletrodos excita os modos par e ímpar simultaneamente e, como eles apresentam velocidades de fase distintas, a análise da distribuição de campo elétrico é válida apenas na origem, em $z = 0$. Além disso, por excitar ambos modos e o modo par ser muito dispersivo, ocorre a degradação da operação do modulador em banda.

Ainda, foi calculada a tensão de meia-onda para esta estrutura, no modo ímpar, apresentando o posicionamento do guia óptico na estrutura condizente à análise da distribuição de campo elétrico e validando esta rotina numérica.

Em seguida, passou-se à análise de um caso de óptica integrada com eletrodos assimétricos. O levantamento da curva de dispersão demonstrou que a largura das fitas metálicas permite especificar valores menores de ε_{ef} , sendo um importante grau de liberdade para o projeto de um modulador eletroóptico. Entretanto, estruturas assimétricas apresentam

valores distintos de impedância entre as fitas, exigindo que fontes de alimentação e carga sejam escolhidas com critério a fim de proporcionar casamento de impedâncias.

Sequencialmente a isso, verificou-se que a assimetria de eletrodos também proporciona valores mais intensos de campo elétrico, evitando a excitação dos dois modos simultaneamente. Assim, é possível obter valores intensos de campo elétrico apenas com o modo π , menos dispersivo, permitindo que um eventual modulador eletroóptico tenha uma operação otimizada com a redução da tensão de meia-onda.

Comparativamente, a tensão de meia-onda obtida graficamente para a estrutura de Railton e McGeehan (1989) foi de $V_{g\pi}L = 0,083$ V.m, enquanto a estrutura assimétrica, de dimensões semelhantes, apresentou $V_{g\pi}L = 0,045$ V.m. Ainda, estruturas assimétricas oferecem uma maior largura de banda do que estruturas simétricas, conforme verificado na Figura 79. Observa-se ainda na mesma figura que é necessária especial atenção ao casamento de impedâncias no modulador, visto que estruturas descasadas apresentam maiores perdas e maior instabilidade de resultados.

Por fim, foram apresentados os diagramas de magnitude de campo elétrico das estruturas simétrica e assimétrica, permitindo visualizar a maior intensidade de campo elétrico em estruturas assimétricas, especialmente no modo π .

Com isso, verificou-se que este trabalho produziu um conjunto de rotinas numéricas capazes de calcular alguns dos parâmetros característicos de estruturas planares em conformidade com a literatura publicada. O método das imagens aplicado em conjunto à técnica ADE mostrou-se eficiente neste tipo de análise, independente da distribuição dos eletrodos na estrutura e, inclusive para dimensões de óptica integrada.

As rotinas numéricas elaboradas se mostraram uma ferramenta importante como parte de um processo automatizado e o desenvolvimento de uma interface gráfica minimiza as possibilidades de erros nos resultados, uma vez que se evita a manipulação da programação pelo usuário.

Apesar dos ganhos, este aplicativo ainda é passível de melhorias em trabalhos futuros, como por exemplo, permitir a análise de estruturas com um número maior de camadas, com eletrodos espessos, com um número maior de eletrodos e, também posicionados em outras interfaces que não entre a primeira e segunda camadas. Além disso, é interessante o desenvolvimento deste aplicativo operando independentemente do software Matlab.

Ainda, é possível analisar outros materiais, como metamateriais, aplicados ao substrato ou novas técnicas, que aliadas à técnica ADE, possibilitem obter os resultados de maneira mais otimizada e eficiente ou mesmo o projeto ótimo de um modulador eletroóptico.

Referências bibliográficas

- BAZZAN, S.C. M. Optical waveguides in lithium niobate: recent developments and applications. *Applied Physics Review*, 2015, v. 2, n. 4
- BREWS, J. Characteristic Impedance of Microstrip Lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 35, n. 1, p. 30–34, 1987.
- CHEN, Y.; BEKER, B. Dispersion Characteristics of Open and Shielded Microstrip Lines Under a Combined Principal Axes Rotation of Electrically and Magnetically Anisotropic Substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 41, n. 4, p. 673-679, 1993.
- COLLIN, R. E. *Field Theory and Guided Waves*. 2. ed. New York: IEEE Press, 1992.
- COLLIN, R. E. *Foundations for microwave engineering*. 2. ed. New York: Wiley-IEEE Press, 2001.
- CORR, D.G.; DAVIES, J.B. Computer Analysis of the Fundamental and Higher Order Modes in Single and Coupled Microstrip, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. MTT-20(10), p. 669-678, 1972.
- DRAPER, N. R.; SMITH, H. *Applied regression analysis*. New York: John Wiley & Sons, 1981. 709 p.
- EL-SHARAWY, E. B.; JACKSON, R. W. Coplanar Waveguide and Slot Line on Magnetic Substrates: Analysis and Experiment. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 36, n. 6, p. 1071–1079, 1988.
- EL-SHERBINY, A. M. A. Hybrid Mode Analysis of Microstrip Lines on Anisotropic Substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 29, n. 12, p. 1261-1266, 1981.
- FUSTE, J. A. I. *Design Rules and Optimization of Electro-optic Modulators Based on Coplanar Waveguides*. 133 p. Tese (Doutorado) — Universitat Politècnica de Catalunya - BARCELONATECH, 2013.
- GANGULY, A. K.; KROWNE, C. M. Characteristic of Microstrip Transmission Lines with High-DielectricConstant Substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*, v. 39, n. 8, p. 1392-1337, 1991.
- GAO, J. *Optoelectronic Integrated Circuit Design and Device Modeling*. New York: John Wiley and Sons, 2011. 320 p.
- GEVORGIAN, S.; MIRONENKO, I. Asymmetric coplanar-strip transmission lines for MMIC and integrated optic applications. *Electronics Letters*, v. 26, n. 22, p. 1916, 1990.
- GUPTA, K. C.; GARG, R.; BAHL, I.; BHARTIA, P. *Microstrip Lines and Slotlines*. 2. ed. London: Artech House, 1996. 535 p.

HO, T.; BEKER, B. Asymmetric microstrip lines on anisotropic substrates with material axes inclined in the transverse plane. *IEE Proceedings H Microwaves, Antennas and Propagation*, v. 139, n. 5, p. 421, 1992.

HONARDOOST, A., SAFIAN, R., RAO, A., FATHPOUR, S. High-speed modeling of ultracompact electrooptic modulators. *Journal of Lightwave Technology*, 2018, v. 36, n. 24, pp. 5893–5902.

HSU, C. W.; HUANG, C. F.; TSAI, W. S.; WANG, W. S. Lithium niobate polarizationindependent modulator using integrated polarization splitters and mode converters. *Journal of Lightwave Technology*, IEEE, v. 35, n. 9, p. 1663–1669, 2017.

ITOH, T. Spectral Domain Immitance Approach for Dispersion Characteristics of Generalized Printed Transmission Lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 28, n. 7, p. 733–736, 1980.

ITOH, T. *Numerical Techniques For Microwave And Millimeter-Wave Passive Structures*. New York: John Wiley & Sons, 1989. 707 p.

ITOH, T.; MITTRA, R. Spectral-Domain Approach for Calculating the Dispersion Characteristics of Microstrip Lines (Short Papers). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 21, n. 7, p. 496–499, 1973.

ITOH, T.; MITTRA, R. A Technique for Computing Dispersion Characteristics of Shielded Microstrip Lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 22, n. 10, p. 896–898, 1974.

JANSEN, R. H. Fast Accurate Hybrid Mode Computation of Nonsymmetrical Coupled Microstrip Characteristics. In: *7th European Microwave Conference*, 1977. [S.l.]: IEEE, 1977. p. 135–139.

JANSEN, R. H. High-Speed Computation of Single and Coupled Microstrip Parameters Including Dispersion, High-Order Modes, Loss and Finite Strip Thickness. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 26, n. 2, p. 75–82, 1978.

JANSEN, R. H. Unified User-Oriented Computation of Shielded, Covered and Open Planar Microwave and Millimeter-Wave Transmission-Line Characteristics. *Microwaves, Optics and Acoustics*, v. 3, n. 1, p. 1422, 1979.

KAWANO, K.; KITOH, T.; JUMONJI, H.; NOZAWA, T.; YANAGIBASHI, M.; SUZUKI, T. Spectral-Domain Analysis of Coplanar Waveguide Traveling-Wave Electrodes and their Applications to Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder Optical Modulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*. v. 39, n. 3, p. 1595-1601, 1991.

KEEN, A.; WALE, M.; SOBHAY, M.; HOLDEN, A. Quasi-static analysis of electrooptic modulators by the method of lines. *Journal of Lightwave Technology*, v. 8, n. 1, p. 42–50, 1990.

KHODJA, A.; YAGOUB, M. C. E.; TOUHAMI, R.; BAUDRAND, H. Efficient characterization of millimeter-wave asymmetric coupled microstrip structures using the quasi-

symmetric approach. *International Journal of RF and Microwave Computer-Aided Engineering*, v. 23, n. 5, p. 527–538, sep 2013.

KHODJA, A.; TOUNSI, M. L.; YAGOUB, M. C. E. A rigorous spectral domain mode analysis of multilayered anisotropic asymmetric coupled structures in millimeter-wave band. In: *IEEE International Conference on Ultra-WideBand (ICUWB)*, 2014. [S.l.]: IEEE, 2014. p. 385–389.

KIM, C. M.; RAMASWAMY, R. V. Overlap Integral Factors in Integrated Optic Modulators and Switches. *Journal of Lightwave Technology*, v. 7, n. 7, p. 1063–1070, 1989.

KITANO, C. *Aplicação da abordagem de domínio espectral para análise de moduladores eletroópticos integrados*. 397 p. Tese (Doutorado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 2001.

KITANO, C.; OLIVEIRA, J. E. B. Projeto de moduladores eletroópticos faixa larga utilizando tecnologia de óptica integrada. *Revista Científica Periódica - Telecomunicações*, v. 2, n. 2, p. 5–16, 1999.

KITAZAWA, T.; HAYASHI, Y. Coupled Slots on an Anisotropic Sapphire Substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*, v. 29, n. 10, p. 1035–1040, 1981.

KITAZAWA, T.; POLIFKO, D. Analysis of cpw for LiNbO₃ optical modulator by extended spectral-domain approach. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1992, v. 2, n. 8, pp. 313–315.

KITAZAWA, T. Loss calculation of single and coupled strip lines by extended spectral domain approach. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, 1993, v. 3, n. 7, pp. 211–213.

KRAGE, M.; HADDAD, G. Frequency-Dependent Characteristics of Microstrip Transmission Lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 20, n. 10, p. 678–688, 1972.

KROWNE, C. M. Electromagnetic distributions demonstrating asymmetry using a spectraldomain dyadic Green's function for ferrite microstrip guided-wave structures. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 53, n. 4 I, p. 1345–1361, 2005.

LEE, H.; LEE, G.; KIM, S. K.; CHEUNG, H.; KIM, S.; KIM, H.; HWANG, S.; OH, Y.; JEONG, J.; SHIM, C. Cost-effective 10-Gb/s optical duobinary transmission systems using a nonbuffered X-Cut LiNbO₃ mach zehnder modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 16, n. 4, p. 1188–1190, 2004.

MAJI, R.; MUKHOPADHYAY, S. An alternative optical method of determining the unknown microwave frequency by the use of electro-optic materials and semiconductor optical amplifier. *Optik*, v. 122, n. 18, p. 1622–1624, 2011. ISSN 00304026.

MAJI, R.; MUKHOPADHYAY, S. A method of reducing the half wave voltage ($V\pi$) of an electro-optic modulator by multi passing a light through the modulator. *Optik*, Elsevier GmbH., v. 123, n. 12, p. 1079–1081, 2012.

MARQUÉS, R.; HORNO, M. On the Spectral Dyadic Green's Function for Stratified Linear Media. *IEEE Proceedings*, v.134, n. 3, p.241-248, 1987.

MCKINZIE, W.; ALEXOPOULOS, N. Leakage losses for the dominant mode of conductorbacked coplanar waveguide. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, v. 2, n. 2, p. 65–66, 1992.

NISHIHARA, H., HARUNA, M., SUHARA, T. *Optical integrated circuits*, McGraw-Hill, Inc., 1989.

NOGUCHI, K., MITOMI, O., MIYAZAWA, H. Millimeter-wave Ti:LiNbO₃ optical modulators. *Journal of Lightwave Technology*, 1998, v. 16, n. 4, pp. 615–619

OTSUJI, T., YAITA, M., NAGATSUMA, T., SANO, E. 10-80-Gb/s highly extinctive electrooptic pulse pattern generation. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics*, 1996, v. 2, n. 3, pp. 643–649

RAHMAN, K. M.; NGUYEN, C. On the Computation of Complex Modes in Lossless Shielded Asymmetric Coplanar Waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 43, n. 12, p. 2713–2716, 1995.

RAILTON, C. J.; MCGEEHAN, J. P. A. Rigorous and Computationally Efficient Analysis of Microstrip for Use as an Electro-Optic Modulator, *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, v. 37, n. 7, p. 1099-1104, 1989.

RAILTON, C. J.; ROZZI, T. Complex modes in boxed microstrip. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 36, n. 5, p. 865–874, 1988.

ROWE, D. e LAO, B.Y., Numerical Analysis of Shielded Coplanar Waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Technologies*, v. 31, n. 11, p. 911-915, 1983.

SADIKU, M. N. O. *Elements of electromagnetics*. 4. ed. New York: Oxford University Press, 2007. 818 p.

SEN, S.; MUKHOPADHYAY, S. Reduction of $V\pi$ voltage of an electro-optic modulator by jointly using oblique end cutting and multi-rotation. *Optics and Laser Technology*, v. 59, p. 19–23, 2014.

STEINBERG, R.A., GIALLORENZI, T.G. Modal Fields of Anisotropic Channel Waveguides. *Journal of Optical Society of America*, v. 67, p. 523-533, 1977.

STEPHENS, W. E.; JOSEPH, T. R. System characteristics of direct modulated and externally modulated RF fiber-optic links. *Journal of Lightwave Technology*, v. 5, n. 3, p. 380–387, 1987.

TRIPATHI, V. Asymmetric Coupled Transmission Lines in an Inhomogeneous Medium. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 23, n. 9, p. 734–739, sep 1975.

TRIPATHI, V.; LEE, H. Spectral-domain computation of characteristic impedances and multiport parameters of multiple coupled microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 37, n. 1, p. 215–221, 1989.

VERMA, A. K.; SINGH, P.; MATEKOVITS, L. Strip-width and slot-gap dependent equivalent isotropic substrate and dispersion characteristics of asymmetric coplanar waveguide, symmetric

coplanar waveguide and micro-coplanar strip line on anisotropic substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 62, n. 10, p. 2232–2241, 2014.

WOOTEN, E.; KISSA, K.; YI-YAN, A.; MURPHY, E.; LAFAW, D.; HALLEMEIER, P.; MAACK, D.; ATTANASIO, D.; FRITZ, D.; MCBRIEN, G.; BOSSI, D. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 6, n. 1, p. 69–82, jan 2000.

YARIV, A.; YEH, P. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. New York: John Wiley and Sons, 1984. 589 p.

ZHANG, D.; ENAMI, Y. Simulation for optical response of high-speed traveling wave electro-optic polymer/TiO₂ multilayer slot waveguide modulators. *IEEE Photonics Journal*, IEEE, v. 9, n. 3, p. 1–9, 2017.