

Universidade Federal de Campina Grande  
Centro de Engenharia Elétrica e Informática  
Programa de Graduação em Engenharia Elétrica

Trabalho de Conclusão de Curso

**Formulação e validação do método iterativo  
baseado no conceito de ondas (WCIP) no  
domínio temporal**

Hugerles Sales Silva

Alexandre Jean René Serres  
Orientador

Campina Grande  
Abril de 2014

Universidade Federal de Campina Grande  
Centro de Engenharia Elétrica e Informática  
Programa de Graduação em Engenharia Elétrica

**Formulação e validação do método iterativo baseado no  
conceito de ondas (WCIP) no domínio temporal**

Hugerles Sales Silva

Trabalho de conclusão de curso submetido ao Programa de Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Engenheiro Eletricista.

Área de Concentração: Eletromagnetismo.

Alexandre Jean René Serres  
Orientador

Campina Grande  
©Hugerles Sales Silva

Universidade Federal de Campina Grande  
Centro de Engenharia Elétrica e Informática  
Programa de Graduação em Engenharia Elétrica

**Formulação e validação do método iterativo baseado no  
conceito de ondas (WCIP) no domínio temporal**

Hugerles Sales Silva

Trabalho aprovado. Campina Grande - PB, Brasil, abril de 2014.

---

Alexandre Jean René Serres  
Orientador

---

Professor Convidado  
Convidado

Campina Grande  
Abril de 2014

*Ao meu avô José Pinto, a quem dedico todo meu amor,  
gratidão e eterna saudade.*

*“Não deve prometer andar na escuridão aquele que não viu o anoitecer.”*  
*J. R. R. Tolkien.*

---

---

# Agradecimentos

---

Primeiramente, gostaria de agradecer aos meus pais. Toda e qualquer vitória ou conquista na minha vida eu devo aos dois. Muito obrigado pelo apoio dado durante toda minha vida. Agradeço também em especial a minha avó Francisca e ao meu amado avô José Pinto, que não se encontra mais em vida e não pôde desfrutar dessa felicidade comigo.

A Lucinha, a qual considero minha segunda mãe, meu muito obrigado por me impulsionar a vir morar em Campina Grande.

Ao meu tio Gilberlânio, por tudo. Palavras não são suficientes e nem caberiam aqui pra descrever o quanto você foi fundamental nesta etapa da minha vida.

Aos colegas de curso, em especial a: Dudu, Rodrigo Almeida e Rafael de Melo, meus grandes amigos, que me ajudaram a suportar a saudade de casa. Uma amizade que se propaga além da sala de aula, a qual eu levo pra minha vida toda.

Aos professores Eduardo Passos e Alexandre Serres por me orientarem nessa fase de graduação. Em especial a Alex, orientador deste TCC. A Wamberto Queiroz e Patrícia Leal por me fazerem despertar para a área de Telecomunicações. A José Ewerthon por fornecer a base de quase tudo que aprendi na área. A Edmar Candeia Gurjão por sanar todas as minhas dúvidas, sejam pessoais ou profissionais.

A Herbet Filipe, Jordane Gonçalves, Marcílio Máximo, Yuri Moraes, Thamiles Melo, Raphael Borges, Nelson Carlos, Muryllo Bezerra e João Paulo Ramos pela amizade durante a graduação. À Arthur Farias pela ajuda constante com o *MatLab*.

Aos amigos icoenses, em especial a Bruno Peixoto e Paulo Victor por tornarem o Icó um lugar melhor de se passar as férias.

Ao professores do CEREPJAM, na pessoa de Marione Reis e Euzébia.

A Hússula, minha querida sobrinha, pelo amor e carinho.

---

---

# Resumo

---

Este trabalho de conclusão de curso descreve a formulação do método iterativo *Wave Concept Iterative Procedure* - WCIP no domínio temporal. É descrito aqui a Transformada de Fourier Modal e sua inversa. O método é simulado no ambiente *MatLab*. Sua funcionalidade é verificada com aplicações em circuitos planares, tais como uma descontinuidade simples.

**Palavras-chaves:** WCIP. Transformada de Fourier Modal. Circuitos planares.

---

---

# Abstract

---

This undergraduate course final research report describes the Wave Concept Iterative Procedure formulation in the time domain. Also, here is illustrated the Modal Fourier Transform and its inverse. The method is simulated on MATLAB. Its functionality is verified with applications in planar circuits, such as a simple discontinuity.

**Keywords:** WCIP. Modal Fourier Transform. Planar Circuits.

---

---

# Lista de Tabelas

---

3.1	Parâmetros de entrada no WCIP. . . . .	26
3.2	Novo parâmetro de entrada no WCIP. . . . .	28

---

---

# Lista de Siglas

---

*TE*      Transverso elétrico.

*TM*      Transverso magnético.

*FMT*    Transformada de Fourier Modal.

*ifft2()* Transformada de Fourier bidimensional inversa no tempo discreto.

---

---

# Lista de Símbolos

---

$\Gamma$  Operador de reflexão.

$S$  Operador de espalhamento.

$\eta$  Relação das impedâncias dos meios dos dois lados de uma interface.

$\mathbf{H}$  Vetor campo magnético.

$\mathbf{E}$  Vetor campo elétrico.

$\mathbf{A}$  Vetor onda incidente.

$\mathbf{B}$  Vetor onda refletida.

$\mathbf{J}$  Vetor densidade de corrente.

$\alpha$  Parte real da constante de propagação.

$\beta$  Parte imaginária da constante de propagação.

$\phi$  Deslocamento de fase.

$Z_{0i}$  Impedância do meio  $i$ .

$Z_0$  Impedância interna da fonte.

$c_n$  Coeficientes da série exponencial de Fourier.

$k_x$  Constante de propagação na direção  $x$ .

$k_y$  Constante de propagação na direção  $y$ .

$B_{pq}^{TE(TM)}$  Amplitudes dos modos  $TE$ ,  $TM$  a serem determinadas.

$f_{x(y)}^{TE(TM)}$  Funções de base na direção  $x(y)$ , que descrevem as condições de contorno para os modos  $TE$  ( $TM$ ).

$H_m$  Domínio do metal.

$H_f$  Domínio das cargas.

$H_s$  Domínio da fonte.

$H_d$  Domínio dielétrico.

$z_c$  Impedância da carga.

$Y$  Admitância.

$\nabla$  Operador nabra.

$\omega$  Frequência angular ( $rd.s^{-1}$ ).

---

---

# Sumário

---

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
1.1	Objetivos . . . . .	2
1.2	Estrutura do texto . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Fundamentação Teórica</b>	<b>3</b>
2.1	Ondas eletromagnéticas . . . . .	3
2.2	Circuitos planares . . . . .	5
2.3	Transformada de Fourier modal . . . . .	6
2.4	Princípio do método iterativo . . . . .	8
2.5	Operador de espalhamento . . . . .	9
2.5.1	Condições de contorno no domínio do metal . . . . .	10
2.5.2	Condições de contorno no domínio do dielétrico . . . . .	10
2.5.3	Condições de contorno no domínio da fonte . . . . .	11
2.5.4	Condições de contorno no domínio da carga . . . . .	16
2.6	Operador de reflexão . . . . .	17
2.7	Linha de microfita . . . . .	18
<b>3</b>	<b>WCIP no domínio temporal</b>	<b>21</b>
3.1	Algoritmo do WCIP no domínio do tempo . . . . .	21
3.2	Funcionamento do método . . . . .	24
3.3	Parâmetros do algoritmo . . . . .	25
3.4	Implementações no WCIP . . . . .	26
3.4.1	Implementação I - Eliminação de modos de ordem superior . . . . .	26
3.4.2	Implementação II - Construção da transformada de Fourier inversa bi-dimensional no tempo discreto . . . . .	27
3.4.3	Implementação III - Informação de todos os modos . . . . .	28
3.4.4	Implementação IV - Verificação do tempo de processamento <i>versus</i> número de iterações . . . . .	28
3.4.5	Implementação V - Média móvel . . . . .	29
3.5	Simulação de uma linha de microfita . . . . .	29

<b>4</b>	<b>Conclusões</b>	<b>41</b>
<b>5</b>	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>42</b>
	<b>ANEXO</b>	<b>44</b>

# CAPÍTULO 1

---

## Introdução

---

Um grande número de técnicas analíticas e numéricas são reportadas na literatura para análise de estruturas integradas monolíticas MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) e circuitos planares. Estas técnicas tem despertado recentemente grande interesse. Entre as teorias dos circuitos passivos planares uma variedade de métodos numéricos para fins especiais tem sido utilizados, entre eles os métodos integrais, como os métodos dos momentos e o método de Galerkin; e os métodos diferenciais, como o FDTD (*Finite Difference Time-Domain*) e o método dos elementos finitos [2].

Existem numerosos estudos que propõem técnicas baseadas em modelagem eletromagnética aplicadas ao desenvolvimento de ferramentas de simulação para circuitos com uma camada e multicamadas. Grande parte dos métodos de modelagem eletromagnética são desenvolvidos aplicando-se métodos numéricos [5].

Um método iterativo é definido como sendo um método que resolve um problema encontrando uma sucessão de aproximações começando por um valor inicial. O princípio desse método encontra-se na repetição da utilização das equações do sistema até a obtenção da convergência para uma única solução. Para isto, é necessário que todas as equações sejam relacionadas entre si e que o resultado da última equação seja um dado de entrada da primeira. O método iterativo baseado no conceito de ondas denominado *Wave Concept Iterative Procedure* (WCIP) é utilizado no estudo de circuitos planares de micro-ondas com uma camada. Esse método baseia-se na formulação do problema em termos de ondas transversais e apóia-se, principalmente, em duas equações, uma no domínio espacial e a outra no domínio modal. Esse método foi desenvolvido para resolver problemas eletromagnéticos independente das características dielétrica ou metálica da interface.

O conceito de onda utilizado no WCIP traduz as condições de contorno para os campos elétricos e magnéticos na presença de descontinuidades, interfaces ar-dielétrico ou dielétrico-dielétrico, no interior de um guia de ondas. O princípio do método é o de relacionar as ondas incidentes e refletidas nos meios situados dos dois lados de uma interface. A relação entre essas ondas é desenvolvida a partir do coeficiente de reflexão, formulado no domínio modal, e do

coeficiente espalhamento, formulado no domínio espacial. Neste método, a transformação das equações do domínio espacial para o modal ou do domínio modal para o espacial é realizada utilizando-se a transformada de Fourier em modos (*Fourier Modal Transform* - FMT) ou sua inversa, respectivamente. O referido método permite determinar a distribuição dos campos eletromagnéticos e densidade de corrente, em todos os pontos da ou das interfaces do circuito, e definir os parâmetros impedância ( $Z$ ), admitância ( $Y$ ) e os parâmetros de espalhamento ( $S$ ) da estrutura em análise. O critério de parada das iterações para estabilização da solução utiliza a convergência da impedância vista pela fonte e quando ela é atingida o processo iterativo é interrompido [2].

As principais vantagens do método é a sua grande facilidade de implementação e rapidez de execução oferecendo maior agilidade ao projetista.

## 1.1 Objetivos

Este trabalho de conclusão de curso tem como objetivo a formulação no domínio temporal do método *Wave Concept Iterative Procedure* (WCIP) e a partir disso, fazer estudos de casos com circuitos planares, tais como uma descontinuidade simples. São objetivos específicos deste trabalho formular a transformada de Fourier bidimensional inversa no domínio do tempo a partir da formulação original no domínio espacial.

## 1.2 Estrutura do texto

A continuação deste texto é dividida da seguinte maneira: o capítulo 2 descreve a formulação teórica e matemática utilizada no desenvolvimento do método WCIP no domínio temporal. O capítulo 3 apresenta o funcionamento do método, as implementações realizadas no código com o uso do ambiente *MatLab* e algumas aplicações deste em circuitos planares. Os resultados obtidos a partir da análise da estrutura estudada são apresentados. A conclusão é apresentada no capítulo 4.

## CAPÍTULO 2

---

# Fundamentação Teórica

---

### 2.1 Ondas eletromagnéticas

A onda plana uniforme representa uma das aplicações mais simples das equações de Maxwell e é de profunda importância, visto que é através dela que a energia se propaga. Para considerar a propagação de ondas no espaço livre, as equações de Maxwell são escritas em termos de  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  como

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (2.1)$$

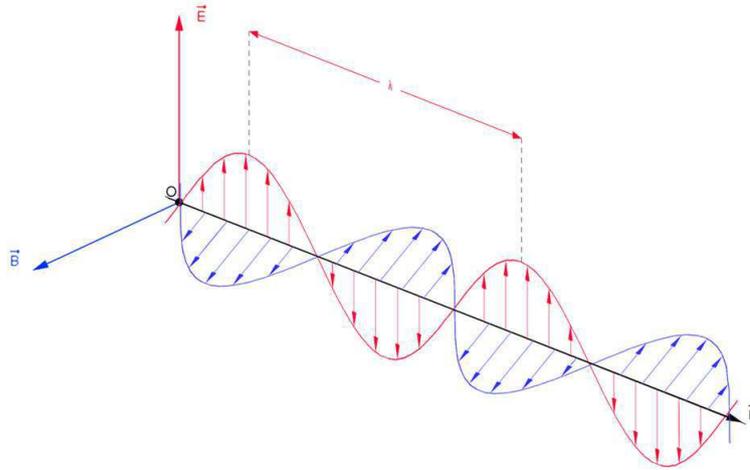
$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0. \quad (2.4)$$

A propagação de ondas pode ser inferida destas quatro equações sem realmente resolvê-las. A primeira equação estabelece que se  $\vec{E}$  variar com o tempo em algum ponto, então  $\vec{H}$  tem rotacional neste ponto e, assim, pode ser considerado como formando um pequeno anel fechado que envolve o campo  $\vec{E}$  variável. Ainda, se  $\vec{E}$  variar com o tempo, então  $\vec{H}$  também irá variar em geral com o tempo, embora não necessariamente do mesmo modo. Em seguida, vemos a partir da segunda equação que a variação de  $\vec{H}$  produz um campo elétrico que forma pequenos anéis fechados em torno das linhas de  $\vec{H}$ . Temos então, mais uma vez, um campo elétrico variante, porém este campo está presente a uma pequena distância do ponto do distúrbio original.

A onda plana uniforme possui este nome porque seu valor é uniforme ao longo de qualquer plano, sendo  $z$  constante. Isto representa uma energia fluindo na direção positiva de  $z$ . Os campos elétrico e magnético são perpendiculares à direção de propagação ou ambos pertencem



**Figura 2.1** Estrutura de uma onda eletromagnética senoidal propagando-se num meio ilimitado. Os campos elétrico e magnético são perpendiculares entre si [8].

a um plano que é transversal a esta direção de propagação; a onda plana uniforme é uma onda eletromagnética transversal ou uma onda TEM [13].

A Figura 2.1 ilustra o conceito de uma onda TEM, com uma onda variando senoidalmente ou co-senoidalmente no tempo (variação harmônica). Há outros parâmetros que descrevem as componentes da onda, quantificando seu comportamento no tempo, no espaço e fixando os níveis alcançados pelas grandezas.

Os campos elétrico e magnético devem ser descritos no tempo por expressões do tipo:

$$\vec{e}(t, z) = \vec{E}_{max} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \phi) \hat{a}_x, \quad (2.5)$$

$$\vec{h}(t, z) = \vec{H}_{max} e^{-\alpha z} \cos(\omega t - \beta z + \psi) \hat{a}_y. \quad (2.6)$$

Por definição, uma onda é a propagação de uma perturbação que produz sobre a sua passagem uma variação reversível de propriedades físicas locais [2]. K. Kurokawa [10], generalizou o conceito de ondas. Este sendo descrito pelas equações abaixo.

$$\vec{A}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} [\vec{E}_i + Z_{0i}(\vec{H}_i \times \vec{z}_i)], \quad (2.7)$$

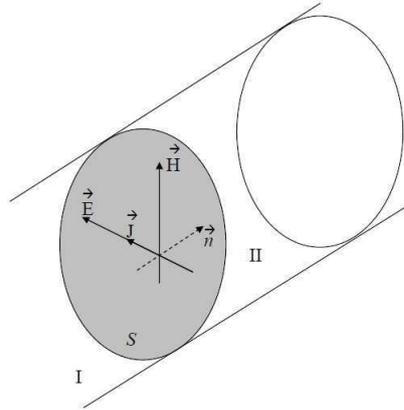
$$\vec{B}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} [\vec{E}_i - Z_{0i}(\vec{H}_i \times \vec{z}_i)], \quad (2.8)$$

que evita de calcular diretamente os campos elétricos e as densidades de corrente.  $Z_{0i}$  representa a impedância do meio  $i$  e  $z_i$  é o eixo de propagação da onda na direção do vetor normal dirigido ao meio  $i$ . Se reescrevermos as equações acima em função da densidade de corrente  $\vec{J}$ , obtemos:

$$\vec{A}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}} [\vec{E}_i + Z_{0i}\vec{J}], \quad (2.9)$$

$$\vec{B}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}}[\vec{E}_i - Z_{0i}\vec{J}]. \quad (2.10)$$

As componentes de campo transversais de uma onda eletromagnética são mostradas na Figura 2.2. A normal está colocada em uma direção arbitrária.



**Figura 2.2** Componentes de campo transversais de uma onda eletromagnética [3].

Assim, através de manipulações matemáticas é possível obtermos  $\vec{E}$  e  $\vec{J}$  através de  $\vec{A}_i$  e  $\vec{B}_i$ .

$$\vec{E}_i = \sqrt{Z_{0i}}[\vec{A}_i + \vec{B}_i], \quad (2.11)$$

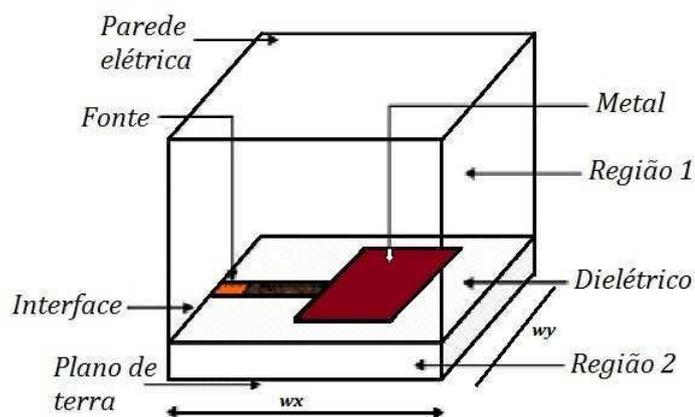
$$\vec{J}_i = \frac{1}{2\sqrt{Z_{0i}}}[\vec{A}_i - \vec{B}_i]. \quad (2.12)$$

2.11 e 2.12 são equações base no desenvolvimento do método WCIP.

## 2.2 Circuitos planares

Um circuito planar com interface é mostrado na Figura 2.3. Este é geralmente composto por uma fonte ativa conectada a uma camada de metalização, com espessura considerada desprezível, e que representa a parte passiva do circuito. Esses dois elementos são depositados sobre uma camada espessa de dielétrico, o substrato, de permissividade relativa  $\epsilon_{r1}$  e de altura  $l_1$ . No caso particular de circuitos em microfita, é depositado na interface inferior do substrato outra camada de metalização, o plano de terra [2].

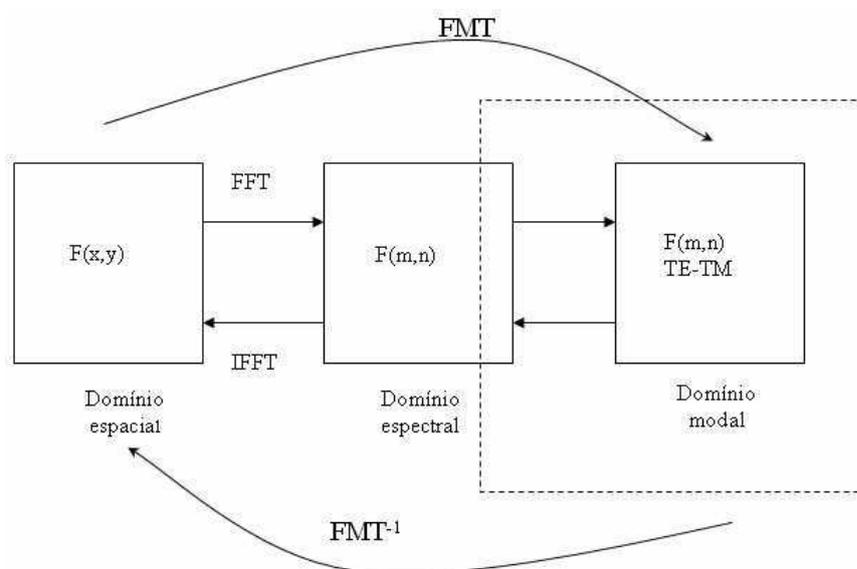
No nosso estudo, o circuito planar é constituído de quatro domínios específicos que não têm, evidentemente, as mesmas condições de contorno e de descontinuidade.



**Figura 2.3** Estrutura de um circuito planar com interface [5].

## 2.3 Transformada de Fourier modal

A transformada de Fourier modal (FMT) permite definir as amplitudes das ondas no domínio modal, nos casos TE e TM, a partir das amplitudes das ondas no domínio espacial [2]. Esta transformada permite a passagem do domínio espacial ao domínio modal, passando pelo domínio espectral. A transformada de Fourier modal inversa ( $FMT^{-1}$ ) permite a passagem inversa. Desta forma, o WCIP utiliza a passagem por três domínios distintos: o espacial, o espectral e o modal. Na Figura 2.4 é apresentado um diagrama de blocos que representa o esquema de funcionamento da FMT e  $FMT^{-1}$ .



**Figura 2.4** Diagrama de blocos do funcionamento da FMT e  $FMT^{-1}$  [1].

A relação das equações das ondas, entre o domínio espacial e espectral, são dadas pela série de Fourier bidimensional para o caso das ondas refletidas por

$$b_x(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} \sum_{m,n} b_{x,mn} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}, \quad (2.13)$$

$$b_y(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} \sum_{m,n} b_{y,mn} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}. \quad (2.14)$$

A representação das equações no domínio espacial em termos das equações no domínio modal é equivalente a uma decomposição do vetor de onda,  $b(x, y)$  na base dos modos TE e TM do guia de ondas retangular:

$$b_x(x, y) = \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TE} f_{x,pq}^{TE} + \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TM} f_{x,pq}^{TM}, \quad (2.15)$$

$$b_y(x, y) = \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TE} f_{y,pq}^{TE} + \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TM} f_{y,pq}^{TM}. \quad (2.16)$$

$f_{x,y,pq}^{TE,TM}$  representa as funções de base na direções  $x$  e  $y$  das componentes TE e TM que descreve as condições de contorno para os modos  $p$  e  $q$  e  $b_{pq}^{TE,TM}$  representa as amplitudes dos modos TE e TM a serem determinadas.

Igualando as equações 2.13 à 2.15 e 2.14 à 2.16 temos

$$b_x(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} \sum_{m,n} b_{x,mn} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} = \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TE} f_{x,pq}^{TE} + \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TM} f_{x,pq}^{TM}, \quad (2.17)$$

$$b_y(x, y) = \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} \sum_{m,n} b_{y,mn} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y} = \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TE} f_{y,pq}^{TE} + \sum_{p,q=-\infty}^{+\infty} b_{pq}^{TM} f_{y,pq}^{TM}. \quad (2.18)$$

Para um guia com paredes periódicas, as funções de modos para o modo TE são

$$f_{x,pq}^{TE} = \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}, \quad (2.19)$$

$$f_{y,pq}^{TE} = \frac{-k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}. \quad (2.20)$$

E para o modo TM

$$f_{x,pq}^{TM} = \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}, \quad (2.21)$$

$$f_{y,pq}^{TM} = \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cdot \frac{1}{2\sqrt{w_x w_y}} e^{-jk_x x} e^{-jk_y y}. \quad (2.22)$$

Em que,  $k_x$  e  $k_y$  representam as constantes de propagação na direção  $O_x$  e  $O_y$ , respectivamente.

Obtêm-se, assim, as relações de passagem entre o domínio modal e o domínio espectral. A equação 2.23 representa a relação entre os coeficientes da expansão espectral e modal das ondas refletidas.

$$\begin{bmatrix} b_x \\ b_y \end{bmatrix}_{k_x, k_y} = \begin{bmatrix} \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} & \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \\ -\frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} & \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b^{TE}(k_x, k_y) \\ b^{TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix}. \quad (2.23)$$

Para se obter a relação de passagem inversa, ou seja, entre o domínio espectral e modal, é necessário inverter a matriz de passagem entre o domínio modal espectral. A matriz de passagem espectral/modal é dada pela equação 2.24.

$$\begin{bmatrix} a^{TE}(k_x, k_y) \\ a^{TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} & -\frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \\ \frac{k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} & \frac{k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_x \\ a_y \end{bmatrix}_{k_x, k_y}. \quad (2.24)$$

Assim, a FMT pode ser escrita da forma:

$$\begin{bmatrix} a^{TE}(k_x, k_y) \\ a^{TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \begin{bmatrix} k_y & -k_x \\ k_x & k_y \end{bmatrix} \mathcal{F} \begin{bmatrix} a_x(x, y) \\ a_y(x, y) \end{bmatrix}_{k_x, k_y}. \quad (2.25)$$

Ou seja,

$$\begin{bmatrix} a^{TE}(k_x, k_y) \\ a^{TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = FMT(a(x, y)). \quad (2.26)$$

E a  $FMT^{-1}$ ,

$$b(x, y) = FMT^{-1} \begin{bmatrix} B^{TE}(k_x, k_y) \\ B^{TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

As equações 2.26 e 2.27 são utilizadas no processo iterativo para fazer a conversão entre os domínios modal e espacial.

## 2.4 Princípio do método iterativo

Uma visão intuitiva do processo é mostrada na Figura 2.5. O método consiste em fazer uma passagem de domínios.

O método iterativo é iniciado a partir da excitação da estrutura por uma fonte unitária. As ondas excitadas  $A_{01}$  e  $A_{02}$  geradas a partir da fonte produzirão as ondas incidentes. Estas, denominadas por  $A_1$  e  $A_2$ . Estas ondas ao passar pela FMT (Transformada de Fourier Modal)

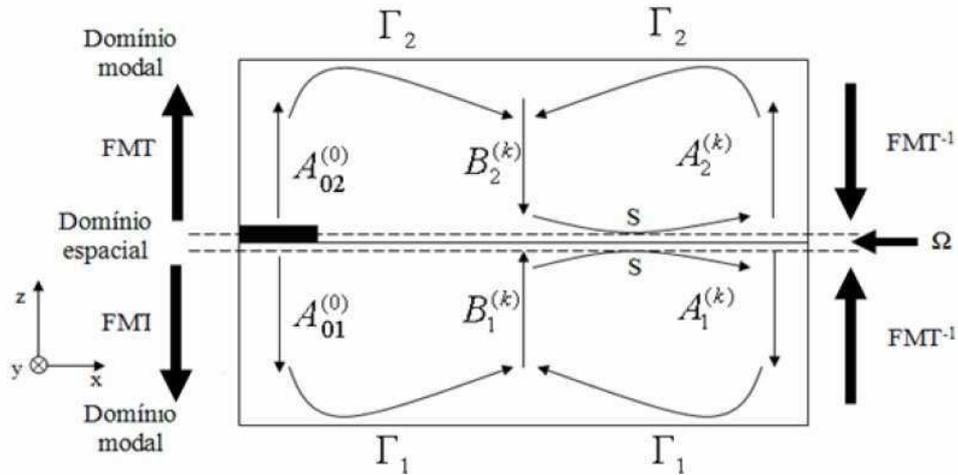


Figura 2.5 Princípio da formulação do WCIP [1].

darão origem as ondas refletidas  $B_1$  e  $B_2$ . As equações que regem o método do WCIP são as seguintes:

$$\vec{A} = S\vec{B} + A_0, \quad (2.28)$$

$$\vec{B} = \Gamma\vec{A}. \quad (2.29)$$

As ondas refletidas, serão aplicadas a  $FMT^{-1}$  que darão origem as ondas incidentes. Esta sequência é gerada até  $n$ -ésima vez na qual é atingida a convergência. Nas equações acima,  $S$  representa um operador de espalhamento no nível da interface dielétrica que relaciona as ondas incidentes às ondas refletidas, no domínio espacial;  $\Gamma$  representa um operador de reflexão que relacione as ondas refletidas às ondas incidentes, no domínio modal; e,  $A_0$  representa a onda de excitação criada pela fonte, representada no domínio espacial.

Considera-se que a fonte é polarizada de acordo com a direção  $O_x$ . Não há nenhuma onda refletida presente na inicialização do processo, isto é,  $B^1 = 0$ ,  $B^2 = 0$ .

## 2.5 Operador de espalhamento

O operador de espalhamento  $S$  é visto como a resultante da soma das condições de contorno e de descontinuidade dos diferentes domínios. Este operador é definido no domínio espacial e traduz as condições de contorno e as relações de continuidade dos campos tangenciais no nível da interface que separa os dois meios.

O operador de espalhamento deve ser definido para o domínio metálico ( $H_m$ ), dielétrico ( $H_d$ ), da fonte ( $H_f$ ) e da carga ( $H_c$ ).

### 2.5.1 Condições de contorno no domínio do metal

Inicialmente, seja

$$H_m = \begin{cases} 1 & \text{sobre o metal} \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.30)$$

As condições de contorno nos afirma que o campo elétrico tangencial em cada lado da interface é nulo sobre o metal, ou seja:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = 0. \quad (2.31)$$

Fazendo uso das equações 2.11 e 2.12 obtemos

$$\vec{E}_1 = \sqrt{Z_{01}}[\vec{A}_1 + \vec{B}_1] = \sqrt{Z_{02}}[\vec{A}_2 + \vec{B}_2] = \vec{E}_2 = 0. \quad (2.32)$$

Deduzimos então que,

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -H_m & 0 \\ 0 & -H_m \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}. \quad (2.33)$$

Analisando-se a equação anterior, pode-se concluir que as ondas incidentes no domínio metálico são totalmente refletidas.

### 2.5.2 Condições de contorno no domínio do dielétrico

Inicialmente, seja

$$H_d = \begin{cases} 1 & \text{sobre o dielétrico} \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.34)$$

As condições de contorno impõe a igualdade dos campos elétricos tangenciais dos dois lados da interface e a nulidade da densidade de corrente sobre o dielétrico. Estas condições são dadas por:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 \neq 0, \quad (2.35)$$

$$\vec{J}_1 + \vec{J}_2 = 0. \quad (2.36)$$

Fazendo uso das equações 2.11 e 2.12 obtemos

$$\sqrt{Z_{01}}[\vec{A}_1 + \vec{B}_1] = \sqrt{Z_{02}}[\vec{A}_2 + \vec{B}_2], \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{\sqrt{Z_{01}}}[\vec{A}_1 - \vec{B}_1] = -\frac{1}{\sqrt{Z_{02}}}[\vec{A}_2 - \vec{B}_2]. \quad (2.38)$$

Definindo  $\eta = \sqrt{\frac{Z_{01}}{Z_{02}}}$ ,  $Z_{01}$  e  $Z_{02}$  como sendo a impedância característica e as impedâncias do meio 1 e 2, respectivamente, e fazendo uso do cálculo matemático obtemos a seguinte relação:

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{\eta^2 - 1}{\eta^2 + 1}H_d & \frac{2\eta}{\eta^2 + 1}H_d \\ \frac{2\eta}{\eta^2 + 1}H_d & \frac{\eta^2 - 1}{\eta^2 + 1}H_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}. \quad (2.39)$$

### 2.5.3 Condições de contorno no domínio da fonte

A fonte planar tem apenas uma polarização, orientada na direção paralela das paredes magnéticas. Na direção perpendicular, o domínio da fonte age como um metal [1]. A representação elétrica da fonte é equivalente a uma fonte de campo elétrico constante chamada de  $E_0$  e com impedância denominada  $Z_0$ . A impedância vista pela fonte é uma impedância de entrada  $Z_{in}$  e com admitância  $Y_{in} = 1/Z_{in}$ .

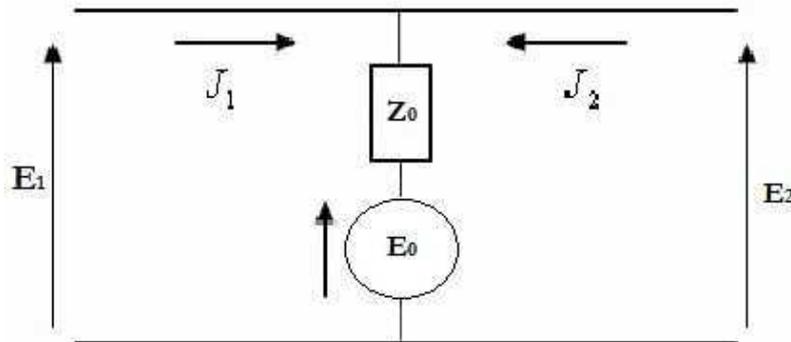
No desenvolvimento a seguir, considere

$$H_s = \begin{cases} 1 & \text{sobre a fonte} \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.40)$$

Para gerar as respostas no domínio espacial existem dois tipos de fonte utilizadas: a fonte unilateral e a fonte bilateral. Para as respostas no domínio temporal usa-se o monociclo Gaussiano.

#### Fonte bilateral

A fonte é bilateral se ela está conectada a dois meios de uma determinada região da superfície [5]. Fazendo uso da lei de Ohm na Figura 2.6,



**Figura 2.6** Circuito equivalente de uma fonte bilateral [1].

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = E_0 - Z_0(\vec{J}_1 + \vec{J}_2). \quad (2.41)$$

Escrevendo a equação anterior em termos das equações de ondas incidentes e refletidas,

$$(\vec{A}_1 + \vec{B}_1)\sqrt{Z_{01}} = E_0 - Z_0 \left[ \frac{(\vec{A}_1 - \vec{B}_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{(\vec{A}_2 - \vec{B}_2)}{\sqrt{Z_{02}}} \right], \quad (2.42)$$

$$(\vec{A}_2 + \vec{B}_2)\sqrt{Z_{02}} = E_0 - Z_0 \left[ \frac{(\vec{A}_1 - \vec{B}_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{(\vec{A}_2 - \vec{B}_2)}{\sqrt{Z_{02}}} \right]. \quad (2.43)$$

Reescrevendo a equação 2.42 e 2.43,

$$\vec{A}_1 = \frac{(-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0)\vec{B}_1 + (2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0)\vec{B}_2 + (\sqrt{Z_{01}}Z_{02})E_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.44)$$

$$\vec{A}_2 = \frac{(2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0)\vec{B}_1 + (-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0)\vec{B}_2 + (Z_{01}\sqrt{Z_{02}})E_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}. \quad (2.45)$$

Sejam

$$A = \frac{-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.46)$$

$$B = \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.47)$$

$$C = \frac{\sqrt{Z_{01}}Z_{02}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.48)$$

$$D = \frac{Z_{01}\sqrt{Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}. \quad (2.49)$$

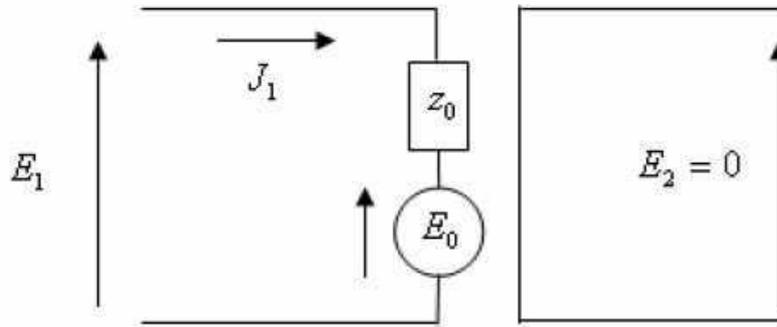
Em forma matricial,

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = H_f \begin{bmatrix} A & B \\ B & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} + E_0 \begin{bmatrix} C \\ D \end{bmatrix}. \quad (2.50)$$

### Fonte unilateral

A fonte unilateral é mostrada na Figura 2.7. Ela conecta-se a apenas um dos meios. Aqui, adota-se o meio 1. Neste meio, as condições de fronteira impõe sobre a fonte

$$\vec{E}_1 = E_0 - Z_0\vec{J}_1. \quad (2.51)$$



**Figura 2.7** Circuito equivalente de uma fonte unilateral [1].

Em termos das ondas incidentes e refletidas,

$$(\vec{A}_1 + \vec{B}_1)\sqrt{Z_{01}} = E_0 - Z_0 \frac{(\vec{B}_1 - \vec{A}_1)}{\sqrt{Z_{01}}}. \quad (2.52)$$

Reescrevendo,

$$\vec{A}_1 = \left( \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \right) \vec{B}_1 + E_0 \left( \frac{\sqrt{Z_{01}}}{Z_0 + Z_{01}} \right), \quad (2.53)$$

No meio 2,

$$\vec{E}_2 = 0. \quad (2.54)$$

Implica que,

$$\vec{A}_2 = -B_2. \quad (2.55)$$

Em forma matricial,

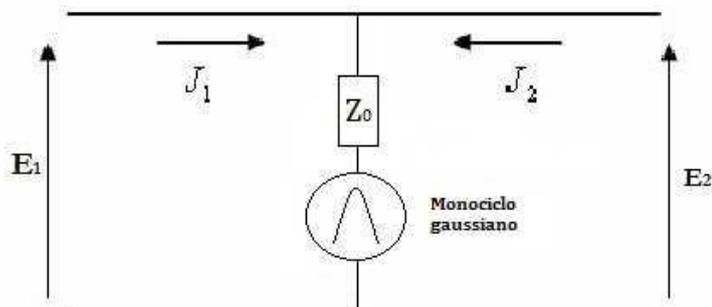
$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left( \frac{Z_0 - Z_{01}}{Z_0 + Z_{01}} \right) H_f & 0 \\ 0 & -H_f \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \left( \frac{\sqrt{Z_{01}}}{Z_0 + Z_{01}} \right) H_f \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.56)$$

### Monociclo Gaussiano

Para obtermos as respostas do WCIP no domínio temporal é necessário ter uma forma de onda adequada para o domínio da fonte - ver Figura 2.8. Esta forma de onda é responsável por fazer a excitação da fonte. O formato de onda para este propósito é um pulso estreito no domínio do tempo, para se ter uma resposta banda larga em frequência. Este pulso é dado pela seguinte expressão

$$E(t) = E_0 \left( \frac{t - t_0}{T} \right) \exp \left[ -\pi \left( \frac{t - t_0}{T} \right)^2 \right] \quad (2.57)$$

onde  $t_0$  define o centro do pulso e  $T$  governa a largura do pulso.

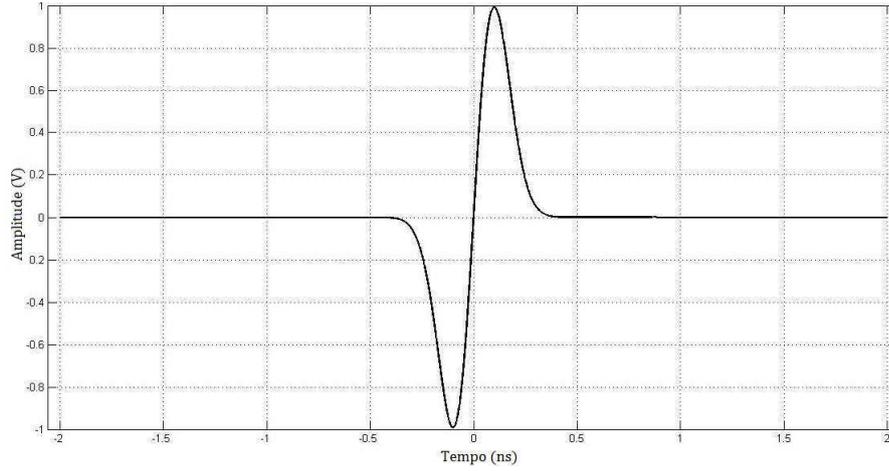


**Figura 2.8** Circuito equivalente de um pulso Gaussiano.

A variação do tempo da fonte é escolhida dependendo da banda de passagem do dispositivo a ser simulado. A derivada do pulso, chamada de monociclo Gaussiano, é usada frequentemente por causa de sua variação de amplitude suave, conteúdo de frequência grande e também devido a integral do sinal ser nula. O monociclo Gaussiano é mostrado na Figura 2.9.

O trecho de código que implementa a equação 2.57 está descrito abaixo:

```
%
close
clc
%
E0=1;
s=.25e-9;
t0=0;
ta=2e-9;
nat=2000;
t=linspace(-ta,ta,nat);
frx=1e-9;% ajuste do eixo x do grafico
fry=1;% ajuste do eixo y do grafico
%
%
Egt = E0.*((t-t0)/s).*exp(-pi*((t-t0)/s).^2);
%
%
plot(t/frx,Egt/fry,'k','linewidth',2),xlabel('Tempo (ns)'),ylabel('Amplitude (V)')
axis([1.03*t(1)/frx 1.03*max(t)/frx -1/fry 1/fry])
grid
```



**Figura 2.9** Monociclo Gaussiano no tempo.

Fazendo uso da lei de Ohm na Figura 2.8,

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = E_{gau} - Z_0(\vec{J}_1 + \vec{J}_2). \quad (2.58)$$

Escrevendo a equação anterior em termos das equações de ondas incidentes e refletidas,

$$(\vec{A}_1 + \vec{B}_1)\sqrt{Z_{01}} = E_{gau} - Z_0 \left[ \frac{(\vec{A}_1 - \vec{B}_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{(\vec{A}_2 - \vec{B}_2)}{\sqrt{Z_{02}}} \right], \quad (2.59)$$

$$(\vec{A}_2 + \vec{B}_2)\sqrt{Z_{02}} = E_{gau} - Z_0 \left[ \frac{(\vec{A}_1 - \vec{B}_1)}{\sqrt{Z_{01}}} + \frac{(\vec{A}_2 - \vec{B}_2)}{\sqrt{Z_{02}}} \right]. \quad (2.60)$$

Reescrevendo a equação 2.59 e 2.60,

$$\vec{A}_1 = \frac{(-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0)\vec{B}_1 + (2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0)\vec{B}_2 + (\sqrt{Z_{01}Z_{02}})E_{gau}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.61)$$

$$\vec{A}_2 = \frac{(2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0)\vec{B}_1 + (-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0)\vec{B}_2 + (Z_{01}\sqrt{Z_{02}})E_{gau}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}. \quad (2.62)$$

Sejam

$$P_1 = \frac{-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.63)$$

$$P_2 = \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}}Z_0}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.64)$$

$$P_3 = \frac{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}, \quad (2.65)$$

$$P_4 = \frac{Z_{01}\sqrt{Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}Z_0 + Z_{02}Z_0}. \quad (2.66)$$

Em forma matricial,

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = H_f \begin{bmatrix} P_1 & P_2 \\ P_2 & P_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix} + E_{gau} \begin{bmatrix} P_3 \\ P_4 \end{bmatrix}. \quad (2.67)$$

## 2.5.4 Condições de contorno no domínio da carga

As expressões no domínio da carga são equivalentes às do domínio da fonte, tanto para o caso em que a carga é unilateral quanto bilateral. Naturalmente, a impedância da fonte,  $Z_0$ , é substituída pela impedância da carga,  $z_c$  e  $E_0 = E_{gau} = 0$ . No desenvolvimento a seguir, considere

$$H_c = \begin{cases} 1 & \text{sobre a carga} \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.68)$$

### Carga bilateral

Para a carga bilateral, as expressões  $\vec{A}_1$  e  $\vec{A}_2$  tornam-se

$$\vec{A}_1 = \frac{(-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}z_c + Z_{02}z_c)\vec{B}_1 + (2\sqrt{Z_{01}Z_{02}z_c})\vec{B}_2}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c}, \quad (2.69)$$

$$\vec{A}_2 = \frac{(2\sqrt{Z_{01}Z_{02}z_c})\vec{B}_1 + (-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}z_c + Z_{02}z_c)\vec{B}_2}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c}. \quad (2.70)$$

Em forma matricial,

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = H_c \begin{bmatrix} \frac{-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}z_c + Z_{02}z_c}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c} & \frac{\sqrt{Z_{01}Z_{02}}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c} \\ \frac{2\sqrt{Z_{01}Z_{02}z_c}}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c} & \frac{-Z_{01}Z_{02} - Z_{01}z_c + Z_{02}z_c}{Z_{01}Z_{02} + Z_{01}z_c + Z_{02}z_c} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}. \quad (2.71)$$

### Carga unilateral

Para a carga unilateral, as expressões  $\vec{A}_1$  e  $\vec{A}_2$  tornam-se

$$(\vec{A}_1 + \vec{B}_1)\sqrt{Z_{01}} = -z_c \frac{(\vec{B}_1 - \vec{A}_1)}{\sqrt{Z_{01}}}. \quad (2.72)$$

Reescrevendo,

$$\vec{A}_1 = \left( \frac{z_c - Z_{01}}{z_c + Z_{01}} \right) \vec{B}_1, \quad (2.73)$$

$$\vec{A}_2 = -B_2. \quad (2.74)$$

Em forma matricial,

$$\begin{bmatrix} \vec{A}_1 \\ \vec{A}_2 \end{bmatrix} = H_c \begin{bmatrix} \frac{z_c - Z_{01}}{z_c + Z_{01}} & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{B}_1 \\ \vec{B}_2 \end{bmatrix}. \quad (2.75)$$

## 2.6 Operador de reflexão

O coeficiente de reflexão relaciona as ondas incidentes às ondas refletidas. Seu desenvolvimento é feito no domínio modal e possui expressões diferentes para os modos TE e TM.

$$\Gamma_{mn}^{TE} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TE}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TE}}, \quad \Gamma_{mn}^{TM} = \frac{1 - Z_{0i} Y_{mn}^{TM}}{1 + Z_{0i} Y_{mn}^{TM}}. \quad (2.76)$$

$Y_{mn}^{TE(TM)}$  é a admitância de modo e depende da altura do meio considerado ( $l_i$ ). No vácuo,

$$Y_{mn}^{TE(TM)} = Y_{mn}^{TE(TM)}(\epsilon_r). \quad (2.77)$$

Em circuito aberto,

$$Y_{mn}^{TE(TM)} = Y_{mn}^{TE(TM)} \operatorname{tgh}(\gamma_{mn} l_i). \quad (2.78)$$

Na presença de dois meios,

$$Y_{mn}^{TE(TM)} = Y_{mn}^{TE(TM)} \operatorname{coth}(\gamma_{mn} l_i). \quad (2.79)$$

Sabendo que  $\gamma_{mn}^i$  representa a constante de propagação no meio  $i$  considerado e é dada por

$$\gamma_{mn}^i = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{w_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{w_y}\right)^2 - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri} \omega^2}, \quad (2.80)$$

as admitâncias de modos TE e TM podem ser reescritas por

$$Y_{mn}^{TE,i} = \frac{\gamma_{mn}^i}{j\omega\mu_0\mu_i}, \quad Y_{mn}^{TM,i} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}}{\gamma_{mn}^i}. \quad (2.81)$$

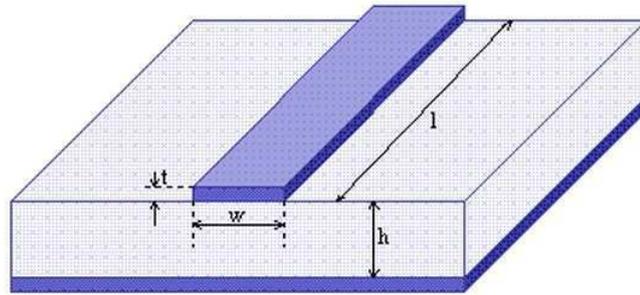
No domínio modal, a relação entre as ondas refletidas e incidentes é dada pela equação 2.82.

$$\begin{bmatrix} \vec{B}_1^{TE(TM)}(k_x, k_y) \\ \vec{B}_2^{TE(TM)}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_1^{TE(TM)} & 0 \\ 0 & \Gamma_2^{TE(TM)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{A}_1^{TE(TM)}(k_x, k_y) \\ \vec{A}_2^{TE(TM)}(k_x, k_y) \end{bmatrix}. \quad (2.82)$$

## 2.7 Linha de microfita

A análise de estruturas planares, em suas diversas configurações, tem sido necessária para a consolidação da tecnologia de circuitos integrados de micro-ondas e ondas milimétricas. A linha ou microlinha de fita tem sido largamente empregada no desenvolvimento de circuitos/dispositivos para altas frequências, como circuitos de casamento, filtros, acopladores direcionais e antenas [14].

A linha de microfita é constituída por uma fita condutora de largura  $W$  colocada na superfície de um material dielétrico de espessura  $h$  que se encontra sobre um plano terra. A linha de microfita possui comprimento  $l$  e é mostrada na Figura 2.10.



**Figura 2.10** Linha de microfita.

A propagação na linha de microfita não é homogênea. As linhas de campos no ar e no dielétrico são diferentes. Este problema pode ser contornado admitindo uma estrutura com permissividade equivalente à combinação entre a constante dielétrica do laminado e o ar. A rigor, o modo de propagação no interior da linha de microfita é híbrido, pois as velocidades de propagação nos dois meios é distinta. Porém, considerando-se o substrato fino, podemos considerar modos quase TEM.

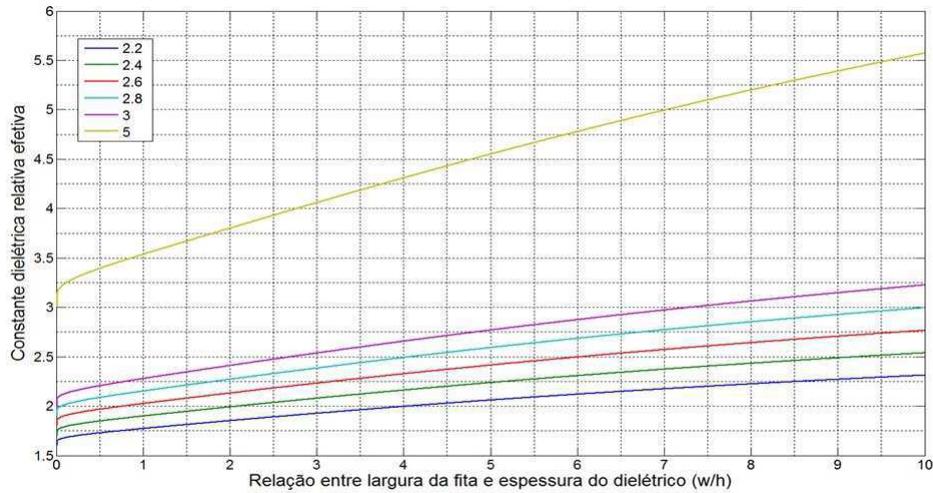
Assim, soluções estáticas podem ser derivadas com boa aproximação inserindo-se uma permissividade elétrica efetiva  $\epsilon_{ref}$  que leve em conta que os campos encontram-se parte no ar e parte no dielétrico. O valor de  $\epsilon_{ref}$  é dado por

$$\epsilon_{ref} = \left\{ \frac{\epsilon_r + 1}{2} \right\} \left\{ 1 - \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \right) \left[ \frac{\ln(\frac{\pi}{2}) + \left( \frac{1}{\epsilon_r} \right) \ln\left(\frac{4}{\pi}\right)}{2 \ln \left[ \left( \frac{4h}{w} \right) + \sqrt{\left( \frac{4h}{w} \right)^2 + 2} \right]} \right] \right\}^{-2}. \quad (2.83)$$

Essa formulação não leva em consideração a espessura da fita. Em projetos de maior rigor, o  $\epsilon_r$  deve ser subtraída de

$$\Delta\epsilon_{ref} = \frac{(\epsilon_r - 1)t}{4,6\sqrt{wh}}. \quad (2.84)$$

Na Figura 2.11 é mostrada a relação entre a largura efetiva da fita e espessura do dielétrico e a constante dielétrica efetiva.



**Figura 2.11** Relação entre a largura efetiva da fita e espessura do dielétrico e a constante dielétrica relativa efetiva.

A capacitância, condutância e indutância distribuídas da linha de microfita podem ser calculadas da seguinte forma, respectivamente:

$$C = \epsilon \frac{W}{h}, \quad (2.85)$$

$$G = \sigma_d \frac{W}{h}, \quad (2.86)$$

$$L = \mu \frac{W}{h}. \quad (2.87)$$

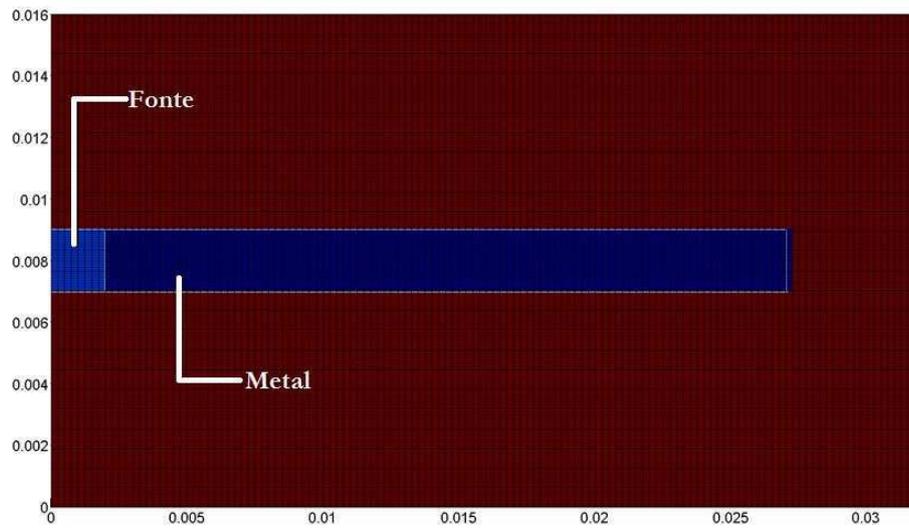
No programa WCIP, elaborado utilizando-se a ferramenta *MatLab*, a interface é discretizada em  $M \times N$  píxeis. A discretização da linha de microfita é mostrada na Figura 2.12.

Um outro conceito muito importante é a largura efetiva da linha. Quando a largura da fita fica muito pequena, a constante dielétrica efetiva tende para a média aritmética entre a característica do substrato e a do ar. Ou seja,

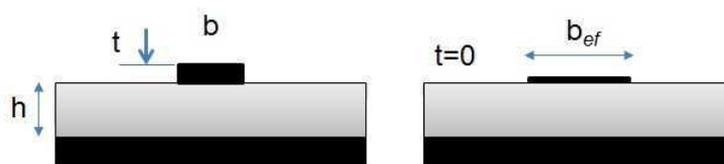
$$\frac{\epsilon_r + 1}{2} \leq \epsilon_{ref} \leq \epsilon_r. \quad (2.88)$$

A espessura diferente de zero da fita condutora influi também nas propriedades da linha. Para contornar isto basta tornarmos a espessura da fita nula, porém com uma largura maior - ver Figura 2.13.

A largura efetiva da linha é aproximadamente



**Figura 2.12** Discretização da linha de microfita no *MatLab*.



**Figura 2.13** Conceito de largura efetiva da linha de microfita.

$$b_{ef} = b + \left( \frac{1,25t}{\pi} \right) \left[ 1 + \ln \left( \frac{4\pi w}{t} \right) \right] \quad \frac{w}{h} \leq \frac{1}{2\pi}, \quad (2.89)$$

$$b_{ef} = b + \left( \frac{1,25t}{\pi} \right) \left[ 1 + \ln \left( \frac{2h}{t} \right) \right] \quad \frac{w}{h} \geq \frac{1}{2\pi}. \quad (2.90)$$

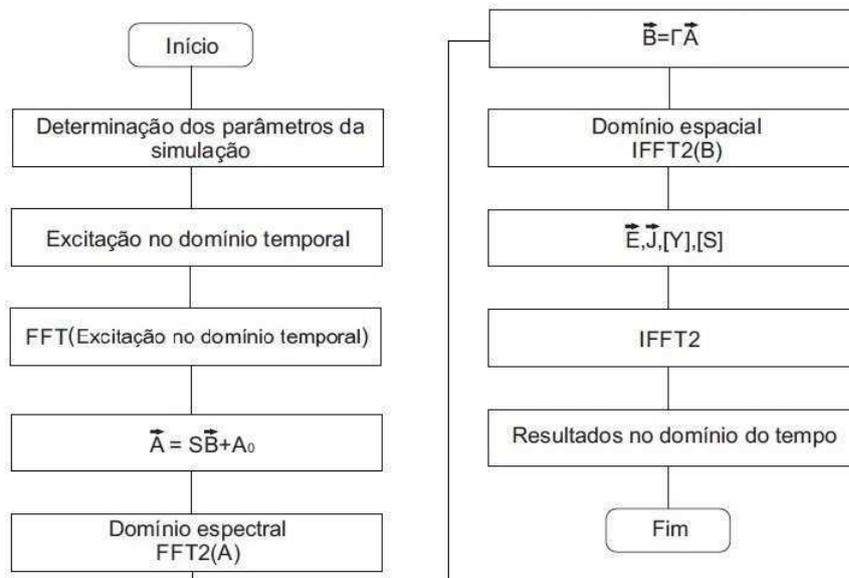
## CAPÍTULO 3

# WCIP no domínio temporal

Nesta seção é apresentado o método iterativo *Wave Concept Iterative Procedure* baseado no conceito de ondas no domínio temporal. Algumas implementações foram realizadas no domínio espacial de modo a melhorar o desempenho do código. Uma linha de microfita foi simulada no domínio espacial e temporal com o uso da ferramenta *MatLab*.

### 3.1 Algoritmo do WCIP no domínio do tempo

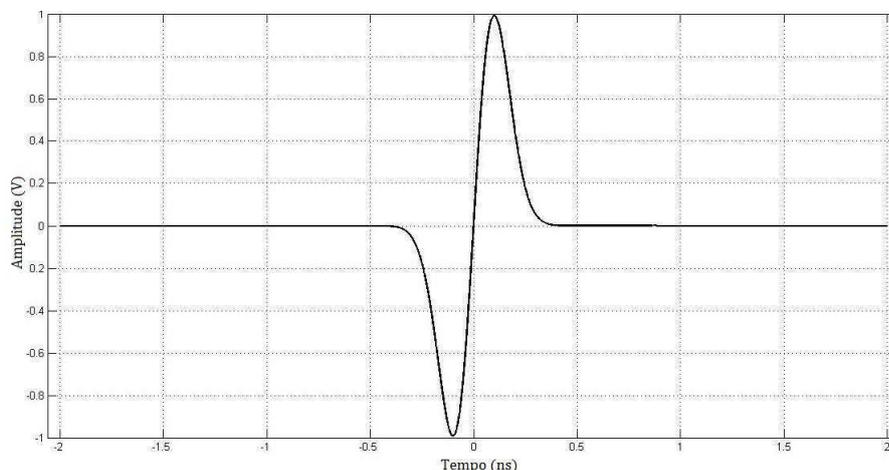
O fluxograma para implementação do WCIP no domínio temporal é mostrado na Figura 3.1.



**Figura 3.1** Fluxograma para implementação do WCIP no domínio do tempo.

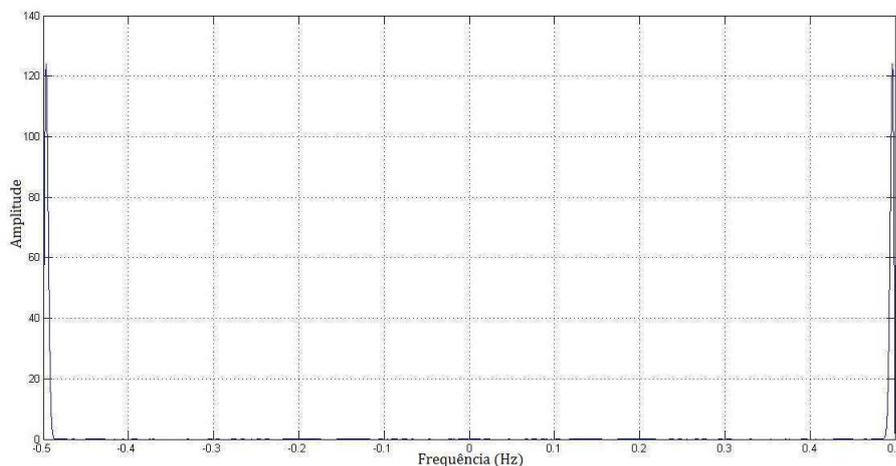
O algoritmo é iniciado quando os parâmetros da estrutura a ser analisada são inseridos no programa. A partir disso, é feita uma excitação por um monociclo Gaussiano - ver Figura 3.2,

que representa a derivada de primeira ordem de um pulso Gaussiano. É necessário excitarmos o sistema com um pulso estreito no domínio do tempo para termos uma resposta banda larga em frequência. O monociclo caracteriza também por apresentar-se como um sinal de integração zero.



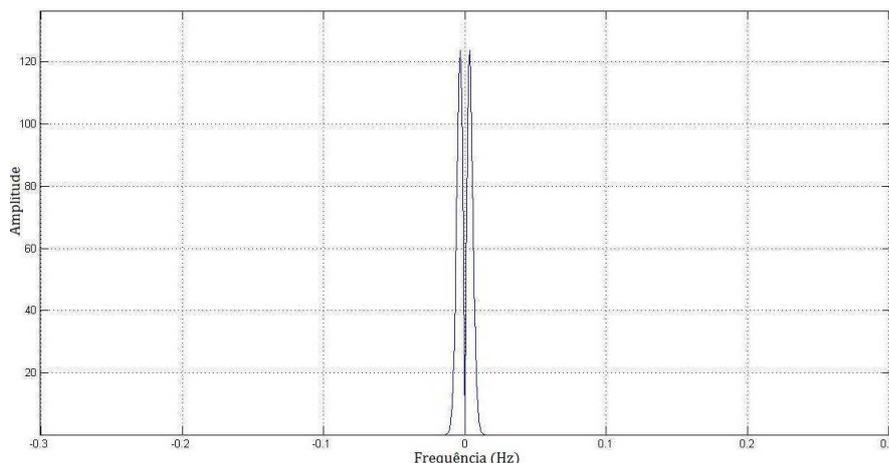
**Figura 3.2** Excitação no domínio do tempo.

Depois que o sinal de excitação é gerado, o mesmo é então passado pelo bloco da FFT. A FFT do monociclo Gaussiano é mostrada na Figura 3.3. Foi plotado o valor absoluto. O monociclo Gaussiano apresenta dois pulsos no domínio da frequência. Na Figura 3.4 o espectro foi centralizado para melhor visualização.



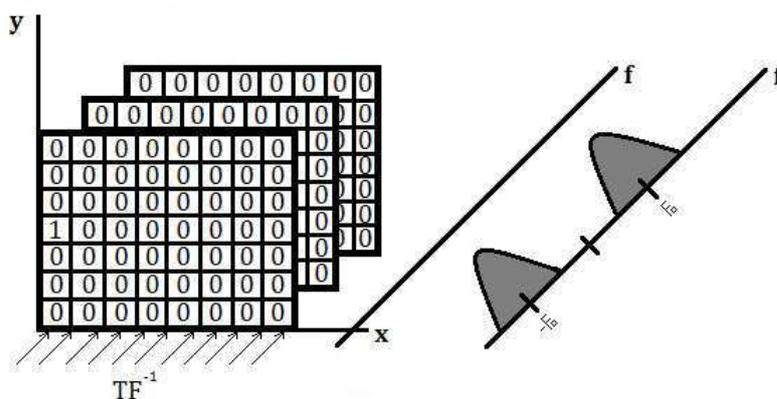
**Figura 3.3** Transformada de Fourier da Figura 3.2.

Observando o algoritmo de implementação do método verifica-se que esta FFT entra nos cálculos para determinação das ondas incidentes, no domínio espectral, e também na determinação das ondas refletidas no domínio espacial. Obtemos então o campo elétrico, a densidade de corrente e a impedância vista pela fonte no domínio espacial. Enfim, estes resultados são passados por uma  $FFT^{-1}$  bidimensional para visualização de  $\vec{E}$  e  $\vec{J}$  no domínio do tempo.



**Figura 3.4** Centralização do espectro da Figura 3.3.

Como a excitação do algoritmo é dada por um monociclo Gaussiano variante no tempo, então evidentemente o algoritmo deve ser processado para cada instante de tempo. Durante o funcionamento do algoritmo os dados de  $\vec{A}$  e  $\vec{B}$  são armazenados em posições de matrizes, para cada valor da FFT da excitação - ver Figura 3.5. Utilizamos um *for* global que vai do primeiro valor de frequência da FFT até o último. Para cada frequência as informações são armazenadas em uma determinada célula correspondente aquela frequência em análise. Com o uso da  $FFT^{-1}$  aplicada ao bloco, obtemos a visualização das grandezas eletromagnéticas no tempo em um dado instante. Por exemplo, suponhamos que quiséssemos analisar o comportamento de  $\vec{E}$  e  $\vec{J}$  em  $t = k$  segundos. Evidentemente, selecionaríamos a matriz corresponde a  $f = k$  Hz e aplicaríamos a IFFT2 nesta matriz. Com isto seria possível visualizar o comportamento do campo e da corrente da estrutura em análise naquele instante de tempo.



**Figura 3.5** Células de armazenamento dos dados de  $\vec{A}$  e  $\vec{B}$  no domínio espacial para uma determinada frequência.

## 3.2 Funcionamento do método

Fazendo uso da equação 2.28 durante a primeira iteração ( $k = 1$ ), obtemos as seguintes estruturas:

$$A_1^{(1)}(x, y) = S_{11}^\Omega B_1^{(0)}(x, y) + S_{12}^\Omega B_2^{(0)}(x, y) + A_{01}(x, y), \quad (3.1)$$

$$A_2^{(1)}(x, y) = S_{21}^\Omega B_1^{(0)}(x, y) + S_{22}^\Omega B_2^{(0)}(x, y) + A_{02}(x, y). \quad (3.2)$$

Como mencionado anteriormente, considera-se que na primeira iteração não haja a presença de ondas refletidas, ou seja,  $B_1^{(0)} = B_2^{(0)} = 0$ . Logo,

$$A_1^{(1)}(x, y) = A_{01}(x, y), \quad (3.3)$$

$$A_2^{(1)}(x, y) = A_{02}(x, y). \quad (3.4)$$

Conclui então que na primeira iteração, ou no início do processo, que as ondas incidentes são iguais as ondas geradas pela fonte. Ao se calcular  $A_1^{(1)}(x, y)$  e  $A_2^{(1)}(x, y)$  busca-se então calcular os valores destas componentes no modos TE e TM. Faz-se isto usando a Transformada de Fourier Modal. Ou seja, saímos do domínio espacial para o modal.

$$\begin{bmatrix} A_1^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ A_1^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = FMT(A_1^1(x, y)), \quad (3.5)$$

$$\begin{bmatrix} A_2^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ A_2^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = FMT(A_2^1(x, y)). \quad (3.6)$$

Após usarmos a FMT essas ondas darão origem as ondas refletidas. Essas ondas são calculadas no domínio modal e são calculadas da seguinte maneira

$$\begin{bmatrix} B_1^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ B_1^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_1^{TE} & 0 \\ 0 & \Gamma_1^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ A_1^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \quad (3.7)$$

para o meio 1. E,

$$\begin{bmatrix} B_2^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ B_2^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_2^{TE} & 0 \\ 0 & \Gamma_2^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ A_2^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} \quad (3.8)$$

para o meio 2. Nestas equações,  $k_x$  e  $k_y$  representam as constantes de propagação do eixo  $x$  e do eixo  $y$ , respectivamente.

Para obtermos  $B_1^1(x, y)$  e  $B_2^1(x, y)$  no domínio espacial fazemos uso da transformada modal inversa de Fourier.

No meio 1,

$$B_1^{(1)}(x, y) = FMT^{-1} \begin{bmatrix} B_1^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ B_1^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix}. \quad (3.9)$$

No meio 2,

$$B_2^{(1)}(x, y) = FMT^{-1} \begin{bmatrix} B_2^{(1)TE}(k_x, k_y) \\ B_2^{(1)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix}. \quad (3.10)$$

A segunda iteração as ondas precedentes, após o espalhamento na interface, dão origem a novas ondas incidentes, ou seja:

$$A_1^{(2)}(x, y) = S_{11}^\Omega B_1^{(1)}(x, y) + S_{12}^\Omega B_2^{(1)}(x, y) + A_{01}^0(x, y), \quad (3.11)$$

$$A_2^{(1)}(x, y) = S_{21}^\Omega B_1^{(1)}(x, y) + S_{22}^\Omega B_2^{(1)}(x, y) + A_{02}^0(x, y). \quad (3.12)$$

Generalizando para a k-ésima iteração, tem-se no domínio espacial:

$$A_1^{(k)}(x, y) = S_{11}^\Omega B_1^{(k-1)}(x, y) + S_{12}^\Omega B_2^{(k-1)}(x, y) + A_{01}^0(x, y), \quad (3.13)$$

$$A_2^{(k)}(x, y) = S_{21}^\Omega B_1^{(k-1)}(x, y) + S_{22}^\Omega B_2^{(k-1)}(x, y) + A_{02}^0(x, y). \quad (3.14)$$

E no domínio modal, para as ondas refletidas

$$\begin{bmatrix} B_1^{(k)TE}(k_x, k_y) \\ B_1^{(k)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_1^{TE} & 0 \\ 0 & \Gamma_1^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1^{(k)TE}(k_x, k_y) \\ A_1^{(k)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix}, \quad (3.15)$$

$$\begin{bmatrix} B_2^{(k)TE}(k_x, k_y) \\ B_2^{(k)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Gamma_2^{TE} & 0 \\ 0 & \Gamma_2^{TM} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_2^{(k)TE}(k_x, k_y) \\ A_2^{(k)TM}(k_x, k_y) \end{bmatrix}. \quad (3.16)$$

As equações 3.13 e 3.14 representam a relação de recorrência no domínio espacial do WCIP. As equações 3.15 e 3.16 representam a relação de recorrência no domínio modal do WCIP.

### 3.3 Parâmetros do algoritmo

Para simularmos o WCIP no *MatLab* é necessário fazermos a definição de alguns parâmetros. Na Tabela 3.1 são apresentados estes parâmetros e o que eles representam.

Parâmetro	Variável
Largura - eixo $x$	$w_x$
Largura - eixo $y$	$w_y$
Número de domínios da fonte	$n_s$
Posição inicial da fonte em $x$ / Posição final da fonte em $x$	$wisx / wfsx$
Posição inicial da fonte em $y$ / Posição final da fonte em $y$	$wisy / wfsy$
Número de domínios do metal	$n_m$
Posição inicial do metal em $x$ / Posição final do metal em $x$	$wisx / wfsx$
Posição inicial do metal em $y$ / Posição final do metal em $y$	$wisy / wfsy$
Número de modos - eixo $x$	$nptx$
Número de modos - eixo $y$	$npty$
Impedância da fonte	$Z_s$
Frequência inicial	$freqInicial$
Frequência final	$freqFinal$
Variação da frequência	$DeltaFreq$
Número de iterações	$nit$
Altura do substrato dielétrico	$l$

Tabela 3.1 Parâmetros de entrada no WCIP.

### 3.4 Implementações no WCIP

Algumas implementações no domínio espacial foram realizadas a fim de acelerar a convergência e o tempo de processamento do método.

#### 3.4.1 Implementação I - Eliminação de modos de ordem superior

O método WCIP apresenta facilidade de implementação e rapidez de execução oferecendo maior agilidade ao projetista. Esta última, se deve ao fato dos modos de ordem superior serem eliminados. Ao eliminar estes modos tornamos as matrizes  $B_1^{(1)TE}(k_x, k_y)$ ,  $B_1^{(1)TM}(k_x, k_y)$ ,  $B_2^{(1)TE}(k_x, k_y)$  e  $B_2^{(1)TM}(k_x, k_y)$  esparsas, ou seja, muitas posições com valores iguais a zero. Esta eliminação é possível visto que pressupõe que estes modos contenham pouca informação sobre o sinal. Estes modos são chamados de devanescentes.

A matriz de ordem  $129 \times 129$  possui 16641 termos. Ao usarmos o seguinte trecho de código

```
a1TE(5:125 , 5:125)=0;
a1TM(5:125 , 5:125)=0;
a2TE(5:125 , 5:125)=0;
a2TM(5:125 , 5:125)=0;
```

eliminamos 120 modos, zerando então 14400 termos. É necessário fazer uso somente de 2241 termos, o que corresponde justamente a analisar somente as bordas das matrizes bh1x, bh1y, bh2x e bh2y presentes no algoritmo. O WCIP permite determinar a distribuição dos campos

eletromagnéticos e densidade de corrente, em todos os pontos da ou das interfaces do circuito, e definir os parâmetros impedância ( $Z$ ), admitância ( $Y$ ) e os parâmetros de espalhamento ( $S$ ) da estrutura em análise somente a partir destes pontos.

### 3.4.2 Implementação II - Construção da transformada de Fourier inversa bidimensional no tempo discreto

No programa do WCIP as matrizes  $B_1^{(1)TE}(k_x, k_y)$ ,  $B_1^{(1)TM}(k_x, k_y)$ ,  $B_2^{(1)TE}(k_x, k_y)$  e  $B_2^{(1)TM}(k_x, k_y)$  possuem ordem definidas pelo usuário. A ordem definida na simulação foi  $129 \times 129$ . No programa original, para obter as matrizes no domínio espacial  $B_1^1(x, y)$  e  $B_2^1(x, y)$  fazemos uso da função já disponível no *MatLab* chamada *iff2()*. Esta função calcula a transformada de Fourier inversa bidimensional no tempo discreto.

Usando o fato de que as matrizes são esparsas, a implementação II consistiu em construir a *iff2()* a partir da equação

$$f(jx, jy) = \frac{1}{M} \frac{1}{N} \sum_{b=0}^{M-1} \sum_{a=0}^{N-1} F(a, b) e^{j\left(\frac{2\pi}{N}ajx + \frac{2\pi}{M}bjy\right)}. \quad (3.17)$$

O objetivo deste teste era restringir as posições as quais se é calculado a *iff2* evitando assim do *for* varrer todas as posições da matriz e sim, somente, as posições não nulas: o que corresponde somente as bordas das matrizes. Apesar de somente 2241 termos serem avaliados, o problema enfrentado foi a implementação da equação acima com o uso de quatro *for's*, que estariam dentro de dois *for's* em escopo global. Ao analisar a informação tempo/resultados foi verificado que o método não se mostrou apropriado por dois motivos: o custo que se paga ao utilizá-lo - tempo de processamento elevado devido a sequência de *loops* e demora na convergência da impedância vista pela fonte.

O trecho de código que implementa a equação 3.17 está descrito abaixo:

```
M=nptx
N=npty
%
var = zeros (M,N);
%
for jx = 1:nptx
    for jy = 1:npty
        for b = 1:npty
            for a = 1:nptx
                var (jx, jy) = var (jx, jy) + F (a,b) * exp (j * ((2*pi/M) * (a-1) * (jx-1) ...
                    ... + (2*pi/N) * (b-1) * (jy-1)));
            end
        end
    end
end
```

```
end
%
Atempo = ((1/M) * (1/N)) * var
```

Percebe-se que há uma alteração nos índices do somatório. Isto se deve ao fato de que o primeiro elemento de uma matriz no *MatLab* é acessado por  $F(1,1)$ , onde  $F$  é a matriz em questão, e os somatórios da equação são iniciados nas posições  $a$  e  $b$  iguais a zero.

### 3.4.3 Implementação III - Informação de todos os modos

O teste III consiste em zerar 120 modos somente em determinadas iterações. A porcentagem de iterações com modos a serem zerados é um novo dado de entrada do programa - ver Tabela 3.2.

Parâmetro	Variável
Qual a porcentagem de modos a ser zerados?	$v$

**Tabela 3.2** Novo parâmetro de entrada no WCIP.

No início do programa temos uma análise com todos os modos e somente depois de determinado número de iterações é que desprezamos a informação de alguns modos. Usa-se então toda a informação da matriz somente por determinado tempo.

O trecho de código que simula o que foi explicado anteriormente é dado abaixo.

```
if it > floor(nit*(1-v/100))
    a1TE(5:125 , 5:125)=0;
    a1TM(5:125 , 5:125)=0;
    a2TE(5:125 , 5:125)=0;
    a2TM(5:125 , 5:125)=0;
end
```

### 3.4.4 Implementação IV - Verificação do tempo de processamento *versus* número de iterações

Com os resultados da implementação III, foi então analisado o tempo de processamento em alguns casos onde determinados parâmetros permanenciam fixos e outros eram variados. A situação proposta foi a seguinte:

1. Fixar os parâmetros:  $nptx$ ,  $npty$ . Variar o parâmetro:  $nit$  ou  $v$ .

Foi então plotada a curva  $nit$  *versus* ciclo de iterações.

### 3.4.5 Implementação V - Média móvel

A implementação V consiste em utilizar uma média móvel - MM sobre as iterações das ondas no domínio espacial. Inicialmente é selecionado um bloco de amostras, logo depois a média móvel é aplicada. Ela consiste basicamente em calcular a média através dos valores mais recentes numa série de dados. Por exemplo, suponhamos que durante a simulação com o WCIP analisamos um bloco que contenha as 20 primeiras iterações. A iteração seguinte,  $k = 21$ , é então a soma dos valores das vinte iterações anteriores dividido pela quantidade de iterações.

A média móvel vai sendo aplicada até o término da simulação. Generalizando, a amplitude da posição seguinte ao bloco analisado é dada por

$$X_{N+1} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N X_k. \quad (3.18)$$

Como a aplicação da MM se dá no domínio espacial, logo a amplitude X definida na equação anterior se refere tanto às ondas incidentes como as refletidas. Este método acelera o desempenho e diminui o tempo de processamento ainda mais do WCIP.

## 3.5 Simulação de uma linha de microfita

No programa WCIP, elaborado utilizando-se a ferramenta *MatLab*, a interface é discretizada em  $M \times N$  píxeis. A estrutura analisada com o WCIP foi uma descontinuidade simples em linha de microfita. Ela é representada por uma linha de microfita em circuito aberto e colocada em um guia de onda com paredes periódicas. As condições de contornos impõem que o circuito seja duplicado no sentido da polarização. Os resultados de simulação obtidos no domínio espacial confirmam que as condições de contornos e de continuidade das grandezas eletromagnéticas sobre cada um dos materiais que constituem a descontinuidade  $\Omega$  são respeitadas.

O guia de ondas retangular simulado tem dimensão  $2w_x \times w_y = 64 \times 16 \text{ mm}^2$ . São escolhidos para a discretização da interface  $M = 128$  e  $N = 32$  píxeis. As dimensões de cada píxel nos eixos  $O_x$  e  $O_y$  são de  $\Delta x = \frac{2w_x}{M}$  e  $\Delta y = \frac{w_y}{N}$ , ou seja  $\Delta x = \Delta y = 0,5 \text{ mm}$ . A impedância interna da fonte  $Z_0$  possui valor de  $50\Omega$ .

A fonte localizada é quadrada, de comprimento  $S_x = 4\Delta x = 2 \text{ mm}$  e de largura igual a  $W = 4\Delta y = 2 \text{ mm}$ . O comprimento da trilha metálica de  $L = 25 \text{ mm}$ . A interface é compreendida entre um meio superior, composto pelo ar, e um meio inferior com substrato dielétrico de altura  $l_1 = 1 \text{ mm}$  e de permissividade  $\epsilon_r = 2,2$ .

Inicialmente, variamos o número de iterações e zeramos 120 modos sob 60% das iterações. É evidenciado o comportamento do campo elétrico e da densidade de corrente para  $n = 1000$  iterações (ver Figuras 3.6 e 3.7) e  $n = 2000$  iterações (ver Figuras 3.8 e 3.9). Percebe-se que ao deixar fixo a variação da porcentagem de modos a serem zerados o que vai determinar um melhor resultado na simulação é a quantidade de iterações. Quanto mais iterações, melhor

o resultado. Em uma segunda etapa de simulação o número de iterações permaneceu fixo e o parâmetro  $v$  foi variado. Percebe-se ao analisar as Figuras 3.10 e 3.11 que obtém-se o mesmo resultado para a densidade de corrente com  $v = 60\%$  e  $v = 85\%$ . Porém, o tempo de processamento se torna muito menor quando  $v$  aumenta. Para esta última situação também foi plotado o gráfico do comportamento da impedância vista pela fonte. Uma vantagem de aumentar o valor de  $v$  é que obtém-se uma rápida resposta, porém uma desvantagem é que paga-se um preço na determinação de  $Z_{in}$ . Observando as Figuras 3.12 e 3.13 nota-se uma diferença de aproximadamente  $12 \Omega$  para a parte real e  $15 \Omega$  para a parte imaginária de  $Z_{in}$ .

Foram realizadas inúmeras simulações de modo que o número  $v$  ideal quando se busca rápida resposta é  $85\%$  e  $v = 60\%$  quando busca-se melhor precisão dos resultados.

Em uma outra etapa de simulação foi variado a faixa de frequência de 4 a 8 GHz e observado o comportamento da densidade de corrente e da impedância vista pela fonte. Nas Figuras 3.14 e 3.16 vê-se que a densidade de corrente  $J_x$  apresenta uma distribuição ao longo da trilha de metade do comprimento de onda guiado, ou seja, um arco de seno sobre a trilha metálica. A nulidade sobre o dielétrico e o máximo nas bordas da trilha, ao longo de  $O_x$ , satisfaz as condições de contorno para  $J_x$ . As Figuras 3.15 e 3.17 mostram o comportamento da impedância vista pela fonte. Pode-se observar, analisando-se estas figuras, que tanto a parte imaginária quanto a parte real da impedância estão próxima de zeros para valores de frequência diferentes da frequência de ressonância e seus múltiplos. A impedância vista pela fonte está de acordo com o que é visto na teoria [2], em que a parte imaginária apresenta o comportamento da forma menos  $\cot(\beta l)$  - ver Figura 3.18.

Com a equação

$$f_r = \frac{c}{\lambda \sqrt{\epsilon_{ref}}} \quad (3.19)$$

é possível calcular as frequências de ressonância para a linha de microfita. A frequência de ressonância teórica para o caso da descontinuidade simples é de 4,05 GHz e que as frequências de ressonâncias de ordem superior são múltiplas de 4,05 GHz. As frequências de ressonâncias, observadas pela mudança de sinal da parte imaginária da impedância vista pela fonte, são simuladas para 4,15 GHz e 8,3 GHz. Os resultados de simulação obtidos apresentaram valores muito próximos aos calculados. Uma forma de obter resultados mais próximos ao valor teórico é aumentar o número de píxeis e/ou de iterações.

A curva de desempenho evidencia o tempo de processamento para o caso de  $n = 3000$  iterações e  $v = 0\%$  e  $n = 3000$  iterações e  $v = 80\%$ . Comprova-se observando a figura que o tempo de processamento cai quando  $v$  aumenta.

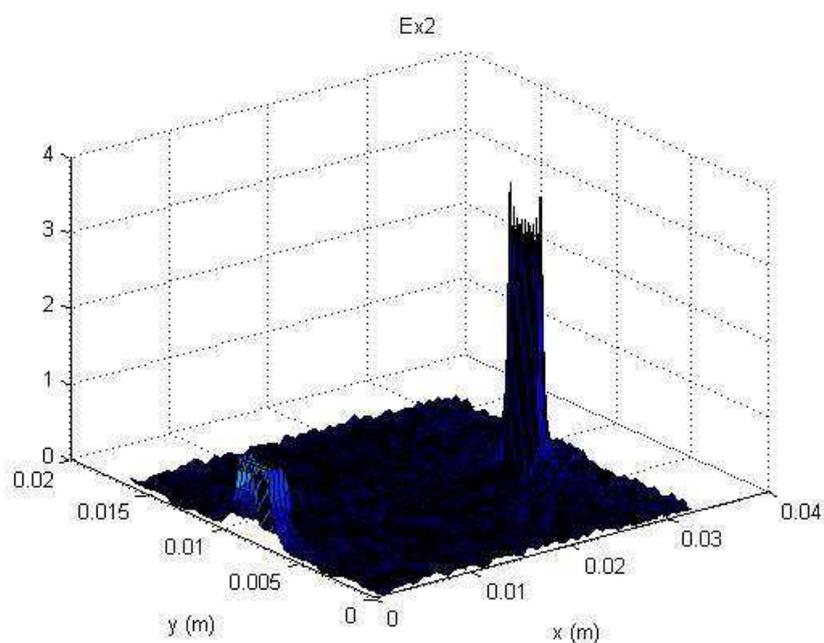
Em uma outra etapa de simulação o sistema foi excitado com um monociclo Gaussiano. Este sinal possui integral nula, visto que a área total é zero. Foram necessárias 500 amostras para representar o sinal com confiança. As amostras são uniformemente distribuídas. Como a excitação do algoritmo é variante no tempo, então evidentemente o algoritmo deve ser pro-

cessado para cada instante de tempo. Foram então plotadas o comportamento da densidade de corrente total na linha de microfita e o campo elétrico no meio inferior da interface da estrutura. Considera também que o circuito esteja inserido em um guia de ondas retangular com as mesmas dimensões que a linha analisada anteriormente. O domínio da fonte é quadrado, de comprimento  $S_x = 4\Delta x = 2$  mm e de largura igual a  $W = 4\Delta y = 2$  mm. O comprimento da trilha metálica é  $L = 25$  mm. A interface é compreendida entre um meio superior, composto pelo ar, e um meio inferior com substrato dielétrico de altura  $l_1 = 1$  mm e de permissividade  $\epsilon_r = 2,2$ . A frequência analisada foi de 4 GHz.

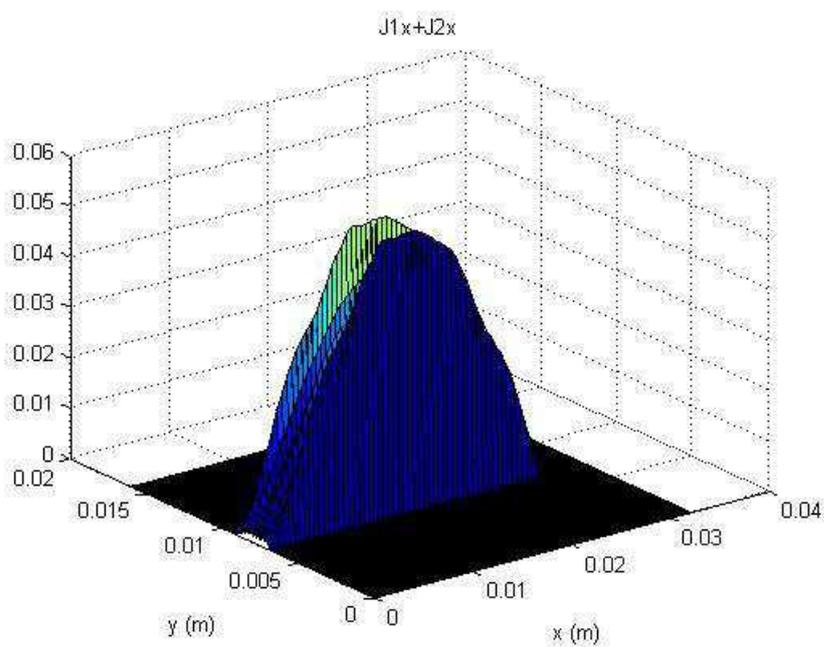
A malha de píxeis para simulação foi  $M = 128$  e  $N = 65$ . O domínio está duplicado para os resultados da densidade de corrente total e do campo elétrico no meio 2 no domínio espacial. A Figura 3.20 mostra o comportamento de  $J_x$  no domínio espacial. O instante de tempo para visualização dos resultados foi em  $t = 250 \times 10^{-11}$  s. Ainda com relação a  $J_x$  no domínio espacial, vê-se que as condições de contorno são atendidas na interface  $\Omega$ . A nulidade sobre o dielétrico e o máximo sobre as trilhas da linha de microfita são atendidas. A distribuição de energia ao longo da trilha apresenta metade do comprimento de onda guiado. O comportamento do campo no meio inferior da interface é evidenciado na Figura 3.22. O pico menor representa o domínio da fonte na qual a excitação está presente. O pico maior ocorre porque há a presença de uma descontinuidade. É interessante observar a duplicação do domínio e a isotropia presente na figura.

O comportamento da densidade de corrente total e do campo elétrico no meio inferior da interface no domínio temporal são evidenciados nas Figuras 3.21 e 3.23, respectivamente.

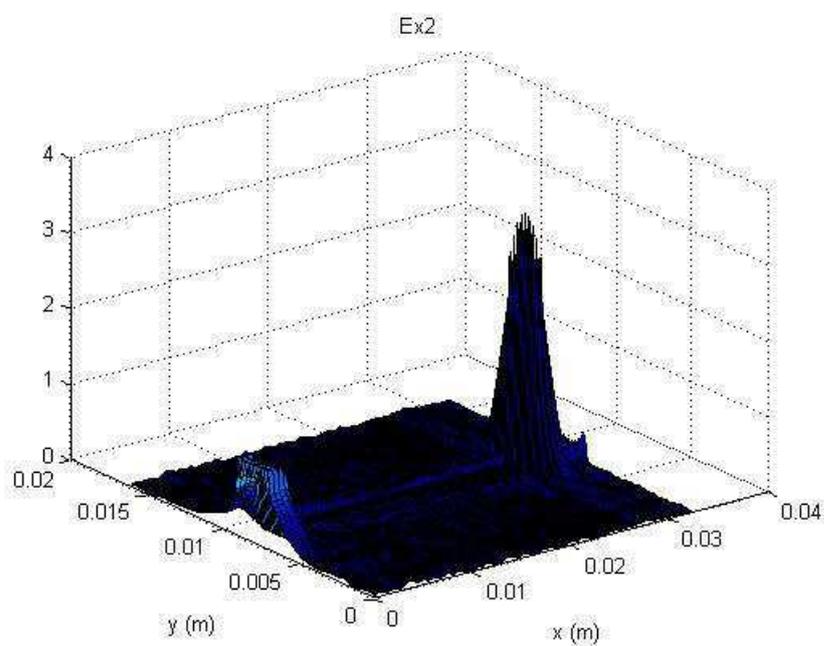
A média móvel foi aplicada no processo iterativo com a finalidade de diminuir o tempo de processamento.



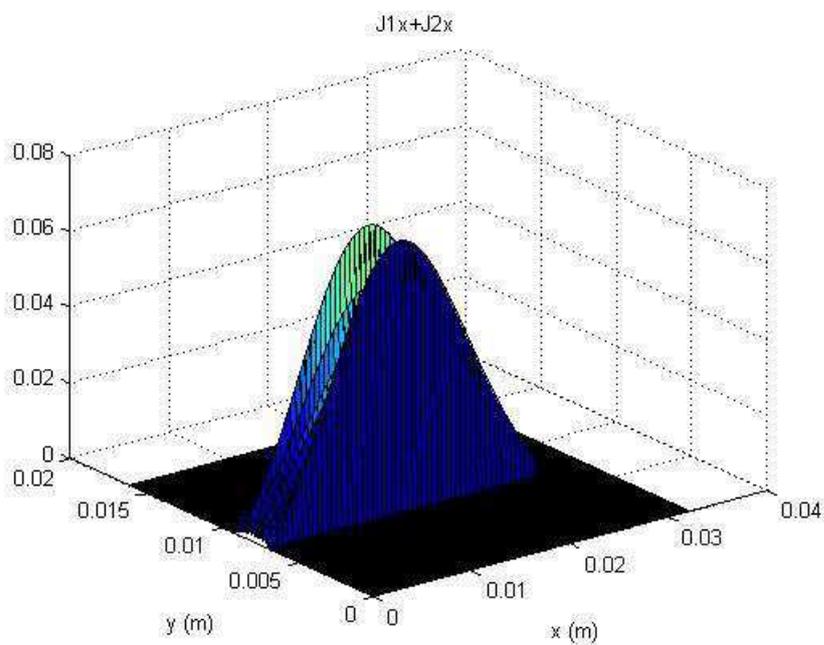
**Figura 3.6** Comportamento do campo elétrico para  $n = 1000$  iterações e 120 modos zerados sob 60% das iterações.



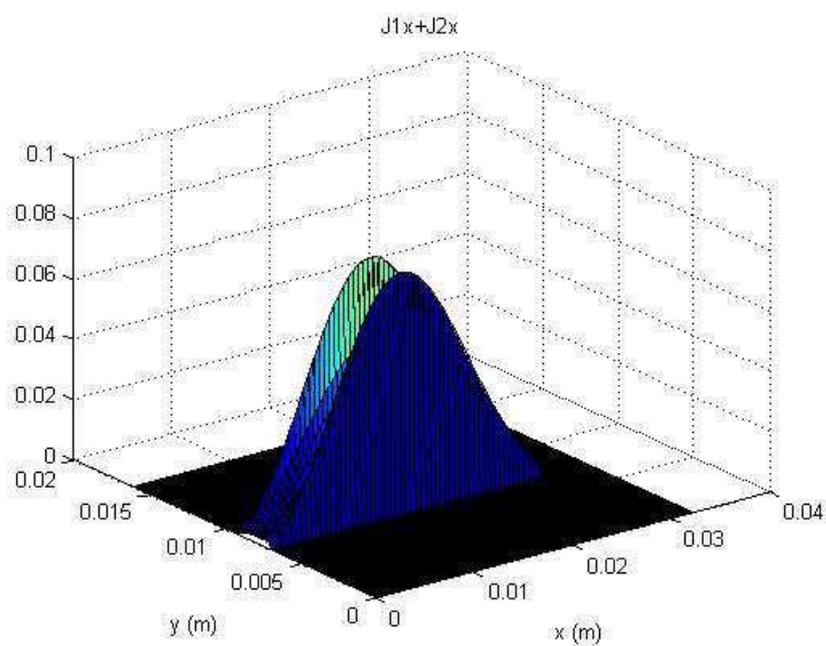
**Figura 3.7** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 1000$  iterações e 120 modos zerados sob 60% das iterações.



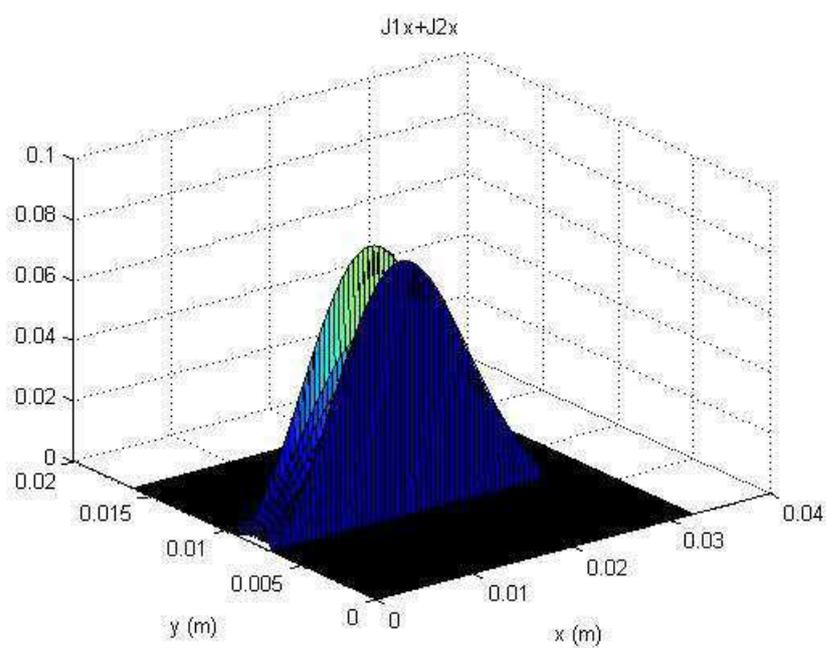
**Figura 3.8** Comportamento do campo elétrico para  $n = 2000$  iterações e 120 modos zerados sob 60% das iterações.



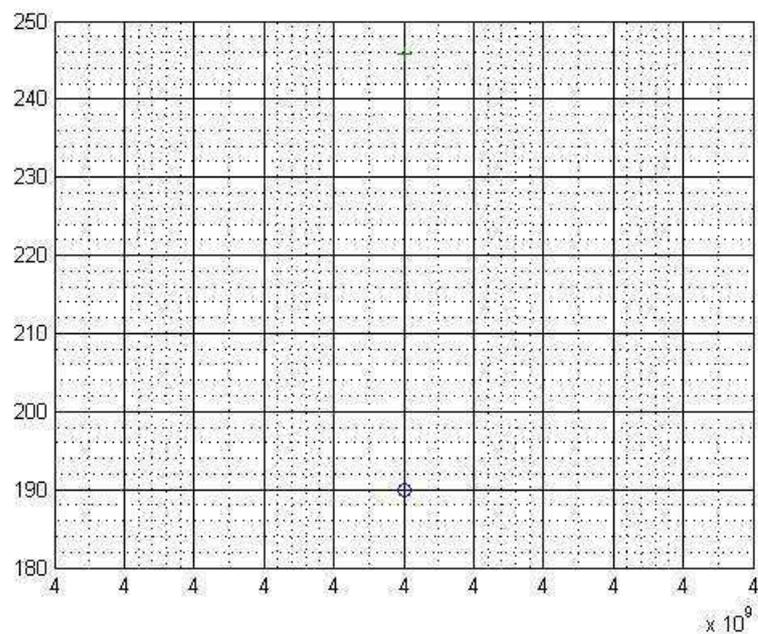
**Figura 3.9** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 2000$  iterações e 120 modos zerados sob 60% das iterações.



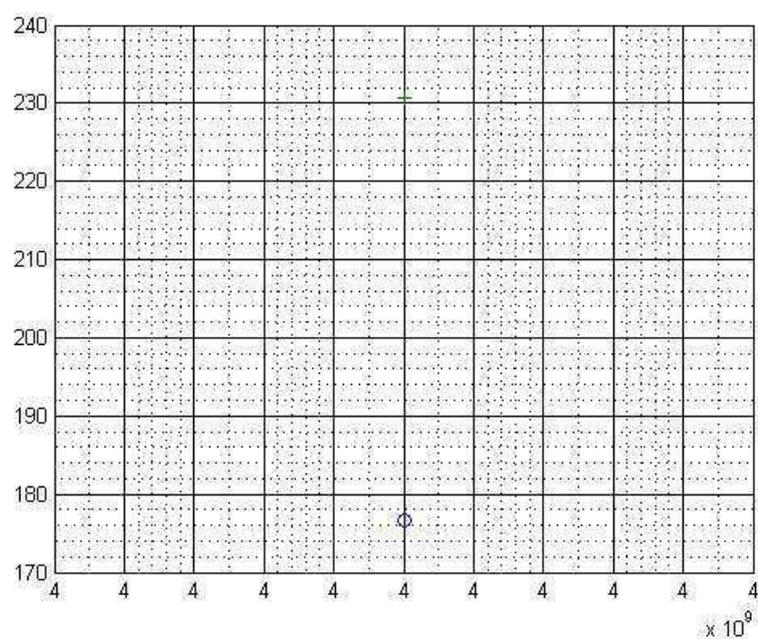
**Figura 3.10** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 3000$  iterações e 120 modos zerados sob 60% das iterações.



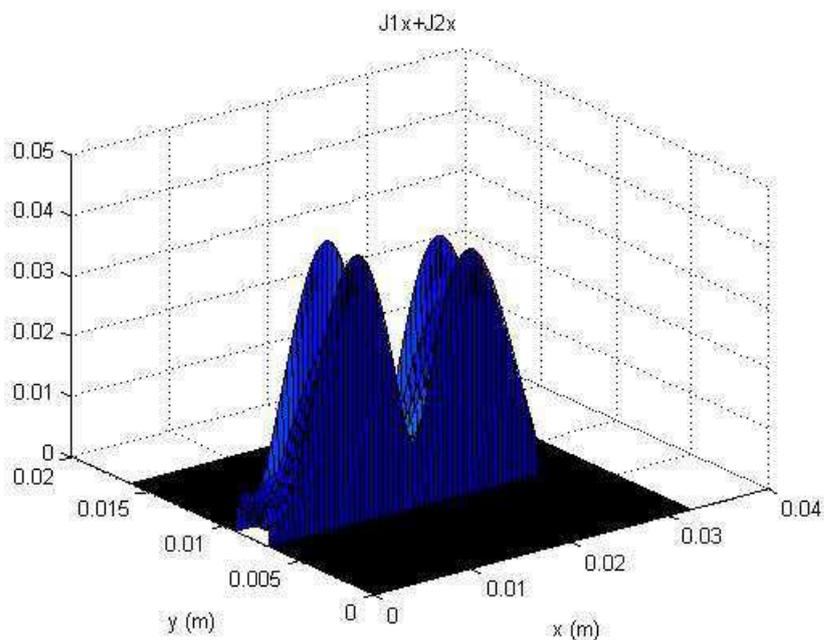
**Figura 3.11** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 3000$  iterações e 120 modos zerados sob 85% das iterações.



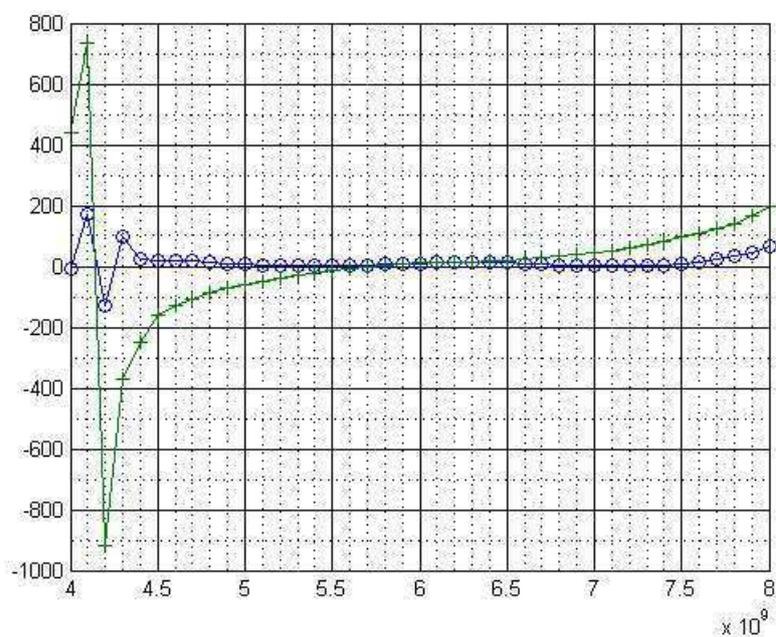
**Figura 3.12** Impedância vista pela fonte para uma descontinuidade simples para  $n = 3000$  iterações e  $v = 60\%$ .



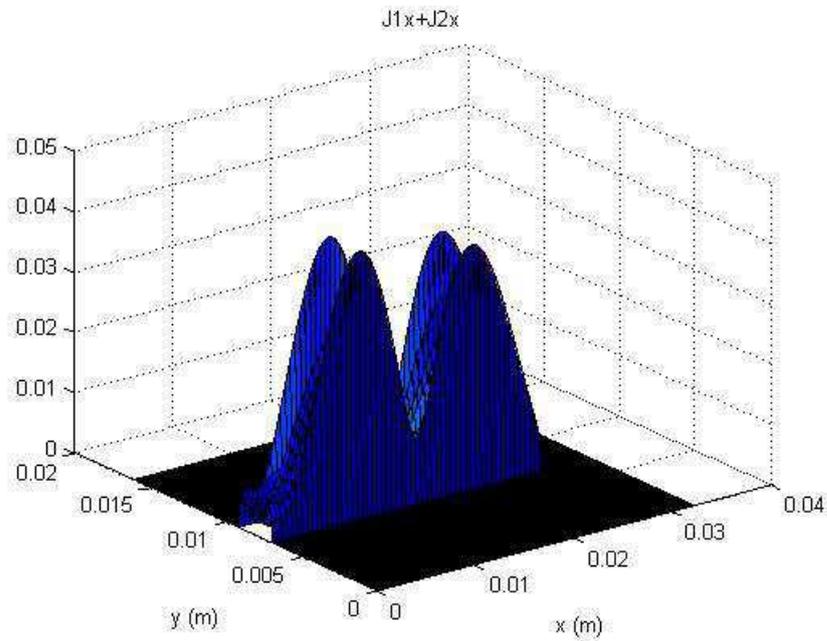
**Figura 3.13** Impedância vista pela fonte para uma descontinuidade simples para  $n = 3000$  iterações e  $v = 85\%$ .



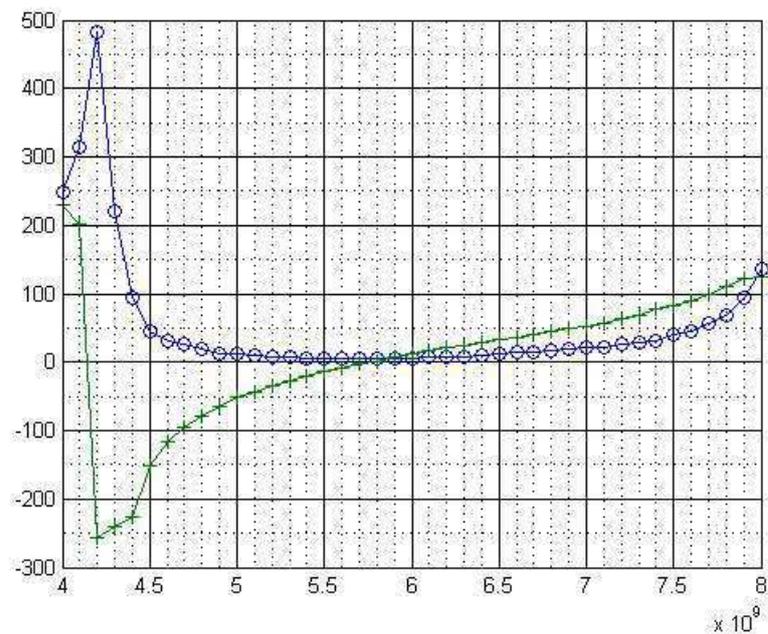
**Figura 3.14** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 2500$  iterações sem nenhum modo zerado numa faixa de frequência de 4 a 8 GHz.



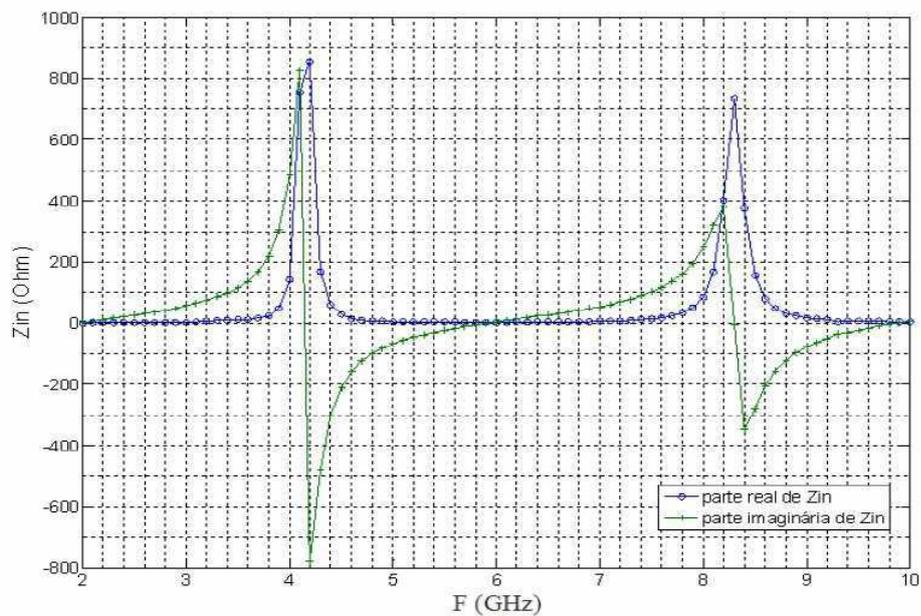
**Figura 3.15** Impedância vista pela fonte para uma descontinuidade simples com  $n = 2500$  iterações sem nenhum modo zerado numa faixa de frequência de 4 a 8 GHz.



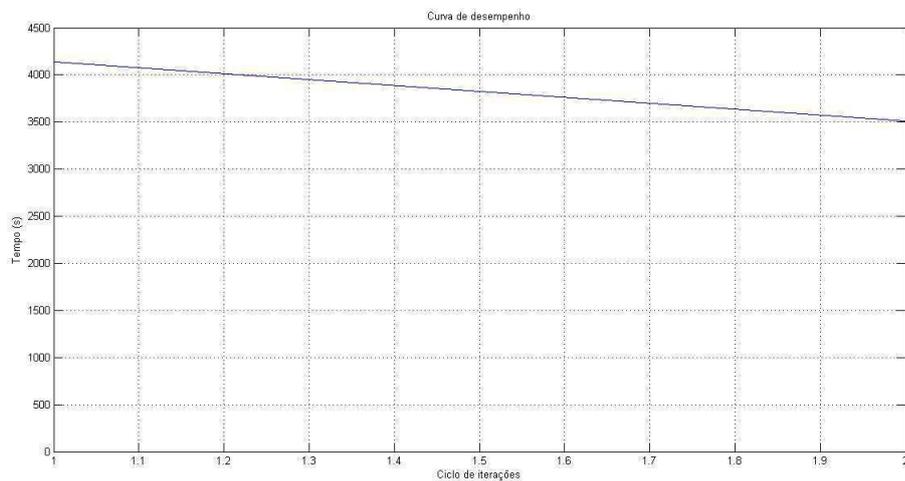
**Figura 3.16** Comportamento da densidade de corrente para  $n = 2500$  iterações com 120 modos zerados sob 80% das iterações numa faixa de frequência de 4 a 8 GHz.



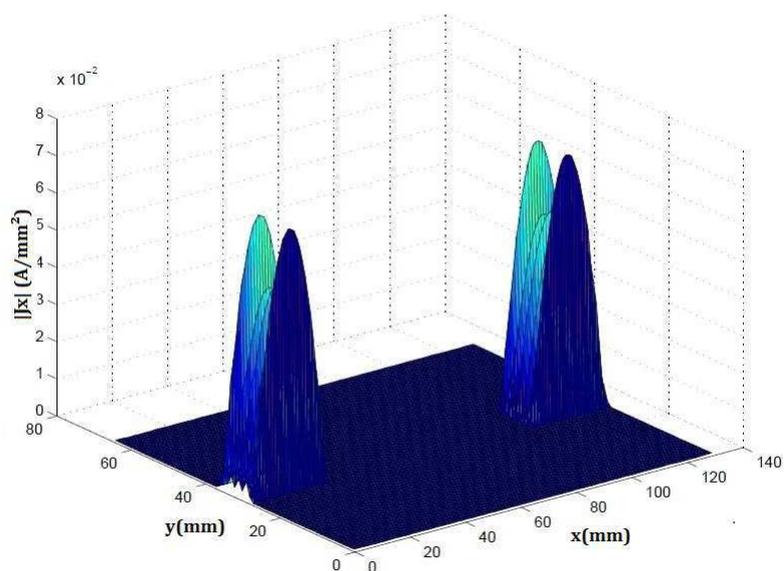
**Figura 3.17** Impedância vista pela fonte para uma descontinuidade simples para  $n = 2500$  iterações com 120 modos zerados sob 80% das iterações numa faixa de frequência de 4 a 8 GHz.



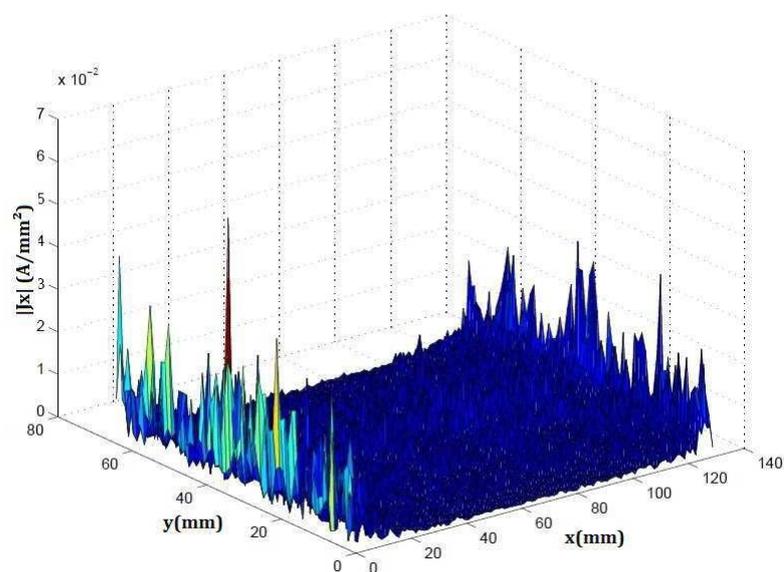
**Figura 3.18** Impedância vista pela fonte para uma descontinuidade simples numa faixa de frequência de 2 a 10 GHz.



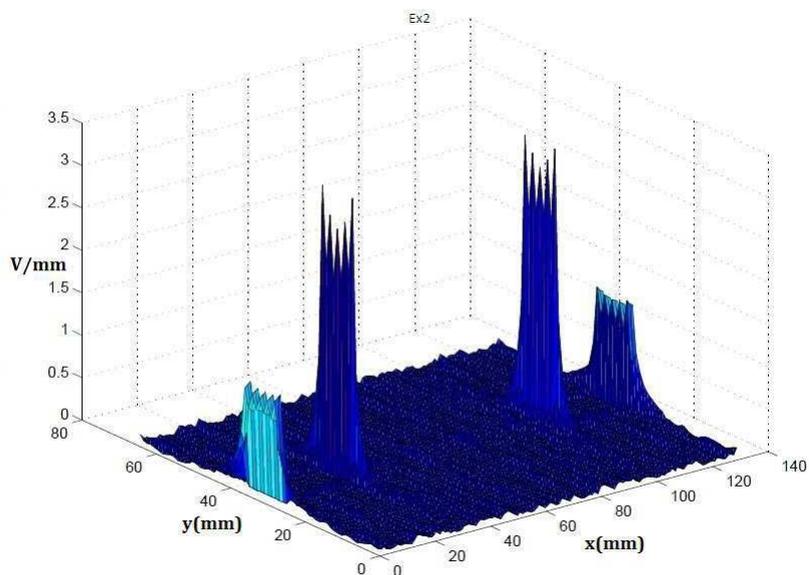
**Figura 3.19** Curva de desempenho.



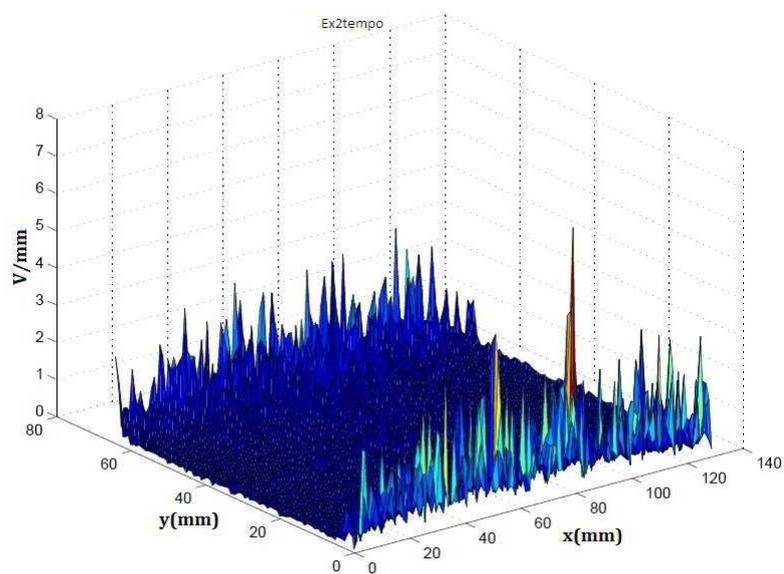
**Figura 3.20** Densidade de corrente total no domínio espacial em  $t = 250 \times 10^{-11}$  s com o sistema excitado por um monociclo Gaussiano.



**Figura 3.21** Densidade de corrente total no domínio do tempo em  $t = 250 \times 10^{-11}$  s com o sistema excitado por um monociclo Gaussiano.



**Figura 3.22** Campo elétrico no domínio espacial para o meio 2 em  $t = 250 \times 10^{-11}$  s com o sistema excitado por um monociclo Gaussiano.



**Figura 3.23** Campo elétrico no domínio do tempo para o meio 2 em  $t = 250 \times 10^{-11}$  s com o sistema excitado por um monociclo Gaussiano.

## CAPÍTULO 4

---

# Conclusões

---

Neste trabalho foi formulado o método iterativo *Wave Concept Iterative Procedure* - WCIP no domínio temporal. O WCIP apresentou-se como uma excelente técnica baseada em modelagem eletromagnética aplicada ao desenvolvimento de ferramentas de simulação para circuitos com uma camada e multicamadas. Nas simulações realizadas, o método obteve excelente desempenho na análise de uma descontinuidade simples em uma determinada frequência, como também sobre uma faixa de frequência. Foram realizadas algumas modificações no programa original, formulado na linguagem *MatLab*, de forma a diminuir o tempo de resposta à medida que aumentássemos o número de iterações. Quanto mais iterações, melhor foi o resultado obtido.

Para obter uma formulação no domínio do tempo foi necessário gerar um monociclo Gaussiano para excitar o domínio da fonte. O fluxograma para implementação do WCIP no domínio temporal possui mudanças significativas com relação ao fluxograma para implementação do WCIP no domínio espacial.

O WCIP apresenta o comportamento do campo elétrico e da densidade de corrente no domínio espacial da estrutura em análise. A representação 3D da densidade de corrente permite visualizar a distribuição de energia ao longo da microfita. O WCIP no domínio temporal permite observar o comportamento de  $\vec{E}$  e  $\vec{J}$  variando no tempo. Neste TCC, foi plotada a curva de desempenho para uma descontinuidade simples com 2500 iterações para uma variação dos modos sendo zerados de 0% e 80%. Os valores usados na simulação são usuais e foram baseados em artigos da área encontrados.

O WCIP permite determinar a distribuição de campos eletromagnéticos e densidade de corrente, em todos os pontos da ou das interfaces do circuito, e definir os parâmetros impedância ( $Z$ ), admitância ( $Y$ ) e os parâmetros de espalhamento ( $S$ ) da estrutura em análise somente a partir destes pontos. As principais vantagens do método é a sua grande facilidade de implementação e rapidez de execução oferecendo maior agilidade ao projetista.

## CAPÍTULO 5

---

# Referências Bibliográficas

---

- [1] A. Serres. “**Aplicação do método iterativo baseado no conceito de ondas (WCIP) na análise de antenas e circuitos planares multicamadas**,”2011. Tese (doutorado). Universidade Federal de Campina Grande. Campina Grande, PB. 148 pgs.
- [2] A. Serres, G. Fontgalland, J. E. P. de Farias and H. Baudrand. “**An Efficient Algorithm for Planar Circuits Design**,”IEEE Transactions on Magnetics, vol.46, no.8, pp.3441-3444, August 2010.
- [3] A. Gomes Neto. “**Introdução ao método das ondas - processo iterativo**”, 2008. João Pessoa, PB. 28 pgs.
- [4] D. J. Edgar. “**Radiation from microstrip radiators**”, 2006. IEEE Transaction on Microwave Theory.
- [5] G. Mohamed, H. Amjed, Z. Hassen and T. Hichem, “**Formulation and Validation of Iterative Method in Time Domain**,” Information and Communication Technologies - ICTTA '06. 2nd, vol.2, pp.2135-2139, 2006.
- [6] H. Baudrand, M. Titaouine, N. Raveu and G. Fontgaland, “**Electromagnetic modeling of planar almost periodic structures**”, Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2009 SBMO/IEEE MTT-S International, pp.427-431, 3-6 November 2009.
- [7] I. N. A. Romani. “**Síntese de filtros de microondas compactor com respostas elípticas e pseudo-elípticas utilizando a variável da transformada Z**”, 2006. Tese (doutorado). Universidade de Brasília. Brasília, DF. 173 pgs.

- [8] J. A. J. Ribeiro. “**Engenharia de microondas**”, 2008. Editora Ética, pags. 624.
- [9] J. H. C. de Moraes. “**Estudo de antenas *patches* de microfita miniaturizadas em banda larga para aplicação em dispositivos móveis e portáteis**”, 2011. Dissertação (mestrado). Universidade Federal do Rio Grande do Norte. 75 pgs.
- [10] K. Kurukawa, “**Power waves and the scattering matrix**”, IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, vol. 13, no.2, pp. 194-202, March 1965.
- [11] K. P. Ray. G. Kumar. “**Broadband microstrip antennas**”, 2003. Artech House Publishers
- [12] J. W. Nilsson. “**Circuitos elétricos**”, 2003. LTC editora. 645 pgs.
- [13] R. Collin. “**Fundamentos da Engenharia de Microondas**”. 2ª edição, 2001 - IEEE.
- [14] T. Itoh, “**Spectral-domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines**”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-28, pp. 733-736, 1980.
- [15] Z. Zioh, “**Finite-difference time-domain method**”, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-05, pp. 500-501, 1995.

---

---

# ANEXO

---

Em anexo o algoritmo formulado no MatLab para simulação de uma descontinuidade simples.

```
clear all;
close all;
clc;
home;

wx=input('Dimensao total em x (mm) ');*1e-3;
wy=input('Dimensao total em y (mm) ');*1e-3;

nptx=input('Numero de ponto em x? ');
npty=input('Numero de ponto em y? ');
zs=input('Impedancia da fonte,zs? ');

ns=input('Numero de dominios da fonte na superficie?');

for c=1:ns
    fprintf('Posicao inicial da fonte em x (mm), No.%g',c);
    wisx(c)=input(' = ');*1e-3;
    fprintf('Posicao final da fonte em x (mm), No.%g',c);
    wfsx(c)=input(' = ');*1e-3;
    fprintf('Posicao inicial da fonte em y (mm), No.%g',c);
    wisy(c)=input(' = ');*1e-3;
    fprintf('Posicao final da fonte em y (mm), No.%g',c);
    wfsy(c)=input(' = ');*1e-3;
end

nm=input('Numero de dominios do metal na superficie?');

for c=1:nm
    fprintf('Posicao inicial do metal em x (mm), No.%g',c);
    wimx(c)=input(' = ');*1e-3;
    fprintf('Posicao final do metal em x (mm), No.%g',c);
```

```

wfmxc=input(' = ')*1e-3;
fprintf('Posicao inicial do metal em y (mm), No.%g',c);
wimy(c)=input(' = ')*1e-3;
fprintf('Posicao final do metal em y (mm), No.%g',c);
wfmcy(c)=input(' = ')*1e-3;
end

l = input('Espessura do dieletrico (mm)? ');
freqInicial=input('Frequencia inicial (GHz) ')*1e9;
freqFinal=input('Frequencia final (GHz) ')*1e9;
Deltafreq=input('Passo da frequencia (GHz) ')*1e9;

ContFreq = ((freqFinal-freqInicial))/Deltafreq;

repeats = input ('Insira o numero de vezes que o script deve ser executado:');

nit = zeros(repeats);
v = zeros(repeats);

for c=1:repeats
    fprintf('Numero de iteracoes para a execucao %g: ', c);
    nit(c)=input('');
    fprintf('Numero de modos a serem zerados na execucao %g: ', c);
    v(c)=input('');
end

timer_main_reg = zeros(fix(repeats));
timer_freq_reg = zeros(fix(repeats), fix(ContFreq));
timer_iter_reg = zeros(fix(repeats), fix(ContFreq), max(fix(nit)));

clear Ysi;

for repeat=1:repeats

timer_main = tic();
%
Ysf = zeros(1, (ContFreq+1));
%
S11f=zeros(1, (ContFreq+1));
%
freq= freqInicial;
%
itbar = waitbar(0, 'Processando...', 'CreateCancelBtn', ...
'setappdata(gcf,'canceling',1)');
setappdata(itbar,'canceling',0);

for freT=1:ContFreq+1

```

```

timer_freq = tic();
mu0=4*pi*1e-7;
ep0=8.854e-12;
er1=2.2;
omega=2*pi*freq;
z01=sqrt(mu0/ep0*er1);
z02=sqrt(mu0/(ep0));
p=sqrt(z01/z02);

ix=1:nptx;
iy=1:npty;
x=2*wx*(ix-1)/(nptx-1);
y=wy*(iy-1)/(npty-1);

%Matrice S no dominio dieletrico
sxy11(iy,ix)=-(p^2-1)/(1+p^2);
sxy22(iy,ix)=(p^2-1)/(1+p^2);
sxy12(iy,ix)=(2*p)/(1+p^2);
sxy21(iy,ix)=(2*p)/(1+p^2);

%Inicializacao das variaveis espaciais
a01x(iy,ix)=0;
a02x(iy,ix)=0;
a1x(iy,ix)=0;
a1y(iy,ix)=0;
b1x(iy,ix)=0;
b1y(iy,ix)=0;
a2x(iy,ix)=0;
a2y(iy,ix)=0;
b2x(iy,ix)=0;
b2y(iy,ix)=0;

%Matrice S no dominio da fonte
for c=1:ns
    ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c))) ;
    ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c)));

    sxy11(ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))),ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c)...
        )))=(-z01*z02-z01*zs+z02*zs)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
    sxy12(ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))),ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c)...
        )))=(2*zs*sqrt(z01*z02))/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
    sxy21(ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))),ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c)...
        )))=(2*zs*sqrt(z01*z02))/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);

```

```

sxy22( ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))) , ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c) ...
)))=(-z01*z02+z01*zs-z02*zs)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);

a01x( ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))) , ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c) ...
)))= (sqrt(z01)*z02)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
a02x( ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c))) , ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c) ...
)))=(sqrt(z02)*z01)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);

lignes=ceil(find(y>=wisy(c)&y<=wfsy(c)));
colonnes=ceil(find(x>=wisx(c)&x<=wfsx(c)));

sxy11(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(-z01*z02-z01*zs+z02*zs)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
sxy12(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(2*zs*sqrt(z01*z02))/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
sxy21(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(2*zs*sqrt(z01*z02))/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
sxy22(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(-z01*z02+z01*zs-z02*zs)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
a01x(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(sqrt(z01)*z02)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);
a02x(lignes,colonnes+nptx-max(colonnes)-min(colonnes)+1) = ...
(sqrt(z02)*z01)/(z01*z02+z01*zs+z02*zs);

end

for c=1:nm
ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c))) ;
ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c)));

sxy11( ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c))), ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c) ...
)))=-1;
sxy12( ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c))), ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c) ...
)))=0;
sxy21( ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c))), ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c) ...
)))=0;
sxy22( ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c))), ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c) ...
)))=-1;

lignem=ceil(find(y>=wimy(c)&y<=wfmcy(c)));
colonnem=ceil(find(x>=wimx(c)&x<=wfmxc(c)));
sxy11(lignem,colonnem+nptx-max(colonnem)-min(colonnem)+1)=-1;
sxy12(lignem,colonnem+nptx-max(colonnem)-min(colonnem)+1)=0;
sxy21(lignem,colonnem+nptx-max(colonnem)-min(colonnem)+1)=0;
sxy22(lignem,colonnem+nptx-max(colonnem)-min(colonnem)+1)=-1;

end

```

```

[X,Y]=meshgrid(x,y');

% sur X
intnptx=floor((nptx/2));

if (nptx/2)==intnptx
    nmx=intnptx;      % nptx - par
    nhx=[0:(nmx)  -( (nmx-1):-1:-(nptx-2*nmx-1))  ];
else
    nmx=intnptx+1;   % nptx - impar
    nhx=[0:(nmx-1)  -( (nmx-1):-1:-(nptx-2*nmx))  ];
end

% sur Y
intnpty=floor((npty/2));

if (npty/2)==intnpty
    nmy=intnpty;     % npty - par
    nhy=[0:(nmy)  -( (nmy-1):-1:-(npty-2*nmy-1))  ];
else
    nmy=intnpty+1;   % npty - impar
    nhy=[0:(nmy-1)  -( (nmy-1):-1:-(npty-2*nmy))  ];
end

[NHX,NHY]=meshgrid(nhx,nhy');

kx=(pi/wx).*NHX+1e-6;
ky=(2*pi/wy).*NHY+1e-6;

%Montagem da matriz gama da superficie superior
gama2=sqrt(-(omega.^2)*mu0*ep0)+kx.^2+ky.^2);

%Montagem da matriz gama da superficie inferior
gama1=sqrt(-(omega.^2)*mu0*ep0*er1)+kx.^2+ky.^2);

%Montagem das matrizes de passagem
%Matriz de transicao spectral/modal

SM11=sqrt(2*w*x*w*y)*ky./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
SM12=-sqrt(2*w*x*w*y)*kx./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
SM21=sqrt(2*w*x*w*y)*kx./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
SM22=sqrt(2*w*x*w*y)*ky./(sqrt(kx.^2+ky.^2));

```

```

%Matriz de transicao moda/spectral

MS11=(1/sqrt(2*wx*wy))*ky./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
MS12=(1/sqrt(2*wx*wy))*kx./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
MS21=-1/sqrt(2*wx*wy))*kx./(sqrt(kx.^2+ky.^2));
MS22=(1/sqrt(2*wx*wy))*ky./(sqrt(kx.^2+ky.^2));

    %Declaracao das admitancias de modo TE e TM

%Admitancia do meio 1
ymodte2=(gama2./(j*omega*mu0));
ymodtm2=(j*omega*ep0./gama2);

%Admitancia do meio 2
ymodte1=(gama1./(j*omega*mu0)).*coth(gama1*1*1e-3);
ymodtm1=(j*omega*ep0*er1./gama1).*coth(gama1*1*1e-3);

%Declaracao dos coeficientes de reflexao TE e TM
crefte1=(1-z01*ymodte1)/(1+z01*ymodte1);
creftm1=(1-z01*ymodtm1)/(1+z01*ymodtm1);
crefte2=(1-z02*ymodte2)/(1+z02*ymodte2);
creftm2=(1-z02*ymodtm2)/(1+z02*ymodtm2);

for it=1:nit(repeat);

    if getappdata(itbar,'canceling')
        delete(itbar);
        Ysi = -1;
        Ysf = -1;
        Zin = -1;
        S1lit = -1;
        S1lf = -1;
        S1l = -1;
        j1x = -1;
        j2x = -1;
        e1x = -1;
        e2x = -1;
        timer_execution_total = -1;
        return;
    end
    timer_iter = tic();

        %Dominio espacial
    alx=sxy11.*b1x + sxy12.*b2x+a01x;
    a2x=sxy21.*b1x + sxy22.*b2x+a02x;
    aly=sxy11.*b1y + sxy12.*b2y;
    a2y=sxy21.*b1y + sxy22.*b2y;

```

```

        %Dominio spectral
        ah1x=fft2(a1x);
        ah1y=fft2(a1y);
        ah2x=fft2(a2x);
        ah2y=fft2(a2y);

        %Dominio modal
        a1TE=SM11.*ah1x+SM12.*ah1y;
        a1TM=SM21.*ah1x+SM22.*ah1y;
        a2TE=SM11.*ah2x+SM12.*ah2y;
        a2TM=SM21.*ah2x+SM22.*ah2y;

        %Filtro modal implementado sob determinado numero de iteracoes

        if it > floor(nit*(1-v(repeat)/100))
            a1TE(5:125 , 5:125)=0;
            a1TM(5:125 , 5:125)=0;
            a2TE(5:125 , 5:125)=0;
            a2TM(5:125 , 5:125)=0;
        end

        b1TM=creftm1.*(a1TM);
        b1TE=crefte1.*(a1TE);
        b2TM=creftm2.*(a2TM);
        b2TE=crefte2.*(a2TE);

        %Dominio spectral

        bh1x=MS11.*b1TE + MS12.*b1TM;
        bh1y=MS21.*b1TE + MS22.*b1TM;
        bh2x=MS11.*b2TE + MS12.*b2TM;
        bh2y=MS21.*b2TE + MS22.*b2TM;

        %Dominio espacial

        b1x=ifft2(bh1x);
        b1y=ifft2(bh1y);
        b2x=ifft2(bh2x);
        b2y=ifft2(bh2y);

        e1x=(a1x+b1x)*sqrt(z01);
        j1x=(a1x-b1x)/sqrt(z01);
        e2x=(a2x+b2x)*sqrt(z02);
        j2x=(a2x-b2x)/sqrt(z02);

```

```

Ysi(it)=(((sum(sum((j1x+j2x).*a02x)))/(sum(sum(e2x.*a02x)))+...
          (sum(sum((j1x+j2x).*a01x)))/(sum(sum(e1x.*a01x)))/2);
S11it(it)=((1/Ysi(it))-zs)/((1/Ysi(it))+zs);

percentage = (it+(freT-1)*nit(repeat))/(nit(repeat)*(ContFreq+1));
message = [num2str(percentage*100, '%.1f %%') ' Freq: '...
          num2str(((freT-1)*Deltafreq+freqInicial)*1e-9, '%.2f') '...
          GHz Iteracao: ' int2str(it) '.' ];
waitbar(percentage, itbar, message);

timer_iter_reg(repeat, freT, it) = toc(timer_iter);

end

freq = freq + Deltafreq;

Ysf(freT)= Ysi(it) + Ysf(freT);
S11f(freT)=S11it(it)+S11f(freT);

timer_freq_reg(repeat, freT) = toc(timer_freq);
end

timer_main_reg(repeat) = toc(timer_main);

delete(itbar);

figure
surf(x(1:(nptx+1)/2),y(1:npty), abs(e2x((1:npty),(1:(nptx+1)/2))))
xlabel('x (m)'),ylabel('y (m)'), title('Ex2');

%Densidade de corrente
figure
surf(x(1:(nptx+1)/2),y(1:npty), abs(j1x((1:npty),(1:(nptx+1)/2))+j2x...
((1:npty),(1:(nptx+1)/2))))
xlabel('x (m)'),ylabel('y (m)'), title('J1x+J2x');

%Impedancia vista pela fonte

1/Ysi(it);

fplot=freqInicial:Deltafreq:freqFinal;

figure
plot(fplot,real(1./Ysf),'o-',fplot,imag(1./Ysf),'+-');

```

```
grid minor
```

```
figure
```

```
plot(fplot, real(Ysf), 'o-', fplot, imag(Ysf), '+-');
```

```
grid minor
```

```
z0=(z02*z01)/(z02+z01);
```

```
nitt = 1:nit(repeat);
```

```
plot(nitt, real(1./Ysi), 'o-', nitt, imag(1./Ysi), '+-');
```

```
xlabel('it'), title('real(Yin)');
```

```
figure
```

```
plot(imag(1./Ysi));
```

```
xlabel('it'), title('imag(Yin)');
```

```
end
```

```
figure
```

```
plot(timer_main_reg); grid;
```

```
xlabel('Ciclo de iteracoes'); ylabel('Tempo (s)'); title('Curva de desempenho');
```