

**HUGO ARMANDO DOMÍNGUEZ ALMAGUER**

**CONTRIBUIÇÃO AO MÉTODO DA MODELAGEM  
POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM) E SUA  
APLICAÇÃO AOS ESTUDOS EM  
BIOELETROMAGNETISMO**

**FLORIANÓPOLIS**

**2003**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA**

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA  
ELÉTRICA**

**CONTRIBUIÇÃO AO MÉTODO DA MODELAGEM  
POR LINHAS DE TRANSMISSÃO (TLM) E SUA  
APLICAÇÃO AOS ESTUDOS EM  
BIOELETROMAGNETISMO**

Tese submetida à Universidade Federal de Santa Catarina  
como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor  
em Engenharia Elétrica.

**HUGO ARMANDO DOMÍNGUEZ ALMAGUER**

Florianópolis, Março de 2003

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Elétrica.

# **CONTRIBUIÇÃO AO MÉTODO DA MODELAGEM POR LINHAS DE TRANSMISSÃO E SUA APLICAÇÃO AOS ESTUDOS EM BIOELETROMAGNETISMO**

**Hugo Armando Domínguez Almaguer**

Março/2003

Orientador: Adroaldo Raizer, Dr.

Área de Concentração: Eletromagnetismo e Dispositivos Eletromagnéticos.

Palavras-chave: TLM, Modelagem numérica de campos eletromagnéticos, Bioeletromagnetismo.

Número de páginas: 160.

RESUMO: O foco principal dos estudos do presente trabalho está dirigido ao desenvolvimento e implementação do método da modelagem numérica por Linhas de Transmissão (TLM) e à aplicação do mesmo em problemas de interação dos campos de radiofrequência (RF) com os meios biológicos. São apresentados em detalhes os aspectos fundamentais das versões bi e tridimensionais do método TLM tradicional. É realizada a implementação de malhas irregulares (do tipo *graded mesh*) para as duas topologias TLM-2D, contornando assim as limitações impostas pelo aspecto geométrico da malha tradicional. Os algoritmos são adaptados para o tratamento de meios com perdas, obtendo-se um equacionamento que garante a simulação de inúmeros problemas de propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas de geometria arbitrária, sempre que os meios sejam lineares, isotrópicos e não dispersivos. São abordados também os principais aspectos teóricos do fenômeno da interação dos campos de RF com os meios biológicos. Para a modelagem no domínio do tempo de fenômenos envolvendo meios dispersivos, é estudada a formulação TLM modificada (2D e 3D), utilizando técnicas de Transformada Z. O método assim reformulado permite a manipulação direta no domínio do tempo das equações com parâmetros dependentes da frequência. O equacionamento do TLM dispersivo é condicionado para o tratamento de meios dielétricos de primeira ordem (materiais de Debye), que é o caso dos meios biológicos. Três exemplos de aplicações em bioeletromagnetismo são estudadas para testar as potencialidades do TLM. Os resultados das simulações foram altamente satisfatórios, mostrando assim a eficácia do método como ferramenta de cálculo para a modelagem deste tipo de problema.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Electrical Engineering.

# **CONTRIBUTION TO THE TRANSMISSION LINE MODELING METHOD (TLM) AND ITS APPLICATION IN BIOELECTROMAGNETIC STUDIES**

**Hugo Armando Domínguez Almaguer**

March /2003

Advisor: Adroaldo Raizer, Dr.

Area of Concentration: Electromagnetism and Electromagnetic Devices.

Keywords: TLM, Numerical Modeling of Electromagnetic Fields, Bioelectromagnetism.

Number of pages: 160.

**ABSTRACT:** This thesis deals with the development and implementation of numerical models based on the Transmission Line Modeling Method (TLM) and its application in problems related with the interaction between radio frequency (RF) fields and biological systems. The whole traditional TLM method is described in its two and three-dimensional versions. The irregular mesh formulation (called *graded mesh*) is presented for the two-dimensional cases, outlining the limitations imposed by the regular geometric aspect of the traditional TLM meshes. The irregular algorithms are improved to extend the capabilities of the TLM to model electric and magnetic lossy materials. The main theoretical aspects of the interaction between RF fields and biological tissues are also studied. Z-transform techniques are used in the development of 2D and 3D TLM iteration procedures for modeling of electromagnetic wave propagation in linear frequency-dependent materials. The formulation is adapted to the description of first-order (Debye) dielectric materials, because biological tissues can be modeled in this way. Three applications involving biological tissue – radiation field interactions are modeled applying the TLM codes developed. The results confirm that the TLM method is a valuable technique for modeling of bioelectromagnetic problems.



# SUMÁRIO

<b>RESUMO</b>	vii
<b>ABSTRACT</b>	viii
<b>SUMÁRIO</b>	ix
<b>LISTA DE SÍMBOLOS</b>	xii
<b>INTRODUÇÃO GERAL</b>	01
<b>1 – O MÉTODO TLM</b>	05
1.1 – O método TLM – 2D	05
1.1.2 – O nó TLM – 2D Paralelo	07
1.1.2.1 – Processo de propagação da energia na malha com nó Paralelo	11
1.1.2.2 – Computação dos campos para o nó Paralelo	13
1.1.3 – O nó TLM – 2D Série	14
1.1.3.1 – Processo de propagação da energia na malha com nó Série	17
1.1.3.2 – Computação dos campos para o nó Série	19
1.2 – O método TLM – 3D	21
1.2.1 – Formulação de Naylor para o nó SCN	21
1.2.2 – Computação dos campos para o nó SCN	26
1.2.3 – Procedimento para o cálculo do espalhamento da energia no nó SCN	28
1.2.4 – Processo de conexão com o momento seguinte para o nó SCN	29
1.3 – Condições de contorno	30
1.4 – Excitação da malha TLM	32
1.5 – Exploração de resultados no domínio da frequência	34
1.6 – Fontes de erros no método TLM	35
1.6.1 – Erro de truncamento	35
1.6.2 – Erro de velocidade (dispersão)	36
1.6.3 – Erro de discretização pobre (malha esparsa)	37
1.7 – Conclusões do capítulo	37
<b>2 – MALHA TLM-2D IRREGULAR</b>	38
2.1 – Introdução	38
2.2 – O nó Paralelo para malha irregular	40
2.3 – O nó Série para malha irregular	42
2.4 – Seleção dos parâmetros dos nós para garantir o sincronismo da propagação na malha irregular	43
2.5 – Propagação de energia na malha TLM – 2D irregular e computação de campos	48
2.6 – Modelagem de interfaces entre nós de regiões diferentes. Conexão dos pulsos	50
2.7 – Modificação do nó Série para a análise do modo TE em materiais dielétricos com perdas	51
2.8 – Validação das implementações TLM-2D para malha irregular	57

2.8.1 – Aplicação a casos de interesse prático em microondas: Estrutura <i>fine line unilateral</i>	57
2.8.2 – Aplicação a casos de interesse prático em microondas: Guia de onda de crista ( <i>ridged waveguide</i> )	62
2.9 – Conclusões do capítulo	66
<b>3 – INTERAÇÃO DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS DE RF COM OS MEIOS BIOLÓGICOS</b>	<b>68</b>
3.1 – Introdução	68
3.2 – Faixa das radiofrequências	68
3.3 – Propriedades elétricas da matéria biológica	70
3.3.1 – Transferência de energia	71
3.3.2 – Permissividade dielétrica complexa	72
3.3.3 – Influência da frequência, temperatura e conteúdo de água na permissividade dielétrica dos tecidos biológicos	74
3.3.4 – Permeabilidade magnética dos meios biológicos	77
3.4 – Equações de Maxwell e suas relações constitutivas para os meios biológicos	78
3.4.1 – Tangente de perdas e profundidade de penetração nos tecidos	79
3.5 – Equação de Debye	82
3.6 – Taxa de Absorção Específica dos tecidos	84
3.7 – Conclusões do capítulo	88
<b>4 – FORMULAÇÃO TLM PARA MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS</b>	<b>89</b>
4.1 – Introdução	89
4.2 – Considerações iniciais	90
4.3 – Nó TLM – 2D Paralelo para a modelagem de meios dielétricos dispersivos	92
4.3.1 – Aplicação da formulação no domínio z para meios a parâmetros constantes	96
4.3.2 – Aplicação da formulação no domínio z para meios dielétricos dispersivos de primeira ordem	97
4.3.3 – Processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte	99
4.4 – Nó TLM – 2D Série para a modelagem de meios dielétricos dispersivos	100
4.4.1 – Aplicação da formulação no domínio z para meios a parâmetros constantes	104
4.4.2 – Aplicação da formulação no domínio z para meios dielétricos dispersivos de primeira ordem	105
4.4.3 – Processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte	106
4.5 – Nó TLM – 3D SCN para a modelagem de meios dielétricos dispersivos	107
4.6 – Validação das implementações TLM para a modelagem de materiais dielétricos dispersivos – casos testes para meios biológicos	108
4.6.1 – Caso teste 1: Cálculo do coeficiente de reflexão na interface ar-água devido à incidência normal de uma onda plana uniforme	109
4.6.2 – Caso teste 2: Cálculo do coeficiente de reflexão na interface ar – 2/3 músculo devido à incidência normal de uma onda plana uniforme	111
4.6.3 – Caso teste 3: Cálculo da distribuição do campo elétrico no interior de uma esfera preenchida por um meio dielétrico dispersivo homogêneo	112
4.6.4 – Caso teste 4: Cálculo da distribuição do campo elétrico no interior de uma esfera preenchida por duas camadas de meios dielétricos dispersivos	115
4.7 – Conclusões do capítulo	118
<b>5 – APLICAÇÃO DO TLM A PROBLEMAS EM BIOELETROMAGNETISMO</b>	<b>120</b>

5.1 – Introdução	120
5.2 – Estudo de um tipo de aplicador elétrico para a terapia não invasiva de tumores intramusculares por hipertermia	120
5.2.1 – Modelo 2D “Aplicador RF – Tecido humano”	122
5.2.2 – Resultados e discussão	123
5.3 – Modelagem da interação de antenas próximas à cabeça humana (estudo baseado em modelos canônicos)	129
5.3.1 – Modelagem 2D de modelos multicamadas da interação de antenas próximas à cabeça humana	135
5.4 – Estudo de ressonância eletromagnética para o corpo humano exposto à campos distantes	141
5.5 – Conclusões do capítulo	147
<b>CONCLUSÕES GERAIS</b>	148
<b>ANEXO 1 – Matriz de espalhamento [S], correspondente ao nó TLM-2D Série modificado para a análise do modo TE em problemas dielétricos com perdas</b>	151
<b>ANEXO 2 – Referências bibliográficas pessoais</b>	152
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	154

## LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

Símbolo	Descrição	Unidade
ANATEL	Agência Nacional de Telecomunicações	
ABC	Condição de Fronteira Absorvente ( <i>Absorbing Boundary Condition</i> )	
$\hat{A}$	Valor complexo resultante da DFT	
$a, a_0$	Dimensões geométricas dos guias de onda	m
$\vec{B}$	Vetor indução magnética	Wb/m <sup>2</sup>
$b, b_0$	Dimensões geométricas dos guias de onda	m
CG – FFT	<i>Conjugate – Gradient Fast – Fourier Transform</i>	
$C, C_x, C_y, C_z$	Capacitância das linhas de transmissão	F
$C_s$	Capacitância dos tocos capacitivos	F
$C_T$	Capacitância total do nó	F
$C_d, C_{sd}, C_{dx}, C_{dy}$	Capacitância por unidade de comprimento	F/m
$c$	Velocidade da luz	m/s
$c$	Capacidade específica de calor	J/kg °C
DFT	Transformada Discreta de Fourier ( <i>Discreet Fourier Transform</i> )	
$\vec{D}$	Vetor indução elétrica	C/m <sup>2</sup>
$d$	Profundidade de penetração	m
$d$	Distância antena – cabeça	m

$\vec{E}, \hat{E}$	Vetor e vetor – fasor campo elétrico	V/m
$E_x, E_y, E_z$	Componentes do campo elétrico	V/m
$\hat{E}_{yt}$	Campo elétrico total (valor complexo)	V/m
$\hat{E}_{yi}$	Campo elétrico incidente (valor complexo)	V/m
$\hat{E}_{yr}$	Campo elétrico refletido (valor complexo)	V/m
$E_0$	Amplitude máxima do campo elétrico	V/m
$E_t$	Componente tangencial do campo elétrico	V/m
$E_n$	Componente normal do campo elétrico	V/m
$E_{wx}$	Distância antena – parede condutora	m
FDTD	Método das Diferencias Finitas no domínio do Tempo ( <i>Finite Difference Time Domain Method</i> )	
FEM	Método dos Elementos Finitos ( <i>Finite Element Method</i> )	
$F(s)$	Função no domínio $s$	
$f(t)$	Função no domínio do tempo	
$f$	Frequência	Hz
$f_c$	Frequência de corte	Hz
$G(s)$	Função no domínio $s$	
$G_s, G_x, G_y, G_e$	Condutância dos tocos dissipativos	S
$\bar{G}_s$	Condutância normalizada dos tocos dissipativos para as malhas convencionais	
$G_{sd}, G_{ed}$	Condutância por unidade de comprimento	S/m
$g_e$	Condutância normalizada dos tocos dissipativos para as malhas dispersivas	

$g(t)$	Função no domínio do tempo	
$\vec{H}, \hat{H}$	Vetor e vetor – fasor campo magnético	A/m
$H_x, H_y, H_z$	Componentes do campo magnético	A/m
IFT	Transformada Inversa de Fourier ( <i>Inverse Fourier Transform</i> )	
$I_x, I_y, I_z$	Componentes da corrente elétrica no nó para cada direção	A
$I_1, I_2, \dots, I_{12}$	Correntes dos ramos dos nós	A
$i_x, i_y, i_z$	Componentes normalizadas da corrente elétrica no nó para cada direção	V
$i$	Quantidade incidente (sufixo sobrescrito)	
$\vec{J}_c, \hat{J}_c$	Vetor e vetor – fasor da densidade superficial de corrente	A/m <sup>2</sup>
$\hat{J}_{ce}$	Vetor – fasor da densidade superficial de corrente de condução efetiva	A/m <sup>2</sup>
$\hat{J}_{de}$	Vetor – fasor da densidade superficial de corrente de deslocamento efetiva	A/m <sup>2</sup>
$j$	$\sqrt{-1}$	
$k$	Número da iteração no tempo (prefixo subscripto)	
$k_e$	Coefficiente de ganho	
$L$	Comprimento do corpo	m
$L, L_x, L_y, L_z$	Indutância das linhas de transmissão	H
$L_s$	Indutância dos tocos indutivos	H
$L_T$	Indutância total do nó	H
$L_d, L_{sd}, L_{dx}, L_{dy}$	Indutância por unidade de comprimento	H/m
MoM	Método dos Momentos ( <i>Moments Method</i> )	

$N$	Número de regiões de dispersão	
$NiterT$	Número de iterações no tempo	
$n$	Indicador do eixo $x, y$ ou $z$ (sufixo subscrito)	
$n$	Indicador do número da região de dispersão (sufixo subscrito)	
OMS	Organização Mundial da Saúde	
$P_{rad}$	Potência radiada pela antena	W
$P_m$	Taxa de aquecimento metabólico	W/kg
$P_c$	Taxa de perda de calor por unidade de volume devido à condução térmica	W/kg
$P_b$	Taxa de perda de calor por unidade de volume devido ao fluxo sanguíneo	W/kg
$p$	Número dos ramos do nó	
RNI	Radiação Não Ionizante	
$R$	Valor real no domínio do tempo para o cálculo da DFT	
$R_s$	Resistência dos tocos dissipativos	$\Omega$
$R_{sd}$	Resistência por unidade de comprimento	$\Omega/m$
$\bar{R}_s$	Resistência normalizada dos tocos dissipativos para as malhas convencionais	
RF	Radiofrequência	
$r$	Quantidade refletida (sufixo sobrescrito)	
$rms$	Valor eficaz ( <i>root mean square</i> )	
$S$	Densidade de potência	W/m <sup>2</sup>
SAR	Taxa de Absorção Específica ( <i>Specific Absorption Rate</i> )	W/kg

SCN	Nó Simétrico Condensado ( <i>Symmetric Condensed Node</i> )	
$[S]$	Matriz de espalhamento	
$S_{ex}, S_{ey}, S_{ez}$	Funções no domínio discreto $z$	V
$S_{ednx}, S_{edny}, S_{ednz}$	Funções auxiliares no domínio discreto $z$	V
$s$	Operador de Laplace (domínio $s$ )	$s^{-1}$
$\bar{s}$	Operador de Laplace normalizado	
$T$	Coefficiente de transmissão	
$T$	Temperatura	$^{\circ}\text{C}$
$T_e$	Coefficiente de ganho	
TE	Polarização Transversal Elétrica	
TM	Polarização Transversal Magnética	
$t$	Tempo	s
$\tan\delta$	Tangente de perdas	
$V_x, V_y, V_z$	Componentes de tensão do nó para cada direção	V
$V_1, V_2, \dots, V_{12}$	Tensão total nas portas do nó	V
$V_1^i, V_2^i, \dots, V_{12}^i$	Tensão incidente nos ramos do nó	V
$V_1^r, V_2^r, \dots, V_{12}^r$	Tensão refletida nos ramos do nó	V
$V_{sCx}^i, V_{sCy}^i, V_{sCz}^i$	Tensão incidente nos tocos capacitivos	V
$V_{sLx}^i, V_{sLy}^i, V_{sLz}^i$	Tensão incidente nos tocos indutivos	V
$V_{sCx}^r, V_{sCy}^r, V_{sCz}^r$	Tensão refletida nos tocos capacitivos	V



$V_{sLx}^r, V_{sLy}^r, V_{sLz}^r$	Tensão refletida nos tocos indutivos	V
$\bar{V}^i$	Vetor das tensões incidentes	V
$\bar{V}^r$	Vetor das tensões refletidas	V
$x, y, z$	Coordenadas espaciais cartesianas	m
$Y_{LT}, Y_{LTx}, Y_{LTy}$	Admitâncias das linhas de transmissão	$\Omega^{-1}$
$Y_0$	Admitância característica do espaço livre	$\Omega^{-1}$
$Y_s, Y_{sc}$	Admitâncias dos tocos capacitivos	$\Omega^{-1}$
$\hat{Y}, \bar{Y}_s$	Admitâncias normalizadas	
$Z_{LT}, Z_{LTx}, Z_{LTy}$	Impedâncias das linhas de transmissão	$\Omega$
$Z_0$	Impedância característica do espaço livre	$\Omega$
$Z_s, Z_{sc}$	Impedâncias dos tocos capacitivos	$\Omega$
$\hat{Z}, \bar{Z}_s$	Impedâncias normalizadas	
$Z_t$	Impedância de terminação da malha	$\Omega$
$Z_{eq}$	Impedância equivalente	$\Omega$
$Z_{gap}$	Impedância no <i>gap</i> da antena	$\Omega$
$\hat{Z}_{agua}$	Impedância da água (valor complexo)	$\Omega$
$z$	Operador do domínio discreto $z$	
$\alpha, \beta, \delta, \gamma$	Regiões de dispersão dielétrica	
$\alpha_{en}$	Coeficiente de ganho para materiais dielétricos de Debye com $n$ termos de relaxação	
$\beta_{en}$	Coeficiente resultante da discretização exponencial para materiais dielétricos de Debye com $n$ termos de relaxação	

$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Comprimento discretizado do nó para cada direção	m
$\Delta \ell$	Comprimento discretizado do nó para malha regular	m
$\Delta t$	Passo de tempo discretizado	s
$\Delta \chi_{en}$	Contraste da susceptibilidade elétrica para materiais dielétricos de Debye com $n$ termos de relaxação	
$\varepsilon$	Permissividade elétrica	F/m
$\varepsilon_r$	Permissividade elétrica relativa (constante dielétrica)	
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica do espaço livre	F/m
$\hat{\varepsilon}$	Permissividade elétrica complexa	F/m
$\varepsilon'$	Parte real da permissividade elétrica complexa	F/m
$\varepsilon''$	Parte imaginária da permissividade elétrica complexa	F/m
$\hat{\varepsilon}_r$	Permissividade elétrica relativa complexa	
$\varepsilon_r'$	Parte real da permissividade elétrica relativa complexa (constante dielétrica)	
$\varepsilon_r''$	Parte imaginária da permissividade elétrica relativa complexa	
$\varepsilon_\infty$	Constante dielétrica no infinito	
$\varepsilon_{sn}$	Constante dielétrica estática para a região de dispersão dielétrica $n$	
$\Gamma$	Coefficiente de reflexão	
$\lambda$	Comprimento de onda	m
$v_{LT}, v_{LTx}, v_{LTy}$	Velocidade de propagação nas linhas de transmissão	m/s
$v_m$	Velocidade de propagação da onda num meio qualquer	m/s

$\mu$	Permeabilidade magnética	H/m
$\mu_r$	Permeabilidade magnética relativa	
$\mu_0$	Permeabilidade magnética do espaço livre	H/m
$\pi$	Constante pi	
$\rho$	Densidade de massa específica do tecido	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Condutividade elétrica total	S/m
$\sigma_a$	Condutividade elétrica alternada (dispersiva)	S/m
$\sigma_s$	Condutividade elétrica estática (iônica)	S/m
$\sigma_m$	Resistividade magnética	$\Omega$ /m
$\tau_{en}$	Constante de tempo de relaxação dielétrica para a região de dispersão dielétrica $n$	s
$\chi_e$	Susceptibilidade elétrica	
$\chi_{e0}, \chi_{e1}, \bar{\chi}_e$	Componentes de $\chi_e(z)$ expandida em frações parciais	
$\chi_{e\infty}$	Susceptibilidade elétrica no infinito	
$\omega$	Frequência angular	rad/s
$\nabla$	Operador Nabla (vetor)	
*	Operação de produto de convolução	
x	Operação de produto vetorial	
1D	Unidimensional	
2D	Bidimensional	
3D	Tridimensional	



# INTRODUÇÃO GERAL

A necessidade da modelagem o mais realista possível dos problemas que envolvem a análise e o cálculo de campos eletromagnéticos em aplicações práticas, ligada ao vertiginoso e constante aumento da capacidade de processamento dos computadores modernos conduziu, nas últimas décadas, a um rápido desenvolvimento das técnicas de cálculo numérico.

Para o caso específico de problemas com propagação de ondas eletromagnéticas, dentre os principais métodos de modelagem numérica empregados encontram-se o das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo (*FDTD – Finite Difference Time Domain*), o dos Elementos Finitos (*FEM -- Finite Element Method*), o dos Momentos (*MoM – Moments Method*) e o de Modelagem por Linhas de Transmissão (*TLM – Transmission Line Matrix Method*).

De todos eles, o TLM é provavelmente o método que mais evoluiu nos últimos anos. Proposto pelo pesquisador Peter B. Johns e colaboradores em 1971 [1], o TLM é um método diferencial utilizado para a resolução no domínio do tempo das equações de Maxwell para os casos mais gerais de propagação de ondas eletromagnéticas, isto é, permite a modelagem de problemas com estruturas de geometrias complexas, meios não homogêneos e com perdas, além de comportar nas suas formulações mais avançadas materiais com parâmetros variáveis (não lineares, dispersivos e anisotrópicos).

O TLM experimentou um grande desenvolvimento na última década do século XX, nas suas versões de formulação bi (2D) e tridimensional (3D), assim como em aplicações não só nas áreas vinculadas ao eletromagnetismo, para o qual foi criado, como também naquelas nas quais as equações que governam os fenômenos físicos são equivalentes às equações de difusão e propagação das ondas (fenômenos ópticos, acústicos e térmicos, por exemplo).

No entanto, apesar do método na atualidade estar bem estabelecido, ainda experimenta uma franca evolução. Esta evolução se dá no aspecto da sua implementação computacional, na elaboração de novas formulações e na expansão da sua aplicação à problemas práticos pouco estudados, como por exemplo, nas áreas de compatibilidade eletromagnética e microeletrônica. Tudo isto, com o intuito de aumentar a sua eficiência e precisão, para torná-lo uma ferramenta de modelagem numérica ainda mais atraente e poderosa.

Neste sentido, o presente trabalho de doutorado tem, como objetivos principais, fazer contribuições no equacionamento e na implementação do método TLM (2D e 3D), assim como também aplicar o mesmo aos estudos *de interação dos campos eletromagnéticos de*

*radiofrequência (RF) com os sistemas biológicos*, tema de grande interesse atual, porém pouco explorado pelos pesquisadores do método.

A influência da ação do campo elétrico, do campo magnético e dos campos eletromagnéticos sobre os organismos vivos vem sendo observada há muitos séculos. Recentemente, na década de 1940, após a Segunda Guerra Mundial, começaram a aparecer na literatura técnica os primeiros trabalhos com rigor científico sobre o tema [2]. Mas foi apenas no início da década de 1980 que cientistas e a sociedade em geral começaram verdadeiramente a se preocupar com o fato. Este interesse pelo estudo dos fenômenos da interação dos campos com os seres vivos (fundamentalmente com o homem) na procura de possíveis efeitos biológicos adversos à saúde é devido, sobretudo, ao vertiginoso desenvolvimento tecnológico dos últimos anos, que propiciou a massificação dos dispositivos eletroeletrônicos, geradores de emissões eletromagnéticas (computadores, telefones celulares, torres – antenas de comunicação, etc.) e que estão inseridos praticamente em todos os ambientes em que também o ser humano está presente.

Paralelamente, a aplicação dos campos eletromagnéticos tem desempenhado um importante papel na prática médica, tanto nos métodos de diagnóstico, como por exemplo, na obtenção de imagens do corpo humano por Ressonância Magnética Nuclear (RMN), que permite a detecção de tumores, quanto nas técnicas de terapia direta para inúmeras doenças, que introduzem novas possibilidades e expectativas de cura. Em relação ao câncer, por exemplo, tem-se demonstrado que os tratamentos terapêuticos por hipertermia (elevação da temperatura dos tecidos por exposição aos campos de RF) reduzem e ajudam na eliminação das células cancerígenas, exercendo um efeito antitumoral [3].

Para compreender os fenômenos bioeletromagnéticos é fundamental explicar os mecanismos básicos que controlam a ação dos campos sobre as células e tecidos biológicos. Assim, é preciso caracterizar e quantificar a distribuição do campo elétrico, do campo magnético, das correntes induzidas e dos níveis de energia absorvida no interior dos tecidos envolvidos. Porém, na atualidade, uma das principais dificuldades enfrentadas pelos pesquisadores é a impossibilidade da medição direta dessas grandezas no interior do corpo humano, precisando-se, portanto, do auxílio de modelos computacionais e experimentais que simulem os fenômenos da interação.

É neste último aspecto que os métodos de cálculo numérico desempenham um importante papel como ferramentas de modelagem, pois devido à natureza e geometria complexa dos tecidos torna-se praticamente inviável o tratamento analítico dos problemas. As simulações numéricas provêm aos pesquisadores e projetistas de valiosas informações sobre as características fundamentais da propagação dos campos no domínio de estudo e podem, também, permitir a avaliação da efetividade de um determinado tratamento médico, de maneira mais rápida e com menor custo do que poderia ser feito experimentalmente.

O método TLM, com sua grande versatilidade para a modelagem dos fenômenos de propagação de ondas em inúmeras situações práticas, surge como atraente alternativa para ser utilizado neste tipo de problema. Sua possibilidade de aplicação é ampla e ainda pouco explorada nesta área, sendo este um desafio do presente estudo: demonstrar suas potencialidades.

Assim, o trabalho de doutorado aqui apresentado abrange tanto as áreas de *desenvolvimento e implementação* quanto a de *aplicação* do método TLM, como será visto no decorrer da presente tese.

Primeiramente, os fundamentos básicos do método TLM são expostos no *Capítulo 1*, onde serão apresentadas as formulações tradicionais das topologias dos nós empregados na modelagem 2D e 3D, para o caso de malha regular. Discute-se ainda, a representação das condições de contorno e as principais fontes de erros inerentes ao método.

A formulação para malhas *irregulares* 2D é descrita no *Capítulo 2*, contornando-se assim a limitação imposta pelo aspecto geométrico da malha tradicional. Ainda, os algoritmos TLM foram adaptados para o tratamento de meios dielétricos e magnéticos com *perdas*. No final do capítulo, é feita a validação das implementações computacionais no estudo da propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas guiadas de geometria arbitrária, sendo algumas delas casos de interesse prático nas aplicações de microondas.

No *Capítulo 3* são tratados os aspectos teóricos da interação dos campos eletromagnéticos de RF com os meios biológicos. As propriedades elétricas da matéria biológica, considerada como um meio dielétrico com perdas e altamente dispersivo (dependente da frequência), são abordadas a partir do ponto de vista macroscópico, através do equacionamento da permissividade dielétrica complexa do meio. No final do capítulo, são feitas algumas considerações sobre a Taxa de Absorção Específica (SAR), grandeza amplamente utilizada como medida dosimétrica da parcela de energia eletromagnética radiada que é absorvida pelo tecido biológico exposto.

No *Capítulo 4* é introduzido o equacionamento do TLM (2D e 3D) para o tratamento de meios lineares com parâmetros dispersivos, utilizando técnicas de *Transformada Z*. O método, assim reformulado, permite a manipulação direta no domínio do tempo das equações com parâmetros dependentes da frequência. Assim, com apenas uma rodada do código computacional, utilizando uma excitação transiente (um impulso, por exemplo), é possível obter com boa precisão resultados para múltiplas frequências. Sendo o presente trabalho focado para os estudos de meios biológicos, o equacionamento é condicionado para o tratamento de meios dielétricos de primeira ordem com múltiplos termos (materiais de *Debye*), devido a ser esta o tipo de aproximação comumente empregada para representar a natureza dispersiva dos tecidos biológicos. No final do capítulo, os programas computacionais são validados utilizando casos *testes*, relatados na literatura.

No *Capítulo 5* são mostrados os resultados obtidos da aplicação do método TLM em problemas de interação dos campos de RF com o organismo humano. Três casos foram avaliados: a) o estudo 2D de um tipo de aplicador elétrico para terapia não invasiva de tumores intramusculares por hipertermia; b) a interação dos campos radiados por telefones celulares com a cabeça humana (estudo baseado em modelos canônicos) e c) estudo de ressonância eletromagnética para o corpo humano exposto à ação de uma onda plana uniforme. Estes exemplos de aplicações bioeletromagnéticas foram escolhidos para testar as potencialidades do TLM na modelagem destes tipos de problemas.

Finalmente, são feitas as *Conclusões Gerais* do trabalho, bem como as propostas de pesquisas futuras partindo do caminho explorado pela presente tese.



# CAPÍTULO 1

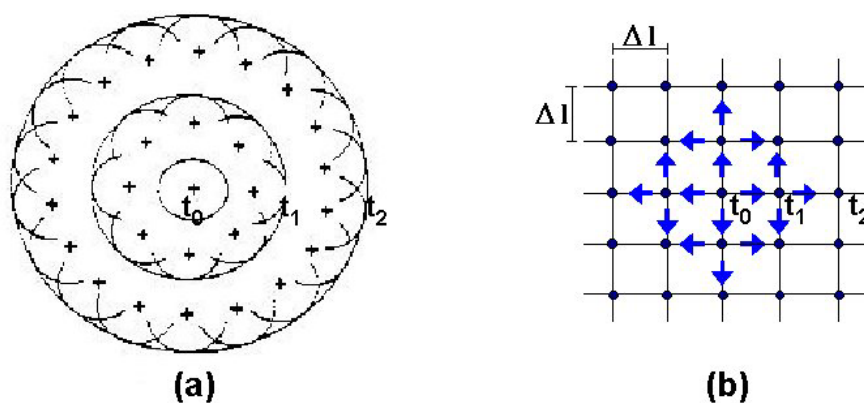
## O MÉTODO TLM

Neste capítulo serão apresentados os princípios teóricos e a formulação do método TLM nas suas versões bi e tridimensional.

### 1.1 O Método TLM – 2D

Em 1971, Peter B. Johns introduz uma versão moderna do uso de redes de circuitos elétricos para solução de problemas de espalhamento bidimensionais, inspirada na teoria ondulatória da luz, proposta pelo físico holandês Christian Huygens no final do século XVII. Este novo método numérico foi denominado TLM-2D (*Two-dimensional Transmission-Line Matrix Method*) [1]. O Princípio de Huygens [4 – 6] afirma que a luz teria um comportamento ondulatório e seria possível prever onde se posicionaria a frente de onda em um certo instante de tempo futuro, se fosse conhecida sua posição no instante atual.

A frente de onda (figura 1.1a) pode ser vista como o resultado da superposição de infinitas fontes secundárias, pontiformes, irradiando ondas esféricas. Neste caso, a posição da frente de onda seria a superfície tangente às superfícies destas ondas secundárias.



**Figura 1.1 – Representação bidimensional da propagação da onda. a) Modelo de propagação da luz proposto por Huygens; b) Modelo de linhas de transmissão proposto por Johns.**

Com a finalidade de se implementar o modelo de Huygens, o espaço bidimensional é modelado de forma discretizada mediante linhas de transmissão hipotéticas, interconectadas entre si, gerando uma malha cartesiana de pontos separados por uma distância  $\Delta\ell$  (figura 1.1b). Os

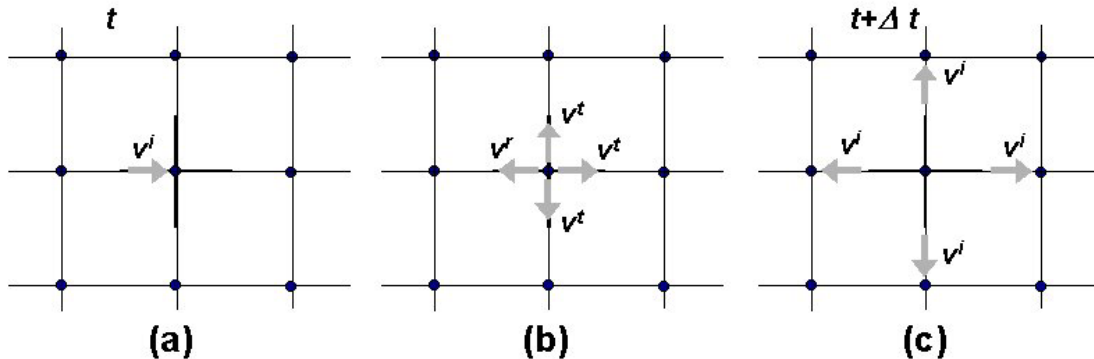
impulsos de energia se propagam por estas linhas de transmissão, sendo  $\Delta t$  o tempo necessário para os mesmos se deslocarem entre dois pontos adjacentes.

No modelo de linhas, a energia é espalhada isotropicamente por toda a malha, da mesma forma que ocorre na representação da onda propagando-se no meio. Esta malha representa o meio físico em duas dimensões e os impulsos representam as fontes secundárias, formadoras da onda que se desloca neste meio.

A relação entre as unidades elementares finitas do espaço ( $\Delta \ell$ ) e do tempo ( $\Delta t$ ) fornece a expressão para o cálculo da velocidade de propagação dos impulsos ao longo dos ramos da malha [4, 6,7]:

$$v_{LT} = \frac{\Delta \ell}{\Delta t} \quad (1.1)$$

O mecanismo de propagação da energia na malha TLM está formado pelo processo de *espalhamento* da energia em um nó, seguido do processo de *conexão* desta energia com os ramos dos outros nós adjacentes. A figura 1.2 mostra de forma esquemática este processo de espalhamento e de conexão da energia na malha.



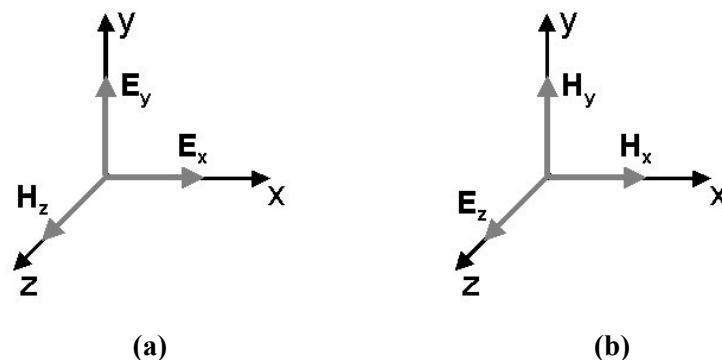
**Figura 1.2 – Processo de propagação de energia na malha. a) Incidência de um impulso de tensão; b) Espalhamento do impulso nos ramos do nó; c) Conexão dos impulsos com os ramos dos nós adjacentes.**

A cada passo de tempo discretizado  $\Delta t$ , os impulsos viajam de um nó até os nós adjacentes, através dos ramos que os conectam. Quando um impulso atinge um nó é dito impulso *incidente*, sendo que uma parcela da sua energia é *transmitida* para os outros ramos deste nó, enquanto a outra parcela restante é *refletida* de volta para o ramo de onde partiu o impulso incidente. Os impulsos espalhados no nó se tornam, no intervalo discretizado de tempo seguinte, novos impulsos incidentes nos ramos dos nós vizinhos (figura 1.2). Este mecanismo de propagação da energia na malha vai se repetindo durante todo o intervalo de tempo definido para a simulação.

Na modelagem TLM é necessário o estabelecimento da equivalência entre as equações de Maxwell, que descrevem a propagação das ondas interagindo com o meio físico, e as equações de circuitos elétricos, que descrevem as relações entre correntes e tensões no modelo de linhas de transmissão.

No caso bidimensional, é possível abordar os problemas de propagação para duas formas de polarização [5,7] (figura 1.3):

- TE (transversal elétrica): com uma componente de campo magnético na direção de propagação, normal ao plano da malha onde se encontram as duas componentes de campo elétrico;
- TM (transversal magnética): com uma componente de campo elétrico na direção de propagação, normal ao plano da malha onde se encontram as duas componentes de campo magnético.



**Figura 1.3 – Polarizações dos campos na modelagem bidimensional (considerando z como a direção de propagação da onda). a) Modo TE; b) Modo TM.**

Para cada uma destas polarizações é desenvolvida uma topologia diferente de nó para a montagem da malha, a fim de se manter a analogia *campo elétrico - tensão* e *campo magnético - corrente*. Isto será mostrado a seguir.

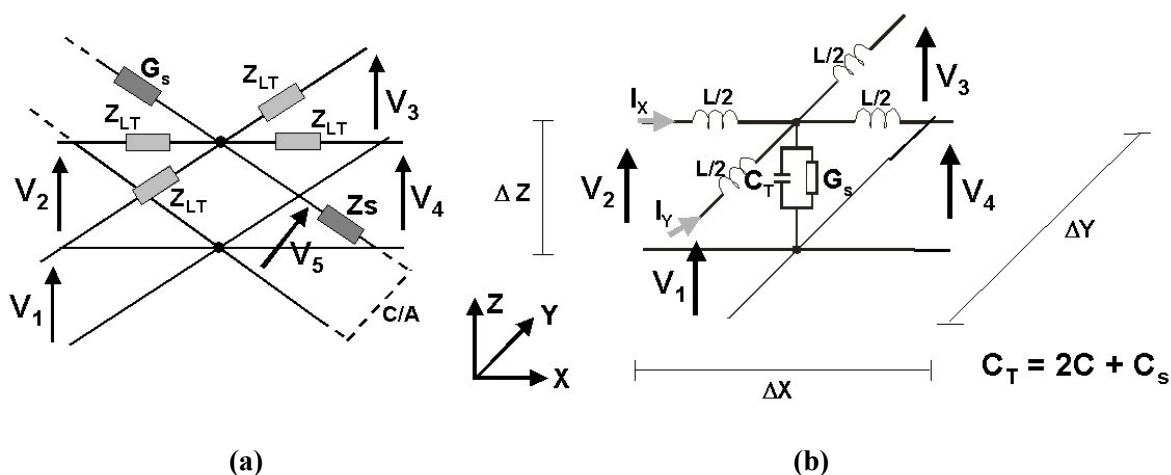
### 1.1.2 O nó TLM – 2D Paralelo

A primeira versão surgida do método TLM foi o nó *Paralelo*, utilizado na época para o cálculo das frequências de corte dos modos de propagação TM em guias de onda preenchidos por meios homogêneos e sem perdas [1,8]. Estudos subsequentes de P. Johns e Akhtarzad [9,10] incorporaram, mediante alterações na topologia da célula básica, a análise de problemas contendo materiais dielétricos diferentes e com perdas (onde a permissividade e condutividade elétrica variam na região de estudo).

O modelo básico deste tipo de nó, como mostram as figuras 1.4a e 1.4b, é formado pela intersecção ortogonal de duas linhas de transmissão idênticas sem perdas. A junção das linhas no

centro do nó dá lugar à formação de quatro novas linhas, denominadas *ramos*, com impedância característica  $Z_{LT}$ . As tensões  $V_1, \dots, V_4$  identificam os terminais de cada ramo, chamados de *portas*, por onde é feita a interligação com os nós vizinhos e com os contornos externos para a formação da malha.

A modelagem de meios dielétricos não homogêneos e com perdas é possível introduzindo elementos reativos e dissipativos, chamados de *tocos* ou *stubs*, na topologia do nó. Se diferentes materiais estão sendo modelados pela malha, esta é dividida em partes ou regiões homogêneas onde, em função dos parâmetros físicos da região, dimensionam-se adequadamente os tocos para a modelagem do meio presente. O toco reativo (que modela o aumento da permissividade elétrica do meio) é um segmento de linha de transmissão terminada em aberto, representado pela impedância característica  $Z_s$  (ver figura 1.4a). No circuito equivalente do nó (figura 1.4b), o toco é representado por uma capacitância  $C_s$  inserida no ponto central do circuito. O toco dissipativo (que modela as perdas elétricas do meio) é representado por uma condutância  $G_s$ , como também mostram as figuras 1.4a e 1.4b.



**Figura 1.4 – Nó TLM - 2D Paralelo. a) Modelo de linhas de transmissão; b) Circuito elétrico equivalente do nó.**

Nos modelos da figura 1.4, o comprimento do nó é definido por  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta \ell$  (razão pela qual o nó é denominado quadrado). Os parâmetros dos ramos serão  $L = L_d \Delta \ell$ , e  $C = C_d \Delta \ell$ , onde  $L_d$  e  $C_d$  são, respectivamente, a indutância e a capacitância por unidade de comprimento da linha. Percebe-se que a capacitância total do nó é o resultado das contribuições das capacitâncias dos ramos em conexão paralela e da capacitância do toco reativo:  $C_T = 2C + C_s$ .

Considerando cada nó da malha como um elemento infinitesimal, isto é, que o comprimento  $\Delta \ell$  é muito menor do que os comprimentos de onda dos sinais a serem estudados, então, aplicando-se as leis de Kirchhoff para circuitos elétricos, pode-se determinar as equações diferenciais de corrente e tensão do circuito da figura 1.4b, obtendo-se [7,11,12,13]:

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = -L_d \frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.2a)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = -L_d \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.2b)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = - \left( 2C_d + \frac{C_{sd}}{2} \right) \frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} - G_{sd} \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right) \quad (1.2c)$$

Para mostrar a equivalência com a teoria de campos, partimos das equações de Maxwell (lei de Faraday e Ampère) sob a forma local, para meios dielétricos lineares e isotrópicos:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1.3a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E} \quad (1.3b)$$

onde:  $\mu_0$  e a permeabilidade magnética,  $\varepsilon$  a permissividade elétrica e  $\sigma$  a condutividade elétrica do meio.

Admitindo polarização TM ( $H_z = 0$ ) da onda em relação ao plano  $xy$ , e que não existe variação das componentes de campo na direção de propagação ( $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ), a expansão das equações (1.3) no sistema cartesiano fica:

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (1.4a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (1.4b)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z \quad (1.4c)$$

Comparando as equações (1.2) e (1.4), verifica-se a seguinte equivalência entre as grandezas de campo e da malha TLM com nós paralelos:

$$E_z = \frac{V_z}{\Delta\ell} \quad (1.5a)$$

$$H_x = \frac{I_y}{\Delta\ell} \quad (1.5b)$$

$$H_y = -\frac{I_x}{\Delta\ell} \quad (1.5c)$$

e, os parâmetros do meio modelado se relacionam com os do circuito:

$$\mu_0 = L_d \quad (1.6a)$$

$$\varepsilon = (2C_d + \frac{C_{sd}}{2}) \quad (1.6b)$$

$$\sigma = G_{sd} \quad (1.6c)$$

Ainda, da expressão 1.6b pode se obter:  $\varepsilon_0 = 2C_d$  e  $\varepsilon_r = (1 + \frac{C_{sd}}{2 \cdot \varepsilon_0})$ . Portanto, a caracterização dielétrica do meio modelado é concentrada no toco reativo ligado ao nó.

A velocidade de propagação dos pulsos nas linhas de transmissão dos ramos é expressa por:

$$v_{LT} = \frac{\Delta\ell}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{L_d C_d}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot c \quad (1.7)$$

onde:  $c$  é a velocidade de propagação da luz no vácuo ou espaço livre. A impedância característica das linhas é expressa por:

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \sqrt{2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot Z_0 \quad (1.8)$$

onde:  $Z_0$  é a impedância característica do espaço livre.

O passo discretizado de tempo  $\Delta t$ , segundo a expressão (1.7) será calculado como:

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{\sqrt{2} \cdot c} \quad (1.9)$$

### 1.1.2.1 Processo de propagação da energia na malha com nó Paralelo

A análise do processo de *espalhamento* dos impulsos na malha e a quantificação dos valores de tensões e correntes são feitos a partir da substituição dos ramos de linhas que formam o nó pelo seu circuito equivalente de Thévenin, segundo a teoria de linhas de transmissão [7, 11,12 ], como mostra a figura 1.5.

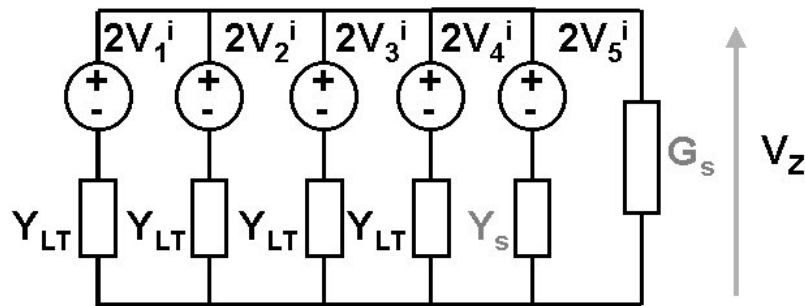


Figura 1.5 – Circuito equivalente de Thévenin para o Nó TLM - 2D Paralelo.

No circuito  $V_1^i$ ,  $V_2^i$ ,  $V_3^i$ ,  $V_4^i$  são as tensões incidentes nos ramos,  $V_5^i$  a tensão incidente no teco reativo e  $V_z$  é a tensão no ponto central do nó, expressa por:

$$kV_z = \frac{2 \cdot \left( (kV_1^i + kV_2^i + kV_3^i + kV_4^i) \cdot Y_{LT} + kV_5^i \cdot Y_s \right)}{4Y_{LT} + Y_s + G_s} \quad (1.10)$$

Na figura 1.5 e na expressão (1.10),  $Y_{LT} = Z_{LT}^{-1}$  é a admitância das linhas,  $Y_s = 4(\epsilon_r - 1) \cdot Y_{LT}$  a admitância do teco reativo e  $G_s$  a condutância do teco de perdas.

A tensão total para cada porta do nó será, conforme a teoria de linhas de transmissão (para melhor entendimento vide figura 1.4):

$${}_kV_p = {}_kV_p^i + {}_kV_p^r \quad (1.11)$$

onde: a tensão incidente  $V^i$  é aquela que incide no núcleo do nó a partir de uma determinada porta, a tensão refletida  $V^r$  é aquela que reflete do núcleo do nó em direção a uma determinada porta,  $k$  é o instante de tempo analisado e  $p$  o número da porta do nó.

Considerando  ${}_k V_p^r = {}_k V_z - {}_k V_p^i$ , a tensão refletida (ou espalhada) para cada porta do nó pode ser obtida partindo-se da expressão (1.11):

$${}_k V_p^r = {}_k V_z - {}_k V_p^i \quad (1.12)$$

De forma geral, o processo de espalhamento, onde se relacionam as tensões refletidas para cada porta com as tensões incidentes em todas as portas, pode ser representado na forma matricial:

$${}_k \bar{V}^r = {}_k [S] {}_k \bar{V}^i \quad (1.13)$$

onde  ${}_k \bar{V}^r, {}_k \bar{V}^i$  são os vetores das tensões refletidas e incidentes, respectivamente, e  ${}_k [S]$ , a matriz de espalhamento.

De forma explícita, o sistema fica:

$${}_k \begin{bmatrix} V_1^r \\ V_2^r \\ V_3^r \\ V_4^r \\ V_5^r \end{bmatrix} = \frac{1}{\hat{Y}} \begin{bmatrix} 2 - \hat{Y} & 2 & 2 & 2 & 2\bar{Y}_s \\ 2 & 2 - \hat{Y} & 2 & 2 & 2\bar{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 - \hat{Y} & 2 & 2\bar{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 & 2 - \hat{Y} & 2\bar{Y}_s \\ 2 & 2 & 2 & 2 & 2\bar{Y}_s - \hat{Y} \end{bmatrix} {}_k \begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ V_3^i \\ V_4^i \\ V_5^i \end{bmatrix} \quad (1.14)$$

onde:  $\hat{Y} = 4 + \bar{Y}_s + \bar{G}_s$ , com  $\bar{Y}_s$  e  $\bar{G}_s$  representando  $Y_s$  e  $G_s$  normalizadas em relação à admitância das linhas de transmissão da malha, respectivamente.

No momento seguinte  $k + 1$ , qualquer impulso refletido de um nó na posição  $(x, y)$  se torna automaticamente um impulso incidente no nó adjacente, como mostram as figuras 1.2 e 1.6. Este processo de *conexão* é descrito pelas equações:

$${}_{k+1} V_1^i(x, y+1) = {}_k V_3^r(x, y) \quad (1.15a)$$

$${}_{k+1} V_2^i(x+1, y) = {}_k V_4^r(x, y) \quad (1.15b)$$

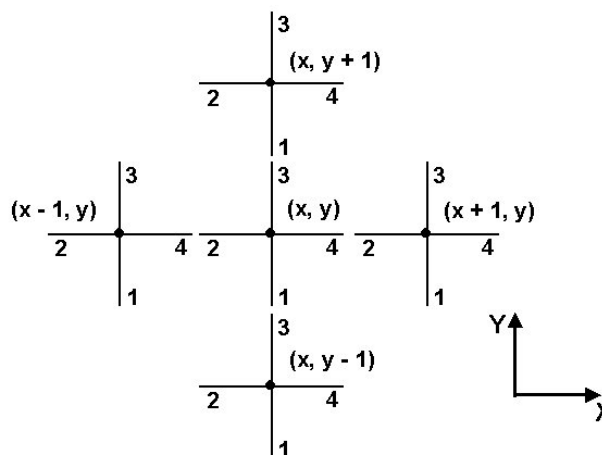
$${}_{k+1} V_3^i(x, y-1) = {}_k V_1^r(x, y) \quad (1.15c)$$

$${}_{k+1} V_4^i(x-1, y) = {}_k V_2^r(x, y) \quad (1.15d)$$

e para o toco reativo:

$${}_{k+1} V_5^i(x, y) = {}_k V_5^r(x, y) \quad (1.15e)$$





**Figura 1.6 – Conexão com o momento seguinte para a malha formada por nós paralelos.**

Como as linhas de transmissão que formam a malha possuem as mesmas dimensões e impedâncias características, o tempo gasto por um impulso para percorrer um ramo em qualquer direção é o mesmo, assegurando o sincronismo dos pulsos da malha. Não existindo uma mudança do valor de impedância na passagem de um impulso de um ramo para o ramo do nó vizinho, não acontecem então reflexões espúrias no processo de conexão dos pulsos.

É interessante observar que a introdução do toco de perdas não é responsável pelo aumento do número de linhas e colunas na matriz de espalhamento. O impulso espalhado pelo toco de perdas não é refletido de volta ao nó, ao ser este perdido (dissipado) no toco. Não havendo reflexão, não há necessidade de se realizar um processo de conexão deste impulso no próximo instante de tempo.

### 1.1.2.2 Computação dos campos para o nó Paralelo

Da solução do circuito equivalente de Thévenin e das equivalências obtidas entre as grandezas de campo e da malha TLM em (1.5) são estabelecidas as expressões para o cálculo dos campos eletromagnéticos, segundo a polarização TM.

O campo elétrico na direção  $z$  será dado por:

$${}_k E_z = \frac{{}_k V_z}{\Delta \ell} = \frac{2 \cdot \left( ({}_k V_1^i + {}_k V_2^i + {}_k V_3^i + {}_k V_4^i) \cdot Y_{LT} + {}_k V_5^i \cdot Y_s \right)}{(4Y_{LT} + Y_s + G_s) \cdot \Delta \ell} \quad (1.16)$$

As relações entre as componentes de campo magnético e as correntes do nó nas direções  $x$  e  $y$  podem ser expressas como:

$${}_k H_x = \frac{k I_y}{\Delta \ell} = \frac{k V_1^i - k V_3^i}{Z_{LT} \Delta \ell} \tag{1.17a}$$

$${}_k H_y = -\frac{k I_x}{\Delta \ell} = \frac{k V_4^i - k V_2^i}{Z_{LT} \Delta \ell} \tag{1.17b}$$

### 1.1.3 O nó TLM – 2D Série

A outra topologia TLM utilizada na modelagem bidimensional é o nó *Série* [6,7,10,11,12, 14,15]. Foi desenvolvido em 1974 pelo próprio criador do método, Peter Johns [14], para o tratamento de problemas de propagação da onda com polarização TE em meios magnéticos. A metodologia para o estabelecimento das equivalências entre as equações e os parâmetros do modelo e os do meio físico é análoga ao caso da modelagem do nó Paralelo, como será visto nas próximas seções.

A célula ou elemento básico para este tipo de malha é representado nas figuras 1.7a e 1.7b. Percebe-se que, enquanto o nó Paralelo era assim chamado devido à ligação de duas linhas de transmissão em paralelo, onde no ponto de encontro havia a somatória das capacitâncias, neste caso a interligação dos elementos das linhas é feita em série, havendo então a somatória de suas indutâncias.

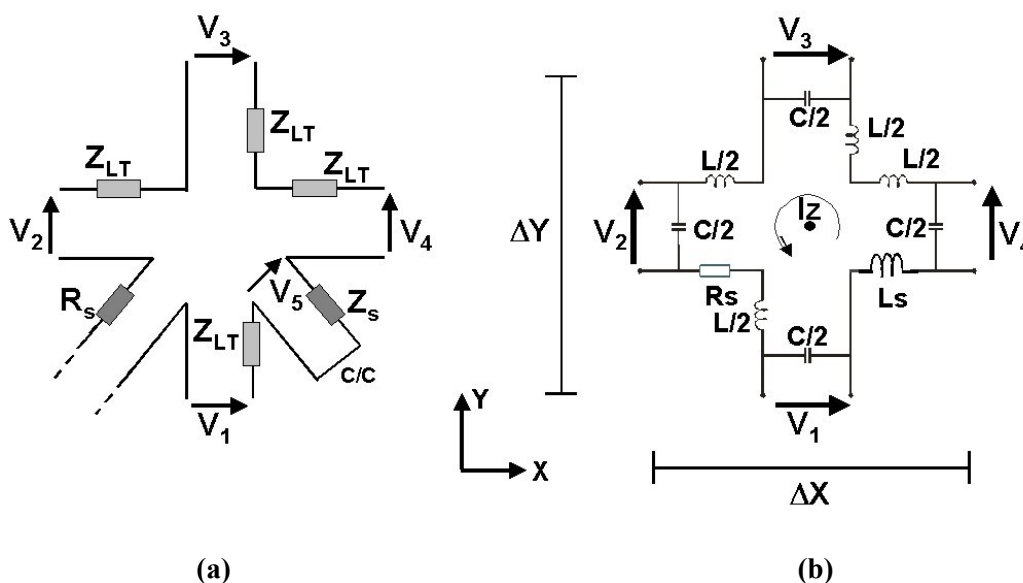


Figura 1.7 – Nó TLM - 2D Série. a) Modelo de linhas de transmissão; b) Circuito elétrico equivalente do nó.

No modelo, similarmente ao caso Paralelo para malha regular, o espaço discretizado é definido por  $\Delta x = \Delta y = \Delta \ell$  e as impedâncias características  $Z_{LT}$  dos ramos nas direções  $x$  e  $y$  são idênticas.

Com o nó Série é possível a modelagem de problemas contendo materiais com parâmetros *magnéticos* diferentes (onde a permeabilidade  $\mu$  e a resistividade magnética  $\sigma_m$  variam de acordo com a região). Com o intuito de modelar o aumento da permeabilidade magnética do meio, o toco reativo introduzido é um segmento de linha de transmissão de impedância  $Z_s$  com a sua extremidade em curto-circuito (ver figura 1.7a). O valor de indutância no nó necessário para modelar a mudança da permeabilidade é representado pela adição, em série no circuito, de uma indutância  $L_s$  (ver figura 1.7b). No caso da modelagem de perdas de origem magnética, o toco dissipativo é representado por uma resistência  $R_s$ , como também é mostrado nas figuras 1.7a e 1.7b.

Uma vez que as linhas dos ramos são conectadas em série, a indutância total do nó será  $2L+L_s$ .

Aplicando as leis de Kirchhoff para circuitos elétricos, pode-se determinar as equações diferenciais de corrente e tensão do circuito da figura 1.7, obtendo-se [7,11 – 13]:

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = C_d \frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.18a)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = -C_d \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.18b)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} + R_{sd} \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right) \quad (1.18c)$$

Para mostrar a equivalência com a teoria de campos, partimos da expansão das equações de Maxwell no sistema cartesiano, admitindo polarização TE ( $E_z = 0$ ) da onda em relação ao plano  $xy$ , e que não existe variação das componentes de campo na direção de propagação ( $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ ). Assim, obtemos:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (1.19a)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (1.19b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z \quad (1.19c)$$

O elemento  $\sigma_m$  representa a resistividade ligada às perdas de origem magnética. Apesar deste parâmetro não ser encontrado nas equações de Maxwell, o mesmo é introduzido em (1.19c) para o estabelecimento da analogia entre as equações derivadas do modelo do circuito Série e as equações dos campos [9,12,13].

Comparando as equações (1.18) e (1.19), verifica-se a seguinte equivalência entre as grandezas de campo e da malha TLM com nós Série:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta \ell} \quad (1.20a)$$

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta \ell} \quad (1.20b)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta \ell} \quad (1.20c)$$

Os parâmetros do meio modelado se relacionam com os do circuito por:

$$\mu = (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \quad (1.21a)$$

$$\varepsilon_0 = C_d \quad (1.21b)$$

$$\sigma_m = R_{sd} \quad (1.21c)$$

Ainda, da expressão 1.21a pode se obter que:  $\mu_0 = 2L_d$  e  $\mu_r = (1 + \frac{L_{sd}}{2 \cdot \mu_0})$ . Portanto, a caracterização magnética do meio modelado é concentrada no toco reativo ligado ao nó.

A velocidade de propagação e a impedância característica nas linhas de transmissão que conformam o nó Série são determinadas segundo os parâmetros do espaço livre, de forma similar ao procedimento desenvolvido para o nó Paralelo. Neste caso, as expressões ficam:

$$v_{LT} = \frac{1}{\sqrt{L_d C_d}} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \sqrt{2} \cdot c \quad (1.22)$$

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{\sqrt{2\epsilon_0}} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}} \quad (1.23)$$

### 1.1.3.1 Processo de propagação da energia na malha Série

Cada um dos segmentos das linhas de transmissão que formam o nó Série pode ser representado pelo seu circuito equivalente de Thévenin [7,11,12,13], como mostra a figura 1.8. Neste caso, o toco indutivo deverá aparecer como uma quinta fonte de tensão, em série com as quatro fontes naturais do nó.

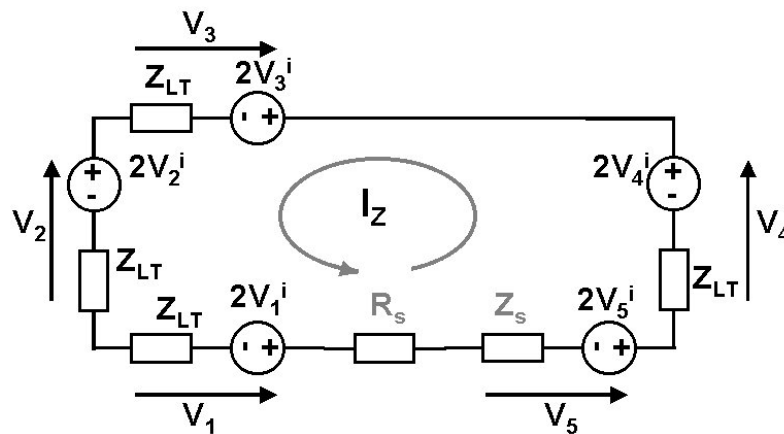


Figura 1.10 – Circuito equivalente de Thévenin para o Nó TLM – 2D Série.

Do circuito acima é obtida a expressão para a corrente do nó  $I_Z$ :

$${}_k I_Z = \frac{2 \cdot ({}_k V_1^i - {}_k V_2^i - {}_k V_3^i + {}_k V_4^i + {}_k V_5^i)}{4Z_{LT} + Z_s + R_s} \quad (1.24)$$

Na figura 1.10 e na expressão (1.24),  $Z_s = 4(\mu_r - 1) \cdot Z_{LT}$  é a impedância do toco reativo e  $R_s$  a resistência do toco de perdas.

A tensão total para cada ramo do nó será:

$${}_k V_p = 2{}_k V_p^i \pm {}_k I_Z Z_{LT} \quad p = 1, \dots, 4 \quad (1.25)$$

no caso de  $p = 5$  (toco indutivo), a expressão (1.25) fica:

$${}_k V_5^r = 2 {}_k V_5^i - {}_k I_Z Z_s \quad (1.26)$$

Lembrando, a tensão refletida no ramo pode ser calculada como:

$${}_k V_p^r = {}_k V_p - {}_k V_p^i \quad (1.27)$$

substituindo (1.25) ou (1.26), segundo o caso, em (1.27), tem-se:

$${}_k V_p^r = {}_k V_p^i \pm {}_k I_Z Z_{LT} \quad (1.28)$$

$${}_k V_5^r = {}_k V_5^i - {}_k I_Z Z_s \quad (1.29)$$

E substituindo então a expressão de corrente (124) em (1.28) e (1.29) obtêm-se as expressões finais para o cálculo das tensões refletidas no processo de espalhamento, que pode ser

apresentado na forma matricial  ${}_k \bar{V}^r = {}_k [S] {}_k \bar{V}^i$ :

$${}_k \begin{bmatrix} V_1^r \\ V_2^r \\ V_3^r \\ V_4^r \\ V_5^r \end{bmatrix} = \frac{1}{\hat{Z}} \begin{bmatrix} \hat{Z} - 2 & 2 & 2 & -2 & -2 \\ 2 & \hat{Z} - 2 & -2 & 2 & 2 \\ 2 & -2 & \hat{Z} - 2 & 2 & 2 \\ -2 & 2 & 2 & \hat{Z} - 2 & -2 \\ -2\bar{Z}_s & 2\bar{Z}_s & 2\bar{Z}_s & -2\bar{Z}_s & \hat{Z} - 2\bar{Z}_s \end{bmatrix} {}_k \begin{bmatrix} V_1^i \\ V_2^i \\ V_3^i \\ V_4^i \\ V_5^i \end{bmatrix} \quad (1.30)$$

onde:  $\hat{Z} = 4 + \bar{Z}_s + \bar{R}_s$ , com  $\bar{Z}_s$  e  $\bar{R}_s$  representando  $Z_s$  e  $R_s$  normalizadas em relação à impedância das linhas de transmissão da malha, respectivamente.

O processo de conexão dos impulsos com o momento seguinte é idêntico ao caso da malha de nós paralelos, descrito pelas equações (1.15a)-(1.15d), sendo que agora a expressão para a tensão incidente do toco indutivo fica:

$${}_{k+1} V_5^i(x, y) = - {}_k V_5^r(x, y) \quad (1.31)$$

Observa-se que, sendo o toco terminado em curto-circuito, o coeficiente de reflexão é  $\Gamma = -1$ , sendo esta uma diferença com o toco capacitivo do nó Paralelo, que é terminado em aberto e, portanto, tem coeficiente de reflexão  $\Gamma = 1$ .

### 1.1.3.2 Computação dos campos para o nó Série

Da solução do circuito equivalente de Thévenin do nó Série da figura 1.10 e das equivalências obtidas entre as grandezas de campo e da malha TLM em (1.20), são estabelecidas as expressões para o cálculo dos campos eletromagnéticos, de acordo com a polarização TE.

O campo magnético na direção  $z$  será dado por:

$${}_k H_z = \frac{{}_k I_Z}{\Delta \ell} = \frac{2 \cdot ({}_k V_1^i - {}_k V_2^i - {}_k V_3^i + {}_k V_4^i + {}_k V_5^i)}{(4Z_{LT} + Z_s + R_s)\Delta \ell} \quad (1.32)$$

As componentes do campo elétrico nas direções  $x$  e  $y$  do nó são expressas por:

$${}_k E_x = -\frac{{}_k V_x}{\Delta \ell} = -\left( \frac{{}_k V_1^i + {}_k V_3^i}{\Delta \ell} \right) \quad (1.33a)$$

$${}_k E_y = -\frac{{}_k V_y}{\Delta \ell} = -\left( \frac{{}_k V_2^i + {}_k V_4^i}{\Delta \ell} \right) \quad (1.33b)$$

onde:  $V_x$  e  $V_y$  são as médias das tensões segundo  $x$  e  $y$ , relativas aos ramos 1 e 3, e, 2 e 4, respectivamente.

## 1.2 O Método TLM – 3D

Nesta seção serão apresentados os fundamentos do Nó Simétrico Condensado (SCN – *Simetrical Condensed Node*), célula TLM tridimensional sobre a qual estão baseados todos os desenvolvimentos 3D hoje em uso.

Como foi visto nas seções anteriores, o TLM teve início com uma proposição bidimensional em 1971, sendo que várias proposições de células tridimensionais foram colocadas desde então [4 – 7, 13, 14, 15], até que em 1987 Peter Johns, o próprio criador do método, propôs um novo modelo de célula condensada, o SCN [16], cujo desenvolvimento foi fundamental para que o método TLM se estabelecesse como uma importante ferramenta para a análise de fenômenos de eletromagnetismo, e tivesse potencial suficiente para concorrer com as outras técnicas numéricas existentes.

Para a elaboração desta seção, foram estudadas principalmente as referências [7, 17 – 20], nas quais é feita uma abordagem detalhada e abrangente do nó SCN e do método TLM-3D em geral. Percebemos que várias metodologias de cálculo foram desenvolvidas (por vários autores)

para a implementação do processo de espalhamento e o do cálculo das componentes de campo no nó SCN.

Na formulação original de Johns [7,16,17,18] o processo de espalhamento, onde se relacionam as tensões refletidas para cada porta com as tensões incidentes em todas as portas do nó (representado pela equação 1.13), foi deduzido partindo dos princípios físicos da conservação da carga e da energia, diferentemente de como é feito nos casos bidimensionais, onde se parte da resolução de circuitos equivalentes de Thévenin.

Obteve-se desta maneira uma matriz de espalhamento  $[S]$  quadrada que, nos casos mais gerais (modelagem de meios não homogêneos), comportaria 18 linhas x 18 colunas, como pode ser observado na figura 1.11.

$$[S] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 & 7 & 8 & 9 & 10 & 11 & 12 & 13 & 14 & 15 & 16 & 17 & 18 \end{matrix} \\ \begin{matrix} 1 \\ 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \\ 6 \\ 7 \\ 8 \\ 9 \\ 10 \\ 11 \\ 12 \\ 13 \\ 14 \\ 15 \\ 16 \\ 17 \\ 18 \end{matrix} & \begin{bmatrix} a & b & d & & & & & & b & & -d & c & g & & & & & i \\ b & a & & & & d & & & c & -d & & b & g & & & & & -i \\ d & & a & b & & & & b & & & c & -d & g & & & & & -i \\ & & b & a & d & & -d & c & & & b & & g & & i & & & \\ & & & d & a & b & c & -d & & b & & & & g & -i & & & \\ & d & & & b & a & b & & -d & c & & & & g & & i & & \\ & & & -d & c & b & a & d & & b & & & & g & i & & & \\ & & b & c & -d & & d & a & & & b & & & g & & -i & & \\ b & c & & & & -d & & & a & d & & b & g & & & & & i \\ & -d & & & b & c & b & & d & a & & & & & g & & & -i \\ -d & & c & b & & & & b & & & a & d & g & & & & & i \\ c & b & -d & & & & & & b & & d & a & g & & & & & -i \\ e & e & & & & & & & e & & & e & h & & & & & \\ & & e & e & & & & e & & & e & & & h & & & & \\ & & & e & e & e & & & e & & & & & & h & & & \\ & & & f & -f & & f & -f & & & & & & & & & j & \\ & -f & & & & f & & & f & -f & & & & & & & & j \\ f & & -f & & & & & & & f & -f & & & & & & & j \end{bmatrix} \end{matrix}$$

Figura 1.11 – Matriz de espalhamento utilizada na formulação original do nó 3D-SCN.

Para a obtenção dos coeficientes desta matriz, é preciso resolver um sistema de equações não lineares (de segundo grau) que fornece múltiplas soluções. A escolha da única solução correta não é simples, sendo necessário a utilização de equações auxiliares (determinadas pelas leis de Kirchhoff) para este fim [7,17,18]. Ainda, a matriz assim obtida é “altamente especializada” ou limitada, isto é, ante qualquer modificação ou contribuição que venha ser feita no nó SCN, a matriz de espalhamento precisaria ser re-calculada.

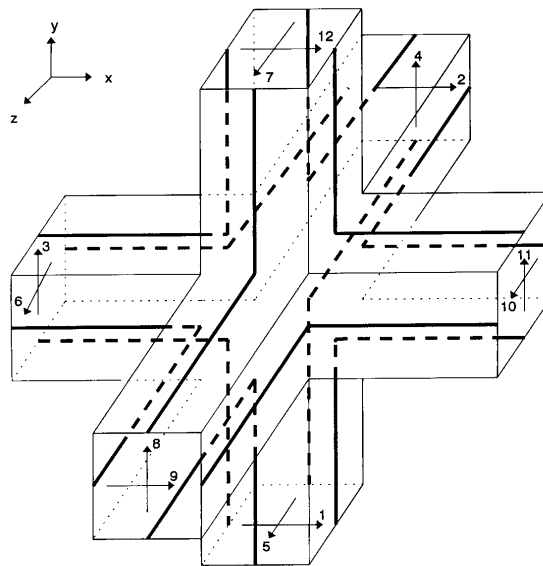


Dos esforços posteriores aos de Johns para contornar as dificuldades aqui expostas na formulação do nó SCN, será apresentada nas seções seguintes a metodologia desenvolvida por Naylor e Ait-Sadi, publicada em 1992 [19]. Segundo a mesma, não será mais necessária a obtenção da matriz de espalhamento para o cálculo das tensões refletidas nos nós. Entre outras vantagens, a metodologia de Naylor fornece um algoritmo muito mais eficiente e elegante para a implementação computacional do nó. O vínculo com as equações de Maxwell e as topologias TLM - 2D é explícito (vínculo não muito bem definido na formulação original de Johns), o que facilita a compreensão do modelo 3D.

Ainda, o equacionamento do processo de espalhamento é genérico, isto é, pode ser utilizado da mesma maneira, sem modificações, em qualquer algoritmo TLM-3D baseado no SCN. Na atualidade, praticamente todos os desenvolvimentos TLM-3D fazem uso desta vantajosa formulação.

### 1.2.1 Formulação de Naylor para o nó SCN

O nó SCN, originalmente, foi constituído por 3 nós Série 2D desacoplados entre eles, definindo 12 portas, como mostra a figura 1.12. Assim definido, o nó tridimensional delimita um volume hexaédrico, apresentando em cada uma das seis faces duas portas de nós Série diferentes.



**Figura 1.12 – Nó TLM – 3D Simétrico Condensado (SCN) [7, 17].**

Segundo Naylor, o nó pode ser representado, de maneira abstrata, por um conjunto de 3 nós Séries e por um outro de 3 nós Paralelos, como mostra esquematicamente as figuras 1.13 e 1.14. Estão aí colocados no plano  $xy$ , no plano  $xz$  e no plano  $yz$ , com os números das portas respectivas e com as correntes e tensões correspondentes a cada direção.

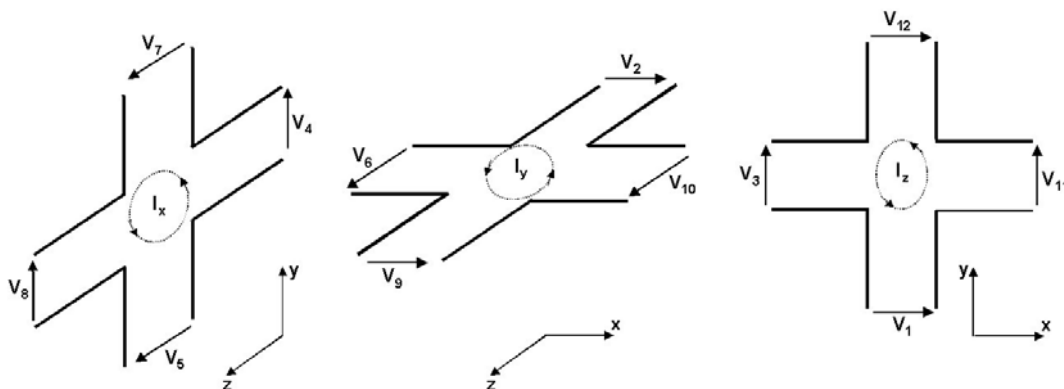


Figura 1.13 – Representação mediante três nós Série do nó SCN.

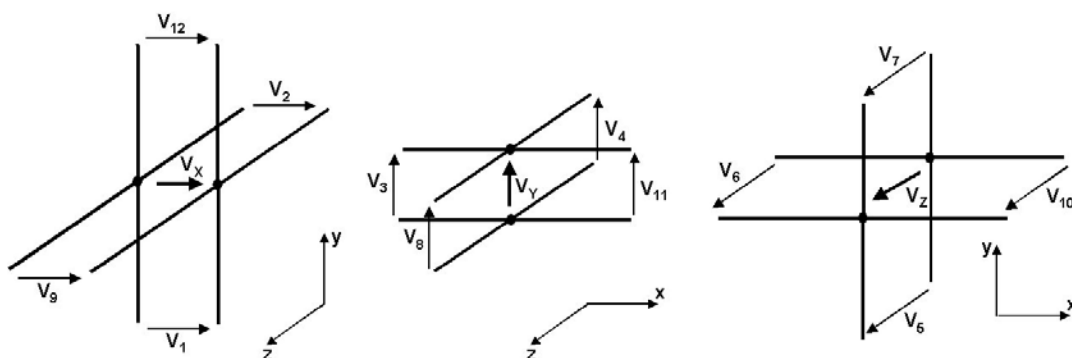


Figura 1.14 – Representação mediante três nós Paralelo do nó SCN.

Nota-se que este tipo de análise não leva a uma interpretação física do problema, pois os 6 nós 2D não podem “conviver” simultaneamente. Um detalhe importante é que sempre existirá uma linha de transmissão em cada direção, comum às duas topologias de nó 2D.

Cada nó terá associado o cálculo de uma componente de campo, como será visto a seguir:

- Nó Série no plano  $yz$ : componente  $H_x$ ;
- Nó Série no plano  $xz$ : componente  $H_y$ ;
- Nó Série no plano  $xy$ : componente  $H_z$ ;
- Nó Paralelo no plano  $yz$ : componente  $E_x$ ;
- Nó Paralelo no plano  $xz$ : componente  $E_y$ ;
- Nó Paralelo no plano  $xy$ : componente  $E_z$ .

A modelagem de materiais não homogêneos e com perdas é feita de maneira análoga aos casos 2D, introduzindo tocos reativos (capacitivos nos nós Paralelos e indutivos nos nós Séries) e dissipativos (representando as perdas elétricas nos nós Paralelos e as perdas de origem magnética nos nós Séries), no interior dos nós. Como exemplo, a figura 1.15 mostra, detalhadamente, a representação do nó Paralelo correspondente ao plano  $xz$ , e do nó Série correspondente ao plano  $xy$ .

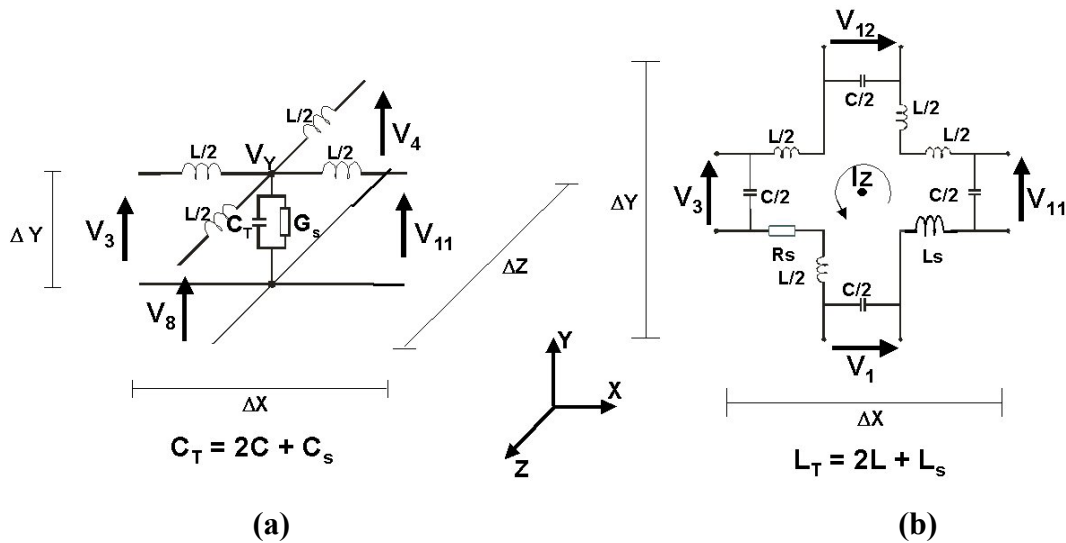


Figura 1.15 – Representação: a) Nó Paralelo no plano xz; b) Nó Série no plano xy.

Considerando o nó SCN cúbico, teremos:  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta \ell$ . Os parâmetros das linhas dos ramos serão,  $L = L_d \Delta \ell$ , e  $C = C_d \Delta \ell$ . Os tocos reativos capacitivos serão representados por uma capacitância  $C_s = C_{sd} \Delta \ell / 2$ . Os tocos reativos indutivos serão representados por uma indutância  $L_s = L_{sd} \Delta \ell / 2$ . Os tocos dissipativos que modelam as perdas elétricas do meio serão representados por uma condutância  $G_s = G_{sd} \Delta \ell$ . Os tocos dissipativos que modelam as perdas magnéticas do meio serão representados por uma resistência  $R_s = R_{sd} \Delta \ell$ .

Percebe-se que a capacitância total dos nós Paralelos é o resultado das contribuições das capacitâncias das linhas em conexão paralela e da capacitância do toco reativo:  $C_T = 2C + C_s$ . Da mesma forma, para os nós Séries, a indutância total será  $2L + L_s$ , uma vez que as linhas estão conectadas em série.

Para mostrar a equivalência com a teoria de campos, partimos das equações de Maxwell (equações 1.3a – 1.3b) sob a forma local, para meios lineares e isotrópicos:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \sigma_m \cdot \vec{H} \tag{1.34a}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \cdot \vec{E} \tag{1.34b}$$

Lembrando que a resistividade magnética  $\sigma_m$  é introduzida em (1.34a) para o estabelecimento da analogia entre as equações derivadas do modelo e as equações de Maxwell. A expansão das equações (1.34a e 1.34b) no sistema cartesiano fica:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\sigma_m \cdot H_x - \mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (1.35a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\sigma_m \cdot H_y - \mu \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (1.35b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\sigma_m \cdot H_z - \mu \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.35c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma \cdot E_x + \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} \quad (1.35d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma \cdot E_y + \varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} \quad (1.35e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma \cdot E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} \quad (1.35f)$$

Aplicando a lei de Kirchhoff de laços de tensão para os circuitos elétricos da figura 1.13 e a lei de Kirchhoff de nós de correntes para os circuitos elétricos da figura 1.14, podem-se determinar as seguintes equações diferenciais:

- Da figura 1.13 (Nó Série no plano yz):

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} - \frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} = R_{sd} \cdot \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right) + (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.36a)$$

- Da figura 1.13 (Nó Série no plano xz):

$$\frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial z} - \frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = R_{sd} \cdot \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right) + (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.36b)$$

- Da figura 1.13 (Nó Série no plano xy):

$$\frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = R_{sd} \cdot \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right) + (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (1.36c)$$

- Da figura 1.14 (Nó Paralelo no plano  $yz$ ):

$$-\frac{\partial\left(\frac{I_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(\frac{I_y}{\Delta\ell}\right)}{\partial z} = G_{sd} \cdot \left(\frac{V_x}{\Delta\ell}\right) + \left(2C_d + \frac{C_{sd}}{2}\right) \frac{\partial\left(\frac{V_x}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (1.36d)$$

- Da figura 1.14 (Nó Paralelo no plano  $xz$ ):

$$-\frac{\partial\left(\frac{I_x}{\Delta\ell}\right)}{\partial z} + \frac{\partial\left(\frac{I_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial x} = G_{sd} \cdot \left(\frac{V_y}{\Delta\ell}\right) + \left(2C_d + \frac{C_{sd}}{2}\right) \frac{\partial\left(\frac{V_y}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (1.36e)$$

- Da figura 1.14 (Nó Paralelo no plano  $xy$ ):

$$-\frac{\partial\left(\frac{I_y}{\Delta\ell}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\frac{I_x}{\Delta\ell}\right)}{\partial y} = G_{sd} \cdot \left(\frac{V_z}{\Delta\ell}\right) + \left(2C_d + \frac{C_{sd}}{2}\right) \frac{\partial\left(\frac{V_z}{\Delta\ell}\right)}{\partial t} \quad (1.36f)$$

Comparando as equações (1.35a – 1.35f) e (1.36a - 1.36 f), verifica-se a seguinte equivalência entre as grandezas de campo e do nó SCN:

$$H_x = \frac{I_x}{\Delta\ell} \quad (1.37a)$$

$$H_y = \frac{I_y}{\Delta\ell} \quad (1.37b)$$

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta\ell} \quad (1.37c)$$

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta\ell} \quad (1.37d)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta\ell} \quad (1.37e)$$

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta\ell} \quad (1.37f)$$

Os parâmetros do meio modelado se relacionam com os do nó:

$$\mu = (2L_d + \frac{L_{sd}}{2}) \quad (1.38a)$$

da expressão (1.38a) pode-se obter:  $\mu_0 = 2L_d$  e  $\mu_r = (1 + \frac{L_{sd}}{2 \cdot \mu_0})$ .

$$\varepsilon = (2C_d + \frac{C_{sd}}{2}) \quad (1.38b)$$

da expressão 1.38b pode-se obter:  $\varepsilon_0 = 2C_d$  e  $\varepsilon_r = (1 + \frac{C_{sd}}{2 \cdot \varepsilon_0})$ .

$$\sigma_m = R_{sd} \quad (1.38c)$$

$$\sigma = G_{sd} \quad (1.38d)$$

A velocidade de propagação dos impulsos nos ramos do nó é expressa por:

$$v_{LT} = \frac{\Delta \ell}{\Delta t} = \frac{1}{\sqrt{L_d C_d}} = \frac{2}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} = 2 \cdot c \quad (1.39)$$

A impedância característica das linhas é expressa por:

$$Z_{LT} = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0 \quad (1.40)$$

O passo discretizado de tempo  $\Delta t$ , segundo a expressão (1.39) será calculado como:

$$\Delta t = \frac{\Delta \ell}{2 \cdot c} \quad (1.41)$$

## 1.2.2 Computação dos campos para o nó SCN

A quantificação dos valores de tensões e correntes presentes nas expressões (1.37a - 1.37f) é feita a partir da representação dos nós 2D (que modelam o nó SCN) pelos seus circuitos equivalentes de Thévenin. Como exemplo, serão obtidas as expressões para o cálculo da tensão  $V_y$  e da corrente  $I_z$ .

A figura 1.16 mostra o circuito equivalente de Thévenin correspondente ao nó Paralelo da figura 1.15a.

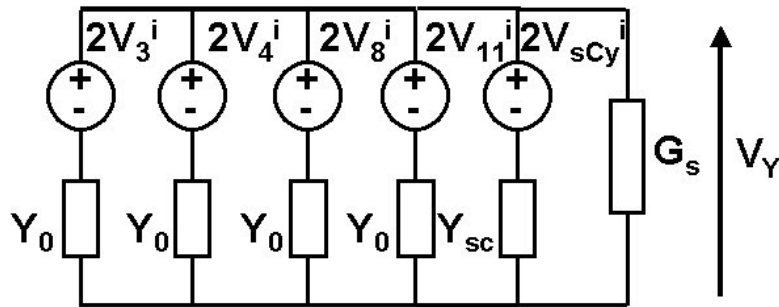


Figura 1.16 – Circuito equivalente de Thévenin para o Nó Paralelo da figura 1.15a.

Na figura acima,  $V_{scy}^i$  e  $Y_{sc} = 4Y_0(\epsilon_r - 1)$ , são a tensão incidente e a admitância no toco capacitivo, respectivamente.  $G_s$  é a condutância do toco de perdas elétricas.

A expressão da tensão  $V_y$  será:

$$V_y = \frac{2 \cdot \left( (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \cdot Y_0 + V_{scy}^i \cdot Y_{sc} \right)}{4Y_0 + Y_{sc} + G_s} \quad (1.42)$$

A figura 1.17 mostra o circuito equivalente de Thévenin correspondente ao nó Série da figura 1.15b.

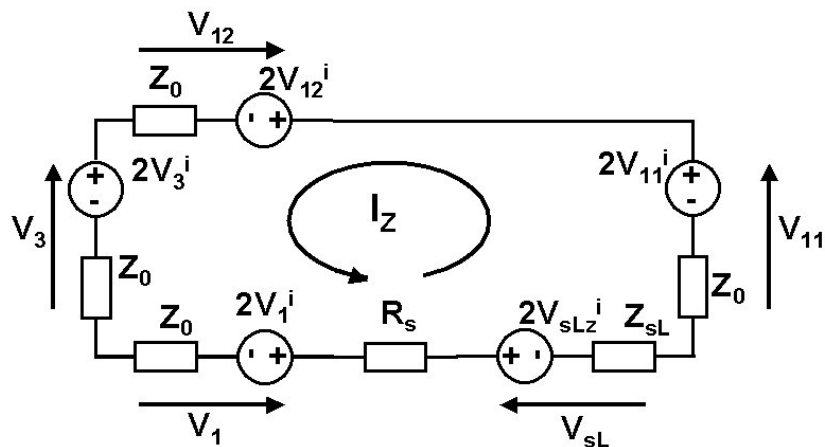


Figura 1.17 – Circuito equivalente de Thévenin para o Nó Série da figura 1.15b.

Na figura acima,  $V_{slz}^i$  e  $Z_{sL} = 4Z_0(\mu_r - 1)$ , são a tensão incidente e a impedância no toco indutivo, respectivamente.  $R_s$  é a resistência do toco de perdas magnéticas.

A expressão da corrente  $I_z$  será:

$$I_z = \frac{2 \cdot (V_1^i - V_3^i + V_{11}^i - V_{12}^i - V_{slz}^i)}{4Z_0 + Z_{sL} + R_s} \quad (1.43)$$

Seguindo o mesmo procedimento, podem ser obtidas as expressões para as tensões e correntes restantes.

### 1.2.3 Procedimento para o cálculo do espalhamento da energia no nó SCN

A determinação das tensões refletidas  $V^r$  nos ramos do nó SCN é feita aplicando o princípio de superposição nas linhas comuns às duas topologias de nó 2D, presentes na mesma direção. Para exemplificar, auxiliemo-nos das figuras 1.15a e 1.15 b, e, 1.16 e 1.17. Para os ramos identificados pelas tensões  $V_3$  e  $V_{11}$ , correspondentes à linha na direção  $x$ , as seguintes expressões são válidas [19]:

$$V_3^r = V_y + I_z \cdot Z_0 - V_{11}^i \quad (1.44)$$

$$V_{11}^r = V_y - I_z \cdot Z_0 - V_3^i \quad (1.45)$$

Seguindo o mesmo procedimento para os outros ramos, obtém-se o conjunto de equações que identificam o processo de espalhamento no nó:

$$V_1^r = V_x - I_z \cdot Z_0 - V_{12}^i \quad (1.46a)$$

$$V_{12}^r = V_x + I_z \cdot Z_0 - V_1^i \quad (1.46b)$$

$$V_2^r = V_x + I_y \cdot Z_0 - V_9^i \quad (1.46c)$$

$$V_9^r = V_x - I_y \cdot Z_0 - V_2^i \quad (1.46d)$$

$$V_3^r = V_y + I_z \cdot Z_0 - V_{11}^i \quad (1.46e)$$

$$V_{11}^r = V_y - I_z \cdot Z_0 - V_3^i \quad (1.46f)$$

$$V_4^r = V_y - I_x \cdot Z_0 - V_8^i \quad (1.46g)$$

$$V_8^r = V_y + I_x \cdot Z_0 - V_4^i \quad (1.46h)$$

$$V_5^r = V_z + I_x \cdot Z_0 - V_7^i \quad (1.46i)$$

$$V_7^r = V_z - I_x \cdot Z_0 - V_5^i \quad (1.46j)$$

$$V_6^r = V_z - I_y \cdot Z_0 - V_{10}^i \quad (1.46k)$$

$$V_{10}^r = V_z + I_y \cdot Z_0 - V_6^i \quad (1.46l)$$



As tensões refletidas nos tocos reativos podem ser obtidas diretamente, partindo da expressão (1.12) para o toco capacitivo e da (1.28) para o toco indutivo, ficando:

$$V_{sCn}^r = V_n - V_{sCn}^i \tag{1.46m}$$

$$V_{sLn}^r = I_n \cdot Z_{sL} + V_{sLn}^i \tag{1.46n}$$

onde:  $n = x, y, z$ .

### 1.2.4 Processo de conexão com o momento seguinte no nó SCN

A propagação dos impulsos de um nó para os nós adjacentes, no instante de tempo seguinte, é tratada de maneira idêntica aos casos bidimensionais, descrita na seção 1.1.2.1.

Para ilustrar, observando a figura 1.18, a tensão refletida pela *porta 4* do nó localizado na posição  $(x,y,z)$ , no instante de tempo  $k$ , deverá corresponder à tensão incidente na *porta 8* do nó adjacente que fica em  $(x,y,z-1)$ , no instante de tempo  $k+1$ . Da mesma forma, a tensão refletida pela *porta 8* do nó em  $(x,y,z-1)$ , no instante  $k$ , corresponde à tensão incidente na *porta 4* do nó em  $(x,y,z)$ , no instante  $k+1$ .

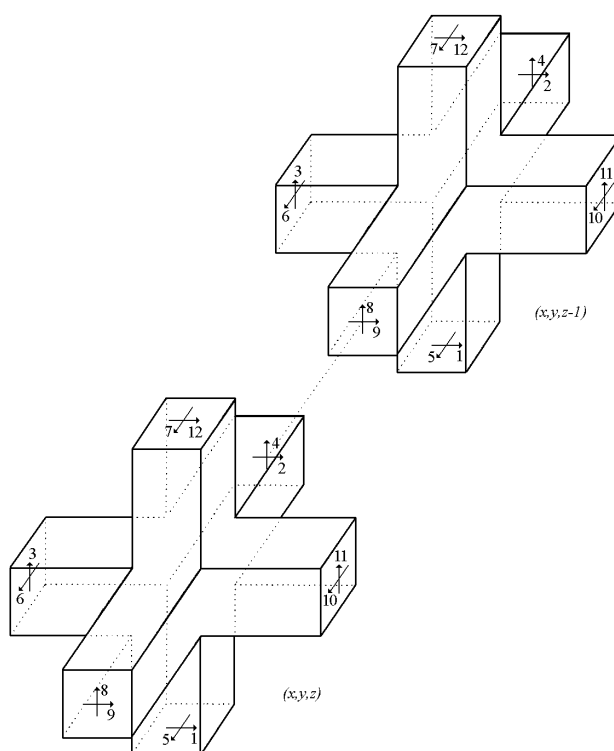


Figura 1.18 – Conexão com o momento seguinte para o nó SCN [17].

Assim, pode-se escrever:

$${}_{k+1}V_8^i(x, y, z-1) = {}_kV_4^r(x, y, z) \quad (1.47)$$

$${}_{k+1}V_4^i(x, y, z) = {}_kV_8^r(x, y, z-1) \quad (1.48)$$

O mesmo ocorre para todas as outras portas do SCN, sendo possível determinar expressões similares a (1.47) e (1.48) para cada face de conexão.

No caso dos tocos capacitivos teremos:

$${}_{k+1}V_{sCn}^i(x, y, z) = {}_kV_{sCn}^r(x, y, z) \quad (1.49)$$

e para os tocos indutivos:

$${}_{k+1}V_{sLn}^i(x, y, z) = -{}_kV_{sLn}^r(x, y, z) \quad (1.50)$$

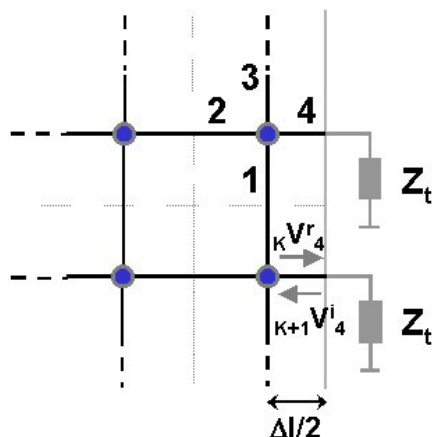
onde:  $n = x, y, z$ .

Resumindo, o algoritmo TLM-3D para o cálculo das componentes de campo em cada ponto  $(x, y, z)$  da malha, para cada instante de tempo  $k$ , é constituído por três etapas. Primeiramente, as tensões ( $V_x, V_y, V_z$ ) e as correntes ( $I_x, I_y, I_z$ ) são calculadas segundo as expressões (1.42) e (1.43), respectivamente. Na seqüência, as tensões refletidas nos ramos do nó são obtidas pelas expressões (1.46a - 1.46n). Finalmente, as tensões incidentes no instante de tempo seguinte  $k+1$ , nos nós adjacentes, são determinadas segundo exemplificam as expressões (1.47 - 1.50).

### 1.3 Condições de Contorno

Compreende-se que, quando as técnicas de simulação numérica são utilizadas, torna-se necessário descrever os contornos (fronteiras) do espaço físico que está sendo modelado. No TLM as fronteiras têm que, na medida do possível, reproduzir para os impulsos as mesmas condições de contorno que o problema físico impõe para as ondas eletromagnéticas. O procedimento para a modelagem das fronteiras ou contornos é o mesmo, tanto para os casos bidimensionais quanto para os tridimensionais [6,7].

Os contornos são implementados com o uso de impedâncias de terminação  $Z_t$ , conectadas nas extremidades dos ramos, nos nós posicionados no limite da malha, segundo mostra a figura 1.19. As fronteiras são posicionadas na malha a uma distância dos nós de tal forma que seja gasto o tempo  $\Delta t$  entre o instante em que se origina o impulso que incidirá na fronteira e o instante em que o impulso refletido nesta fronteira atinja o nó que originou o impulso incidente. Isto garante o sincronismo dos impulsos da malha durante os processos de espalhamento e de conexão.



**Figura 1.19 – Representação de fronteiras nos limites da malha TLM através da introdução de impedâncias de terminação.**

A modelagem de fronteiras é realizada, geralmente, por meio de coeficientes de reflexão calculados utilizando a impedância de terminação \$Z\_t\$ e a impedância da linha de transmissão \$Z\_{LT}\$, segundo a expressão:

$$\Gamma = \frac{Z_t - Z_{LT}}{Z_t + Z_{LT}} \tag{1.51}$$

Para os ramos dos nós de contorno, o processo de conexão com o momento seguinte será expresso por:

$${}_{k+1}V_p^i = \Gamma {}_kV_p^r \tag{1.52}$$

Vejamos então os casos mais comuns de contornos empregados na simulação TLM.

Se as fronteiras fossem consideradas ideais, isto é, sem perdas, as impedâncias \$Z\_t\$ poderiam assumir valores tais como \$Z\_t = 0\$ (curto-circuito), modelando uma parede *elétrica* (condutor perfeito) ou, no outro extremo, o de uma impedância infinita, \$Z\_t = \infty\$ (circuito aberto), no caso de contorno conhecido como parede *magnética*. Paredes elétricas e magnéticas são então modeladas pelos coeficientes de reflexão \$\Gamma\_e = -1\$ e \$\Gamma\_m = 1\$, respectivamente.

Um problema que apresenta maior complexidade é a descrição da propagação dos campos no espaço aberto, ou seja, a modelagem dos campos que teoricamente deixam de existir apenas no infinito. As condições de fronteira devem ser usadas convenientemente para simular a extensão da solução no infinito. Para este propósito é utilizada no TLM a técnica de *Condição de Fronteira Absorvente (ABC – Absorbing Boundary Condition)* [7], segundo a qual a impedância \$Z\_t\$ assume o valor da impedância característica do meio. Por exemplo, no caso da modelagem do espaço livre

(ar)  $Z_t = Z_0$  então, da equação (1.51), os coeficientes de reflexão para os ramos dos nós limítrofes das malhas regulares estudadas serão:

Nó 2D Paralelo:

$$\Gamma = \frac{Z_0 - \sqrt{2}Z_0}{Z_0 + \sqrt{2}Z_0} = -0,171571 \quad (1.53a)$$

Nó 2D Série:

$$\Gamma = \frac{Z_0 - \frac{Z_0}{\sqrt{2}}}{Z_0 + \frac{Z_0}{\sqrt{2}}} = 0,171571 \quad (1.53b)$$

Nó 3D-SCN:

$$\Gamma = \frac{Z_0 - Z_0}{Z_0 + Z_0} = 0,0 \quad (1.53c)$$

É importante esclarecer neste ponto que o tratamento dos contornos como foi colocado até agora será apenas válido quando exista incidência normal da onda nas fronteiras externas e, ainda, quando os meios das fronteiras sejam não dispersivos.

Para uma modelagem mais completa dos efeitos da variação do ângulo com o qual a onda incide na fronteira e do fenômeno da interação com paredes dispersivas, fazem-se necessários maiores esforços matemáticos e computacionais. Progressos na representação de fronteiras dispersivas foram reportados nos últimos anos, sendo que na atualidade é quase consenso, entre os pesquisadores do método, que a técnica PML (*Perfectly Matched – Layer*) [13,22] é significativamente superior às outras empregadas, oferecendo melhor desempenho.

## 1.4 Excitação da malha TLM

O procedimento para a excitação das malhas TLM também é o mesmo, tanto para os casos bidimensionais quanto para os tridimensionais.

No TLM, a precisão dos resultados depende não somente da formulação do método, mas também de como a excitação da malha é feita. Embora a implementação das fontes de excitação no TLM seja relativamente simples, a escolha das características destas requer, geralmente, certa experiência nos estudos de propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas. Em função do problema e do tipo de saída desejada, a excitação deve ser apropriadamente modelada, atendendo

ao tipo de componente de campo a ser utilizado, forma de onda, polarização, região da malha a ser excitada, entre outros parâmetros.

A excitação consiste na aplicação de impulsos de tensão (ou correntes) nos ramos de um ou vários nós da malha, referidos como nós de *excitação*. Para excitar qualquer componente de campo elétrico ou magnético, é necessário identificar os ramos que são responsáveis por determinar tal grandeza e injetar tensões nestes pontos.

A forma da excitação a ser aplicada depende do caso em questão. Pode-se aplicar uma forma de onda cuja equação no domínio do tempo é conhecida, como funções impulsivas (empregada com maior frequência), funções gaussianas, cosenoidais, pulsos simulando descargas atmosféricas ou eletrostáticas, ondas quadradas, etc.

Para maior clareza vejamos alguns exemplos:

- **Exemplo 1:** Excitação impulsiva no Ar da componente de campo  $E_z = 1$  V/m em uma malha 2D com nós Paralelos.

Segundo a equação (1.16), a componente  $E_z$  é calculada como:

$${}_k E_z = \frac{{}_k V_z}{\Delta \ell} = \frac{2 \cdot \left( ({}_k V_1^i + {}_k V_2^i + {}_k V_3^i + {}_k V_4^i) \cdot Y_{LT} + {}_k V_5^i \cdot Y_s \right)}{(4Y_{LT} + Y_s + G_s) \cdot \Delta \ell}$$

Como a excitação é feita no Ar (não sendo necessários tocos para sua modelagem,  $Y_s = G_s = 0$ ), a equação fica:

$$E_z = \frac{(V_1^i + V_2^i + V_3^i + V_4^i)}{2\Delta \ell}$$

Para garantir a igualdade da expressão acima, mantendo a simetria, as tensões incidentes deverão assumir a forma:

$$V_1^i = V_2^i = V_3^i = V_4^i = \frac{\Delta \ell E_z}{2} \quad (1.54)$$

substituindo  $E_z = 1$  V/m temos que  $\frac{\Delta \ell}{2}$  é o valor de tensão à ser injetado nos ramos dos nós de excitação no instante inicial da simulação ( $t_0$ ).

- **Exemplo 2:** O caso anterior para uma excitação senoidal  $E_z = E_0 \sin \omega t$  V/m, onde  $E_0$  é a amplitude máxima do campo e  $\omega = 2\pi f$ , sendo  $f$  o valor de frequência do sinal.

Agora a expressão (1.54) fica:

$$V_1^i = V_2^i = V_3^i = V_4^i = \frac{\Delta \ell E_0}{2} \text{sen } \omega t \quad (1.55)$$

Neste caso, os impulsos de tensão serão adicionados aos nós de excitação durante todo o processo iterativo da simulação, injetando energia na malha a cada passo de tempo discretizado  $\Delta t$ .

### 1.5 Exploração de resultados no domínio da frequência

Para muitas aplicações é necessário conhecer a resposta dos sinais no domínio da frequência. Nestes casos, pode-se aplicar um pulso rápido com duração de apenas um passo de iteração, que seria correspondente a um impulso. Este impulso tem a capacidade de gerar infinitas harmônicas, excitando todos os modos possíveis de oscilação [17]. Porém, como tem sido visto até agora, as saídas de um programa baseado no TLM serão grandezas no domínio tempo, sendo necessário aplicar uma transformada tempo-frequência.

Para obter informações no domínio da frequência é feito o uso da Transformada Discreta de Fourier (*Discret Fourier Transform – DFT*). Assim, a uma dada seqüência (série) de valores temporais reais de campo num determinado nó de coordenadas  $(x,y,z)$ , corresponde no domínio da frequência um valor complexo, para uma frequência determinada, de acordo com a expressão [17]:

$$\hat{A}(f, x, y, z) = \sum_{k=0}^{NiterT-1} R(k, x, y, z) \cdot e^{-j2\pi f k \Delta t} \quad (1.56)$$

onde:

$NiterT$  é o número total de iterações no domínio do tempo;

$k$  identifica o número da iteração no domínio do tempo, que vai de zero até  $NiterT-1$ ;

$R(k,x,y,z)$  é o valor real calculado da grandeza de campo em cada passo de iteração no domínio do tempo, no nó com coordenadas  $(x,y,z)$ ;

$\hat{A}(f,x,y,z)$  é o valor complexo calculado da grandeza de campo no domínio da frequência, correspondente à frequência  $f$ , no nó com coordenadas  $(x,y,z)$ .

Para realizar a análise numa determinada faixa de frequência, definem-se as frequências inicial e final e o passo de frequência, repetindo-se então o cálculo de (1.56) para todas as frequências da faixa selecionada, para assim compor a distribuição em frequência do sinal obtido no domínio temporal pela simulação TLM [17].

É importante ressaltar que o uso da DFT é a escolha mais comum para a transformação de dados do domínio do tempo ao domínio da frequência no TLM, mas não é a única. Outras técnicas de estimação espectral também podem ser empregadas.

## 1.6 Fontes de erros no método TLM

O TLM, semelhante a todas as técnicas de cálculo numérico, oferece uma solução aproximada para o problema, modelando de forma discretizada os fenômenos que, na realidade, têm um comportamento contínuo. Por esta razão, o método fica sujeito a várias fontes de erros e deve ser aplicado com precaução para obter resultados seguros e precisos. A compreensão das limitações do método é fundamental para o entendimento das fontes de erros e é o caminho para a minimização ou até mesmo a eliminação completa destas. Na presente seção, serão descritas brevemente as principais fontes de erros inerentes ao método e algumas das vias para minimizá-los [4,7,13].

Os erros mais relevantes no TLM são conhecidos como:

- Erro de *truncamento*;
- Erro de *velocidade* (dispersão);
- Erro de *discretização pobre* (malha esparsa).

### 1.6.1 Erro de truncamento

Por razões de ordem prática, a série temporal de impulsos resultante da simulação TLM deve ser truncada, com o estabelecimento de um número finito de iterações. Este procedimento pode causar, ao transportar a solução obtida no domínio do tempo para o da frequência mediante o uso da *DFT*, a perda da resolução espectral. Isto porque a resposta em frequência da série temporal em vez de estar composta por linhas espectrais (o que aconteceria para uma série infinita), passa a ser formada por uma superposição de funções do tipo  $\frac{\text{sen}(x)}{x}$ , onde os lóbulos laterais de cada uma destas funções podem causar interferência naqueles posicionados na sua vizinhança, causando a distorção dos sinais e o deslocamento dos picos de ressonância (fenômeno de Gibbs) [4,7,13].

O erro de truncamento pode ser reduzido drasticamente com o aumento do número de iterações, o que implica no inconveniente aumento do tempo de processamento e do volume de memória necessário para armazenar o arquivo de resultados. Uma outra maneira de se minimizar o efeito do erro de truncamento é o de se excitar a malha de forma a realçar (quando possível) o modo de propagação desejado e minimizar ou suprimir os modos vizinhos. Outra proposta é o uso de “filtros” na transformada de Fourier, conhecidos como funções “janelas”, que atenuam sensivelmente o efeito de interferência entre os modos. As janelas mais utilizadas são as de

*Hanning e Bartlett* [20]. Técnicas alternativas à transformada de Fourier para realizar a análise espectral estão sendo estudadas, como foi comentado no item anterior.

No entanto, na atualidade, para a maioria das aplicações práticas a serem modeladas pelo TLM, o erro de truncamento não constitui um problema significativo. Isto é devido às potencialidades de processamento cada vez maiores dos computadores modernos, o que permite a utilização de um número de iterações no tempo suficientemente grande, o que garante minimização do erro, que assume valores desprezíveis, sem o comprometimento dos recursos das máquinas.

### 1.6.2 Erro de velocidade (dispersão)

O erro de velocidade é um resultado da discretização espacial do problema. Num meio físico não dispersivo, como por exemplo, o ar, as ondas eletromagnéticas se propagam isotropicamente (à mesma velocidade) em todas as direções e para todas as frequências. Quando o meio passa a ser modelado pelo TLM, a discretização do espaço provoca a dependência da velocidade de propagação das ondas na malha com a frequência. Como consequência desta “dispersão numérica”, erros são introduzidos nos resultados das simulações.

Para que se possa conhecer a magnitude destes erros e estabelecer limitações na aplicação do método de forma a manter sob controle este efeito, é quantificada a relação do comprimento ou tamanho físico do nó ( $\Delta\ell$ ) com o comprimento de onda propagando-se sobre a malha ( $\lambda$ ). Percebe-se então que o efeito de dispersão é um dos fatores determinantes na escolha dos comprimentos dos nós.

Os fenômenos de propagação das ondas eletromagnéticas nos meios reais (contínuos) só serão corretamente modelados pelo TLM para a faixa de frequência onde os comprimentos das ondas sejam muito maiores do que o tamanho do nó ( $\lambda \gg \Delta\ell$ ).

Nestes casos, o erro de dispersão é desprezível, e pode-se assumir que os campos se propagam pela malha isotropicamente, independentemente da frequência, cumprindo-se que:

$$\frac{v_{LT}}{v_m} = const. \quad (1.57)$$

onde  $v_{LT}$  e  $v_m$  são, respectivamente, as velocidades de propagação nas linhas de transmissão da malha e no meio físico.

Na prática, para a maior parte das aplicações onde o TLM pode ser utilizado, a seguinte condição é válida para a obtenção de bons resultados:

$$\lambda \geq 10\Delta\ell \quad (1.58)$$



No limite ( $\lambda = 10\Delta\ell$ ), o erro de dispersão é considerado menor do que 2% [7].

### 1.6.3 Erro de discretização pobre (malha esparsa)

Este tipo de erro, de maneira semelhante ao erro de velocidade, é resultado da discretização espacial do problema. Ele se torna evidente quando a densidade da malha (numero de nós) vem a ser insuficiente para a modelagem de estruturas que apresentam regiões onde os campos eletromagnéticos variam drasticamente. É o caso das zonas próximas aos cantos, cunhas, bifurcações e contornos curvos, por exemplo, onde as componentes de campos podem ter um comportamento altamente não uniforme.

Obviamente, a primeira solução à vista do problema seria o uso de uma malha muito mais densa, mas na maioria dos casos esta opção se apresenta inviável, pois implica em uma proibitiva necessidade computacional, devido ao impacto direto nos requerimentos de memória e tempo de processamento para as simulações.

Para a solução deste problema foram propostas mudanças na topologia dos modelos TLM-2D e 3D tradicionais, no que se refere à introdução de nós com comprimentos variáveis, quebrando o aspecto quadrado dos elementos da malha [7,12,21,23,24,25]. Fazendo um refinamento da malha apenas nas regiões de interesse, obtém-se um aumento de resolução dos valores de campos, sem causar um aumento significativo dos recursos computacionais. A dificuldade neste caso se destaca no aumento da complexidade da formulação e implementação do método. Precisamente, no próximo capítulo, serão tratados com profundidade os aspectos relacionados às malhas TLM irregulares bidimensionais.

Finalmente, vale chamar a atenção para o fato de que se minimizar os erros devido à discretização pobre, ao mesmo tempo estará sendo reduzido também o erro de dispersão, descrito no item anterior.

## 1.7 Conclusões do capítulo

Uma revisão dos fundamentos básicos do método TLM bidimensional e tridimensional foi o tema do Capítulo 1. Foram apresentados os princípios teóricos que levaram à origem do método, assim como as formulações para as topologias empregadas na modelagem em duas e três dimensões, para o caso de malha regular, abrangendo a análise de meios não homogêneos e com perdas. Foi discutida, ainda, a representação das condições de contorno, a excitação e as principais fontes de erros inerentes ao método.

No próximo capítulo, o estudo será estendido às malhas 2D irregulares.

## CAPÍTULO 2

### MALHA TLM-2D IRREGULAR

#### 2.1 Introdução

Como foi abordado no capítulo anterior, a geometria dos nós TLM-2D originais apresenta um aspecto quadrado ( $\Delta x = \Delta y = \Delta \ell$ ), com o objetivo de garantir o sincronismo na propagação dos pulsos na malha. No entanto, esta imposição limita a extensão da aplicação do método para um grande número de problemas práticos (ver figura 2.1), como por exemplo, a modelagem de estruturas formadas por diferentes materiais que apresentam uma grande desproporcionalidade entre as suas dimensões, ou também, nos casos de estruturas que apresentam regiões onde as componentes de campo sofrem rápidas variações dos seus valores dada a presença de bifurcações, cantos afiados e/ou curvos etc.. Estes casos precisam de uma discretização muito refinada da malha nessas regiões para a obtenção de resultados precisos. O uso de uma malha quadrada regular se torna então ineficiente, pois seria necessário um passo de discretização espacial muito pequeno, desnecessário para toda a malha, implicando no aumento (na maioria das vezes proibitivo) dos recursos computacionais.

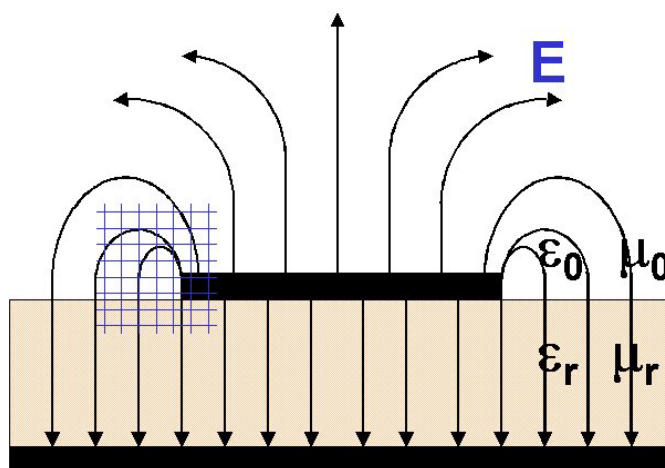


Figura 2.1 – A distribuição não uniforme do campo elétrico nas regiões próximas às extremidades de um *Microstrip Transmission Line* mostra a necessidade de uma discretização muito refinada da malha nessas regiões da estrutura.

A necessidade de contornar este problema motivou alguns pesquisadores a proporem mudanças no modelo TLM-2D tradicional. A primeira ruptura com a rigidez do aspecto quadrado regular dos nós foi apresentada em 1981 pelos pesquisadores Al-Mukhtar e J. Sitch [23]. Este novo modelo de malha foi nomeado de matriz híbrida (*hybrid matrix*). Baseada no nó Paralelo para problemas sem perdas, esta formulação permite a variação dos comprimentos dos nós ( $\Delta x \neq \Delta y$ ), passando então os parâmetros das linhas ( $L, C$ ) a depender destes comprimentos, precisando-se de tocos para manter o passo de tempo constante e garantir assim o sincronismo da propagação. Este tipo de malha TLM irregular é conhecido como *de comprimentos variáveis* ou *graded mesh*. Recentemente, em 1998, M. A. Mathias [12] estendeu o equacionamento de Al-Mukhtar e J. Sitch para o caso do nó Série, ainda sem a consideração das perdas. Estes modelos são estudados em detalhe no presente capítulo.

Em 1994, W. J. R. Hoefler e P. Sautier [24] apresentaram um novo modelo de malha *retangular* para o nó Paralelo e, posteriormente, em 1996, o próprio Hoefler e Q. Zhang estenderam a formulação para o caso Série [25]. Esta proposta constitui, como a versão da malha quadrada tradicional, um caso particular da formulação mais geral desenvolvida por Al-Mukhtar e J. Sitch para malhas 2D irregulares. O destaque fundamental das malhas do Hoefler é que a modelagem de estruturas com diferentes materiais (meios não homogêneos) é feita sem a necessidade da introdução de tocos reativos, o que as torna menos sensível ao problema de erro de dispersão do que os modelos com tocos. No entanto, as malhas retangulares se limitam a problemas onde existe uma grande assimetria dimensional nas estruturas a serem modeladas, isto é, a dimensão dos objetos ou dos materiais em uma direção é muito menor quando comparada com a outra (por exemplo: *microstrip lines*).

As alternativas ao TLM-2D original, descritas brevemente acima, constituem as mais relevantes, melhor fundamentadas e de maior aplicabilidade prática das reportadas na literatura no que diz respeito às malhas irregulares do tipo *graded mesh*. No presente trabalho, como já foi dito, serão apresentadas as topologias das malhas desenvolvidas em [12] e [23]. No entanto, contribuiremos para a formulação das mesmas com a inclusão da análise de *perdas* (*elétricas e magnéticas*). No final do capítulo, validando as implementações computacionais feitas, será apresentado um conjunto de simulações para o estudo da propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas de guias de onda, sendo algumas delas casos de interesse prático nas aplicações de microondas.

## 2.2 O nó Paralelo para malha irregular

O procedimento para a determinação do equacionamento do nó é idêntico ao caso da malha quadrada regular que, como foi mencionado, constitui um caso particular da formulação mais geral que será mostrada a seguir.

A figura 2.2 mostra o circuito elétrico equivalente do nó, sendo que agora os comprimentos espaciais nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$  podem assumir valores diferentes.

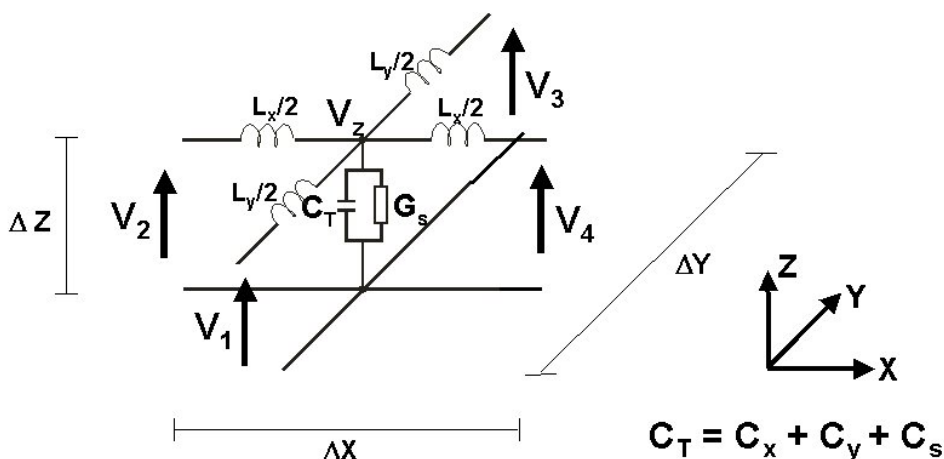


Figura 2.2 – Representação do circuito elétrico equivalente do nó Paralelo para malha irregular.

Aplicando as leis de Kirchhoff, as equações diferenciais de corrente e tensão do circuito da figura 2.2 ficam:

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta z} \right)}{\partial x} = -L_x \frac{\Delta y}{\Delta x \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta y} \right)}{\partial t} \tag{2.1a}$$

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta z} \right)}{\partial y} = -L_y \frac{\Delta x}{\Delta y \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta x} \right)}{\partial t} \tag{2.1b}$$

$$\frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta y} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta x} \right)}{\partial y} = -C_T \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta z} \right)}{\partial t} - G_s \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \left( \frac{V_z}{\Delta z} \right) \tag{2.1c}$$

Lembrando que este tipo de nó é utilizado para a modelagem de problemas com polarização  $TM$ , as equações de Maxwell no sistema cartesiano (1.4a, 1.4b e 1.4c) são:

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu \frac{\partial H_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z$$

Verifica-se a seguinte equivalência entre as grandezas de campo e as da malha TLM irregular com nós Paralelos:

$$E_z = \frac{V_z}{\Delta z} \quad (2.2a)$$

$$H_x = \frac{I_y}{\Delta x} \quad (2.2b)$$

$$H_y = -\frac{I_x}{\Delta y} \quad (2.2c)$$

Os parâmetros do circuito se relacionam com os do meio modelado:

$$L_x = \mu \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta y} \quad (2.3a)$$

$$L_y = \mu \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} \quad (2.3b)$$

$$C_T = \varepsilon \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} \quad (2.3c)$$

$$G_s = \sigma \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} \quad (2.3d)$$

As expressões (2.3a – 2.3d) mostram a dependência dos parâmetros do circuito em relação às dimensões do nó.

### 2.3 O nó Série para malha irregular

A figura 2.3 mostra o circuito elétrico equivalente para o nó Série.

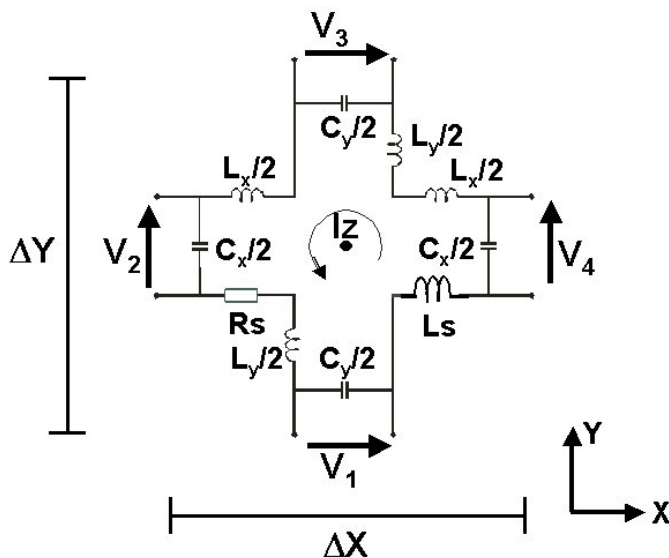


Figura 2.3 –Representação do circuito elétrico equivalente do nó Série para malha irregular.

As equações diferenciais de corrente e tensão do circuito da figura 2.3 serão:

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial x} = C_x \frac{\Delta y}{\Delta x \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial t} \quad (2.4a)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial y} = -C_y \frac{\Delta x}{\Delta y \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta x} \right)}{\partial t} \quad (2.4b)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta x} \right)}{\partial y} = L_T \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial t} + R_s \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right) \quad (2.4c)$$

Lembrando que este tipo de nó é utilizado para a modelagem de problemas com polarização *TE*, as equações de Maxwell no sistema cartesiano (equações 1.39a, 1.39b, 1.39c) são:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z$$

Verifica-se a seguinte equivalência entre as grandezas de campo e as da malha TLM irregular com nós Série:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta z} \quad (2.5a)$$

$$E_x = -\frac{V_x}{\Delta x} \quad (2.5b)$$

$$E_y = -\frac{V_y}{\Delta y} \quad (2.5c)$$

Finalmente, os parâmetros do circuito se relacionam com os do meio modelado:

$$C_x = \varepsilon \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta y} \quad (2.6a)$$

$$C_y = \varepsilon \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} \quad (2.6b)$$

$$L_T = \mu \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} \quad (2.6c)$$

$$R_s = \sigma_m \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} \quad (2.6d)$$

onde:  $L_T = L_x + L_y + L_s$  é a indutância total do nó.

## 2.4 Seleção dos parâmetros dos nós para garantir o sincronismo da propagação na malha irregular

Na malha irregular, como foi visto nos itens anteriores, os elementos do espaço discretizado podem assumir valores diferentes ( $\Delta x \neq \Delta y$ ). Esta assimetria entre os ramos horizontais

e verticais implica em que, se não forem feitas modificações na formulação dos parâmetros das linhas de transmissão, não será possível garantir o *sincronismo de tempo* na malha, isto é, os pulsos propagados pelos ramos não atingirão os nós e os contornos num mesmo instante de tempo, deixando o modelo de ser uma representação discreta do princípio de Huygens. Esta dificuldade pode ser vista com maior clareza partindo da expressão da velocidade de propagação nas linhas, que agora para cada direção será:

$$v_{LTx} = \frac{1}{\sqrt{L_{dx}C_{dx}}} \quad (2.7a)$$

$$v_{LTy} = \frac{1}{\sqrt{L_{dy}C_{dy}}} \quad (2.7b)$$

Lembrando do capítulo 1 que a velocidade também pode ser expressa como  $v_{LT} = \frac{\Delta \ell}{\Delta t}$ , a expressão do passo discretizado de tempo  $\Delta t$  será:

$$\Delta t_x = \frac{\Delta x}{v_{LTx}} \quad (2.8a)$$

$$\Delta t_y = \frac{\Delta y}{v_{LTy}} \quad (2.8b)$$

No entanto, *deve-se garantir que o passo de tempo seja único para toda a malha*, para a manutenção do sincronismo, devendo-se cumprir:

$$\Delta t = \Delta x \sqrt{L_{dx}C_{dx}} = \Delta y \sqrt{L_{dy}C_{dy}} \quad (2.9)$$

Da expressão acima se percebe que, se as linhas que conformam os ramos dos nós tiverem seus parâmetros por unidade de comprimento idênticos ( $L_{dx} = L_{dy}$ ;  $C_{dx} = C_{dy}$ ), ocorrerá a quebra do sincronismo. Uma maneira de se manter o sincronismo dos pulsos é *impondo que a velocidade de propagação dos mesmos seja inversamente proporcional ao comprimento do ramo*.

Através da seleção adequada dos parâmetros das linhas do nó, pode-se fazer com que a velocidade de propagação sobre estas linhas seja tanto maior quanto maior for o seu comprimento físico, mantendo desta forma a isotropia na propagação sobre a malha.

Veja-se então o procedimento de cálculo para cada tipo de topologia.



No caso do nó Paralelo, as indutâncias distribuídas nas linhas podem ser obtidas das relações (2.3a - 2.3b):

$$L_{dx} = \mu \frac{\Delta z}{\Delta y} \quad (2.10a)$$

$$L_{dy} = \mu \frac{\Delta z}{\Delta x} \quad (2.10b)$$

Substituindo (2.10a - 2.10b) em (2.9), pode-se obter as expressões das capacitâncias distribuídas das linhas nas direções  $x$  e  $y$ :

$$C_{dx} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta t^2 \Delta y}{\Delta x^2 \Delta z} \quad (2.11a)$$

$$C_{dy} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta t^2 \Delta x}{\Delta y^2 \Delta z} \quad (2.11b)$$

A capacitância total para o nó (ver figura 2.2) será, então, a soma das capacitâncias das linhas (desconsiderando-se, por enquanto, a capacitância do toco  $C_s$ , cuja necessidade de introdução será vista adiante):

$$C_T = C_{dx} \Delta x + C_{dy} \Delta y = \frac{\Delta t^2}{\mu \Delta z} \left( \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (2.12)$$

Por outro lado, da equivalência estabelecida entre as equações de campos e circuitos, foi obtida a expressão (2.3c) da capacitância necessária para a modelagem do meio, portanto, (2.12) e (2.3c) também devem ser equivalentes:

$$\frac{\Delta t^2}{\mu \Delta z} \left( \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x \Delta y} \right) = \varepsilon \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} \quad (2.13)$$

Da igualdade acima pode ser visto que o passo de tempo dependerá dos comprimentos dos nós em ambas direções e dos parâmetros do meio modelado:

$$\Delta t = \sqrt{\mu \varepsilon} \cdot \frac{\Delta x \Delta y}{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}} \quad (2.14)$$

Nos casos mais gerais de modelagem de problemas, a malha TLM pode apresentar regiões com nós de comprimentos diferentes em uma mesma direção ( $\Delta x_1 \neq \Delta x_2 \dots \neq \Delta x_n$ ;  $\Delta y_1 \neq \Delta y_2 \dots \neq \Delta y_n$ ) e/ou, ainda, meios diferentes, como é ilustrado na figura 2.4. Isto implica que, em cada uma das

regiões modeladas, poderá resultar um valor de passo de tempo diferente das demais regiões do problema. Entretanto, no método TLM só pode existir um único passo de tempo para toda a malha.

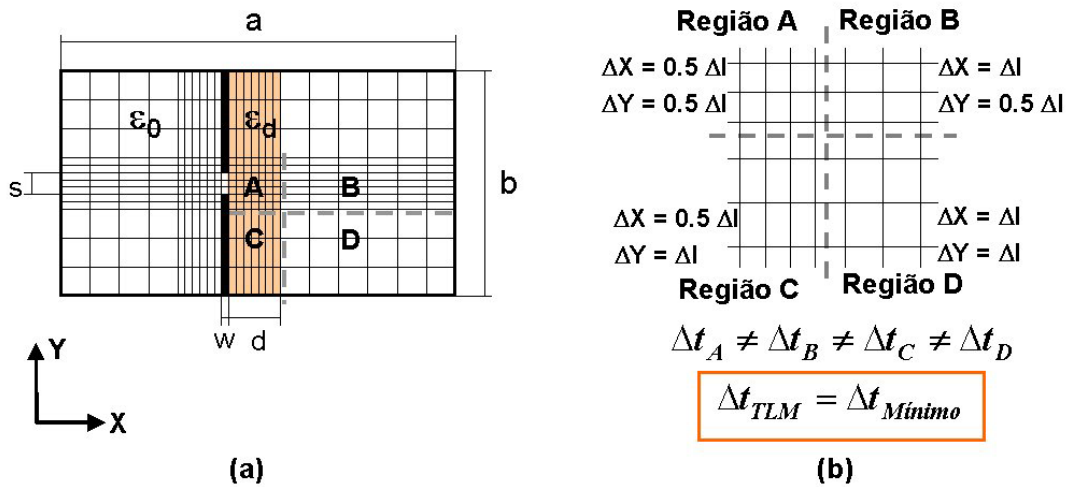


Figura 2.4 – Exemplo de malha TLM – 2D irregular. a) Discretização da seção transversal de uma estrutura tipo *Fin line unilateral*; b) Ampliação da região de interface entre quatro regiões diferentes da malha.

Assim, uma vez calculados os valores de passo de tempo correspondentes a cada região, aquele que apresentar o *menor valor* dentre todos, será adotado como o passo de tempo  $\Delta t_{TLM}$ , único para toda a malha. Desta forma, a região que possui o menor passo de tempo é, automaticamente, modelada corretamente, sendo que as demais regiões apresentarão um valor de capacitância no nó inferior ao previsto na relação (2.12). Então, torna-se necessário implementar uma correção no valor da capacitância do nó, através da introdução de um toco, capaz de modelar este déficit capacitivo.

Este toco capacitivo terá um valor de capacitância:  $C_s = C_T - (C_x + C_y)$ , então:

$$C_s = \varepsilon \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} - \frac{\Delta t_{TLM}^2}{\mu \Delta z} \left( \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (2.15)$$

No caso das admitâncias das linhas de transmissão, estas serão obtidas substituindo na expressão de admitância  $Y = \sqrt{\frac{C_d}{L_d}}$  os valores de  $L_{dx}$  (2.10a),  $C_{dx}$  (2.11a) e  $L_{dy}$  (2.10b),  $C_{dy}$  (2.11b), obtendo-se:

$$Y_{LTx} = \frac{\Delta y \Delta t_{TLM}}{\mu \Delta x \Delta z} \quad (2.16a)$$

$$Y_{LTy} = \frac{\Delta x \Delta t_{TLM}}{\mu \Delta y \Delta z} \quad (2.16b)$$

e a admitância do toco capacitivo será expressa como:

$$Y_s = 2 \frac{C_s}{\Delta t_{TLM}} \quad (2.17)$$

No caso da malha de topologia Série, o procedimento para a determinação das expressões dos parâmetros das linhas e para a escolha do passo de tempo único,  $\Delta t_{TLM}$ , é totalmente análogo ao desenvolvido acima para o nó Paralelo, só que agora baseados nas expressões das indutâncias.

As capacitâncias distribuídas nas linhas podem ser obtidas das relações (2.6a e 2.6b):

$$C_{dx} = \varepsilon \frac{\Delta z}{\Delta y} \quad (2.18a)$$

$$C_{dy} = \varepsilon \frac{\Delta z}{\Delta x} \quad (2.18b)$$

Substituindo (2.18a – 2.18b) em (2.9), pode-se obter as expressões das indutâncias distribuídas das linhas nas direções  $x$  e  $y$ :

$$L_{dx} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\Delta t^2 \Delta y}{\Delta x^2 \Delta z} \quad (2.19a)$$

$$L_{dy} = \frac{1}{\varepsilon} \cdot \frac{\Delta t^2 \Delta x}{\Delta y^2 \Delta z} \quad (2.19b)$$

A indutância total para o nó (ver figura 2.3) será a soma das indutâncias das linhas:

$$L_T = L_{dx} \Delta x + L_{dy} \Delta y = \frac{\Delta t^2}{\varepsilon \Delta z} \left( \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (2.20)$$

Por outro lado, da equivalência estabelecida entre as equações de campos e circuitos, foi obtida a expressão (2.6c) da indutância necessária para a modelagem do meio, portanto, (2.20) e (2.6c) também devem ser equivalentes. Do estabelecimento desta igualdade, da mesma forma que para o nó Paralelo, a expressão para o cálculo do passo de tempo é definida por (2.14).

A escolha do passo de tempo único para toda a malha é idêntico ao já apresentado para o nó Paralelo. Nas regiões onde o passo de tempo local é superior ao passo da malha,  $\Delta t_{TLM}$ , é introduzido um toco para modelar o déficit de indutância no nó, causado pela mudança do passo.

Este toco indutivo terá um valor de indutância:  $L_s = L_T - (L_x + L_y)$ , então:

$$L_s = \mu \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta z} - \frac{\Delta t_{TLM}^2}{\varepsilon \Delta z} \left( \frac{\Delta x^2 + \Delta y^2}{\Delta x \Delta y} \right) \quad (2.21)$$

No caso das impedâncias das linhas de transmissão, estas são obtidas substituindo na expressão de impedância  $Z = \sqrt{\frac{L_d}{C_d}}$  os valores de  $L_{dx}$  (2.20a),  $C_{dx}$  (2.19a) e  $L_{dy}$  (2.20b),  $C_{dy}$  (2.19b), obtendo-se:

$$Z_{LTx} = \frac{\Delta y \Delta t_{TLM}}{\varepsilon \Delta x \Delta z} \quad (2.22a)$$

$$Z_{LTy} = \frac{\Delta x \Delta t_{TLM}}{\varepsilon \Delta y \Delta z} \quad (2.22b)$$

e a impedância do toco indutivo será expressa como:

$$Z_s = 2 \frac{L_s}{\Delta t_{TLM}} \quad (2.23)$$

### 2.5 Propagação de energia na malha TLM-2D irregular e computação dos campos

A análise do processo de espalhamento dos impulsos na malha é feito de maneira análoga ao caso da malha quadrada regular. Por exemplo, para o nó Paralelo, o circuito equivalente de Thévenin fica como ilustra a figura 2.5.

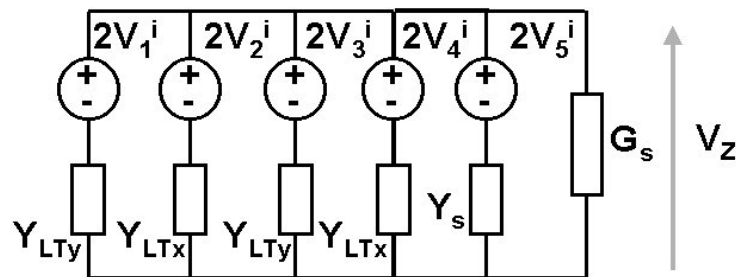


Figura 2.5 – Circuito equivalente de Thévenin para o nó TLM-2D Paralelo – malha irregular.

A diferença agora está no fato de que os valores de admitância característica nos ramos em direções diferentes poderão não ser iguais, segundo as equações (2.16a e 2.16b).

Do circuito equivalente de Thévenin pode-se obter a expressão para a tensão no ponto central do nó:

$${}_k V_z = \frac{2 \cdot ({}_k V_1^i + {}_k V_3^i) Y_{LTy} + 2 \cdot ({}_k V_2^i + {}_k V_4^i) Y_{LTx} + 2 \cdot {}_k V_5^i \cdot Y_s}{2 \cdot (Y_{LTx} + Y_{LTy}) + Y_s + G_s} \quad (2.24)$$

Seguindo o mesmo procedimento do item 1.1.2.1, a matriz de espalhamento calculada será:

$$[S] = \frac{1}{\hat{Y}} \begin{bmatrix} (-2Y_{LTx} - Y_s - G_s) & 2Y_{LTx} & 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & 2Y_s \\ 2Y_{LTy} & (-2Y_{LTy} - Y_s - G_s) & 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & 2Y_s \\ 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & (-2Y_{LTx} - Y_s - G_s) & 2Y_{LTx} & 2Y_s \\ 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & 2Y_{LTy} & (-2Y_{LTy} - Y_s - G_s) & 2Y_s \\ 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & 2Y_{LTy} & 2Y_{LTx} & (Y_s - 2(Y_{LTx} + Y_{LTy}) - G_s) \end{bmatrix}$$

(2.25)

onde:  $\hat{Y} = 2 \cdot (Y_{LTx} + Y_{LTy}) + Y_s + G_s$ .

O campo elétrico na direção  $z$  será dado por:

$${}_k E_z = \frac{{}_k V_z}{\Delta z} = \frac{2 \cdot ({}_k V_1^i + {}_k V_3^i) Y_{LTy} + 2 \cdot ({}_k V_2^i + {}_k V_4^i) Y_{LTx} + 2 \cdot {}_k V_5^i \cdot Y_s}{\hat{Y} \Delta z} \quad (2.26)$$

As relações entre as componentes de campo magnético e as correntes do nó nas direções  $x$  e  $y$  poderão ser expressas como:

$${}_k H_x = \frac{{}_k I_y}{\Delta x} = \frac{{}_k V_1^i - {}_k V_3^i}{Z_{LTx} \Delta x} \quad (2.27a)$$

$${}_k H_y = -\frac{{}_k I_x}{\Delta y} = \frac{{}_k V_4^i - {}_k V_2^i}{Z_{LTy} \Delta y} \quad (2.27b)$$

Da mesma maneira, repetindo os procedimentos dos itens 1.1.3.1 e 1.1.3.2, a matriz de espalhamento para o nó Série irregular será:

$$[S] = \frac{1}{\hat{Z}} \begin{bmatrix} \hat{Z} - 2Z_{LTy} & 2Z_{LTy} & 2Z_{LTy} & -2Z_{LTy} & -2Z_{LTy} \\ 2Z_{LTx} & \hat{Z} - 2Z_{LTx} & -2Z_{LTx} & 2Z_{LTx} & 2Z_{LTx} \\ 2Z_{LTy} & -2Z_{LTy} & \hat{Z} - 2Z_{LTy} & 2Z_{LTy} & 2Z_{LTy} \\ -2Z_{LTx} & 2Z_{LTx} & 2Z_{LTx} & \hat{Z} - 2Z_{LTx} & -2Z_{LTx} \\ -2Z_s & 2Z_s & 2Z_s & -2Z_s & \hat{Z} - 2Z_s \end{bmatrix} \quad (2.28)$$

onde :  $\hat{Z} = 2 \cdot (Z_{LTx} + Z_{LTy}) + Z_s + R_s$

O campo magnético na direção  $z$  será dado por:

$${}_k H_z = \frac{{}_k I_Z}{\Delta z} = \frac{2 \cdot ({}_k V_1^i - {}_k V_2^i - {}_k V_3^i + {}_k V_4^i + {}_k V_5^i)}{(2Z_{LTx} + 2Z_{LTy} + Z_s + R_s)\Delta z} \quad (2.29)$$

As componentes do campo elétrico nas direções  $x$  e  $y$  do nó serão expressas por:

$${}_k E_x = -\frac{{}_k V_x}{\Delta x} = -\left( \frac{{}_k V_1^i + {}_k V_3^i}{\Delta x} \right) \quad (2.30a)$$

$${}_k E_y = -\frac{{}_k V_y}{\Delta y} = -\left( \frac{{}_k V_2^i + {}_k V_4^i}{\Delta y} \right) \quad (2.30b)$$

## 2.6 Modelagem de interfaces entre nós de regiões diferentes. Conexão dos pulsos

Os pulsos que viajam entre nós adjacentes, porém pertencentes a regiões distintas da malha (cujos reticulados e/ou meio são diferentes), encontram, na passagem de um ramo a outro, uma mudança de impedância que deve ser considerada. Como ilustra a figura 2.6, só uma parte da energia proveniente do nó  $i$ , trafegando pelo ramo 4, será transmitida ao nó adjacente  $i+1$ , pois uma outra parcela será refletida de volta ao nó. Simultaneamente, um processo similar acontece com o pulso que viaja pelo ramo 2 do nó  $i+1$ .

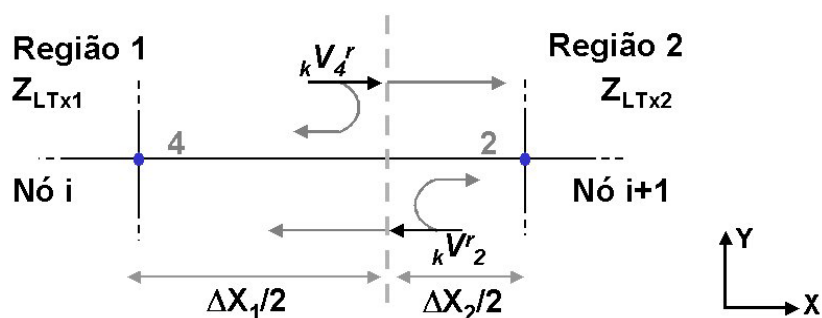


Figura 2.6 – Representação da interface entre nós de regiões diferentes.

Nestes casos, as interfaces são modeladas através da introdução de coeficientes de reflexão e transmissão durante o processo de conexão dos pulsos. O cálculo destes coeficientes é baseado no valor das impedâncias dos ramos. Para o caso do exemplo da figura 2.6, teríamos:

$$\Gamma_{44} = \frac{Z_{LTx2} - Z_{LTx1}}{Z_{LTx2} + Z_{LTx1}} \quad (2.31a)$$

$$T_{42} = \Gamma_{44} + 1 \quad (2.31b)$$

$$\Gamma_{22} = \frac{Z_{LTx1} - Z_{LTx2}}{Z_{LTx1} + Z_{LTx2}} \quad (2.32a)$$

$$T_{24} = \Gamma_{22} + 1 \quad (2.32b)$$

Os impulsos de tensão incidentes nos ramos, para o instante de tempo seguinte  $k+1$ , podem ser calculados como:

$${}_{k+1}V_4^i = \Gamma_{44} \cdot {}_kV_4^r + T_{24} \cdot {}_kV_2^r \quad (2.33a)$$

$${}_{k+1}V_2^i = \Gamma_{22} \cdot {}_kV_2^r + T_{42} \cdot {}_kV_4^r \quad (2.33b)$$

A introdução de interfaces é válida para ambos os tipos de nós: Paralelo e Série.

## 2.7 Modificação do nó Série para a análise do modo TE em materiais dielétricos com perdas

No decorrer da presente pesquisa, uma limitação do método TLM – 2D foi identificada quando se desejava a sua aplicação em problemas contendo meios com perdas. Como foi estudado, com o nó Paralelo é possível modelar problemas de propagação TM em estruturas dielétricas com perdas e, com o nó Série, problemas de propagação TE em estruturas com perdas de origem magnética. Porém, a formulação convencional do TLM-2D (tanto para malha quadrada quanto irregular) não permite o tratamento do caso contrário, ou seja, com o nó Paralelo não é possível a modelagem TM de meios com perdas magnéticas, assim como com o nó Série é impossível simular casos de propagação TE em meios dielétricos com perdas. Esta dificuldade encontrada limita as possibilidades de aplicação do método em inúmeros problemas de interesse prático, como, por exemplo, a modelagem de meios biológicos, nos quais a condutividade elétrica dos tecidos não pode ser desprezada.

Neste sentido, no presente trabalho serão apresentadas modificações na topologia do nó Série convencional, com o intuito de possibilitar o tratamento de casos de polarização TE em estruturas dielétricas com perdas.

Para tornar evidente o problema a ser tratado, parte-se das equações de Maxwell no sistema cartesiano, admitindo polarização TE da onda em relação ao plano  $xy$ , para um meio com perdas elétricas:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = -\varepsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} - \sigma E_y \quad (2.34a)$$

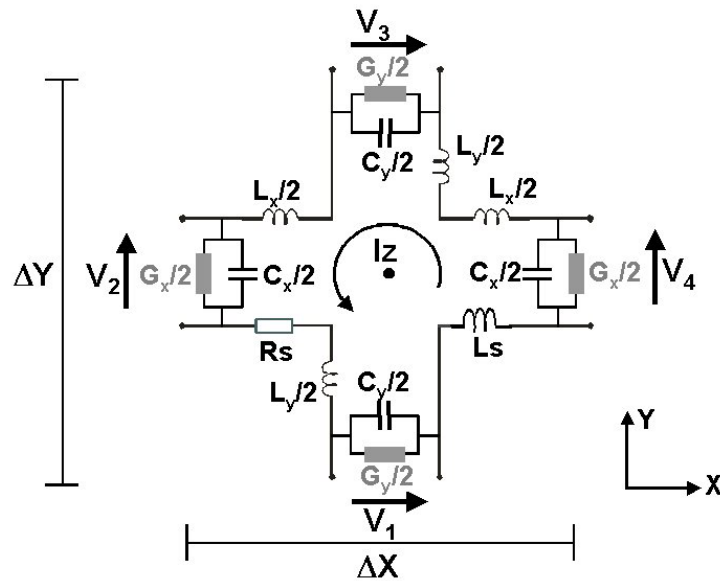
$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \varepsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma E_x \quad (2.34b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z \quad (2.34c)$$

Comparando o sistema de equações (2.34a, 2.34b e 2.34c) com os obtidos anteriormente para o circuito elétrico equivalente do nó Série, para o caso de malha quadrada regular (1.19a, 1.19b e 1.19c) e para malha irregular (2.4a, 2.4b e 2.4c), nota-se que não é possível estabelecer uma equivalência total entre as grandezas de campo e as das malhas TLM Série, pelo fato destas últimas não levar em consideração, em suas topologias, elementos que modelem as perdas elétricas do meio, representadas no segundo termo do lado direito de (2.34a) e (2.34b).

Na procura de uma solução simples e eficiente para este problema, que não implicasse em um aumento excessivo na complexidade da formulação e na implementação computacional do nó, foram feitas as modificações mostradas na figura 2.7.





**Figura 2.7 – Representação do nó TLM-2D Série modificado pela introdução de elementos dissipativos para a modelagem de meios dielétricos com perdas.**

Foram adicionados *tocos dissipativos*, representados no circuito pelas condutâncias  $G_x$  e  $G_y$ , em paralelo com as extremidades de cada um dos ramos do nó, simulando desta forma as perdas elétricas.

Agora, as equações das tensões e correntes para o circuito modificado do nó Série ficam:

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial x} = C_x \frac{\Delta y}{\Delta x \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial t} + G_x \frac{\Delta y}{\Delta x \Delta z} \left( \frac{V_y}{\Delta y} \right) \quad (2.35a)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial y} = -C_y \frac{\Delta x}{\Delta y \Delta z} \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta x} \right)}{\partial t} - G_y \frac{\Delta x}{\Delta y \Delta z} \left( \frac{V_x}{\Delta x} \right) \quad (2.35b)$$

$$\frac{\partial \left( \frac{V_y}{\Delta y} \right)}{\partial x} - \frac{\partial \left( \frac{V_x}{\Delta x} \right)}{\partial y} = L_T \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \frac{\partial \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right)}{\partial t} + R_s \frac{\Delta z}{\Delta x \Delta y} \left( \frac{I_z}{\Delta z} \right) \quad (2.35c)$$

Comparando as equações acima com as do sistema (2.34a, 2.34b e 2.34c), verificam-se as mesmas equivalências entre as grandezas de campo e as da malha TLM Série, já obtidas em (2.5a, 2.5b e 2.5c).

Às expressões que relacionam os parâmetros do circuito e do meio modelado (2.6a – 2.6d), adicionam-se:

$$G_x = \sigma \frac{\Delta x \Delta z}{\Delta y} \tag{2.36a}$$

$$G_y = \sigma \frac{\Delta y \Delta z}{\Delta x} \tag{2.36b}$$

De maneira análoga ao nó Série convencional, a análise do processo de espalhamento dos impulsos na malha e o cálculo dos valores das tensões e correntes, serão feitos a partir do circuito equivalente de Thévenin. A diferença fundamental no atual modelo de nó Série está dada no fato das correntes dos ramos serem agora *diferentes* da corrente total do nó,  $I_z$ , devido à presença das condutâncias em paralelo com os ramos, como mostra a figura 2.8.

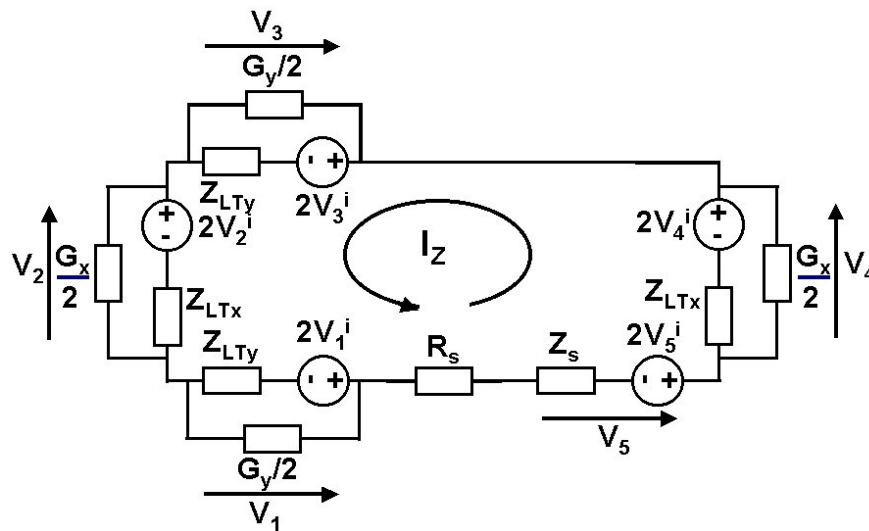


Figura 2.8 – Circuito equivalente de Thévenin do nó Série modificado.

A determinação das correntes nos ramos é um passo necessário para a obtenção das expressões das tensões refletidas que intervêm no processo de espalhamento na malha, como foi visto no item 1.1.3.1. Agora, a expressão da tensão refletida em cada ramo (1.28) fica:

$${}_k V_p^r = {}_k V_p^i \pm {}_k I_p Z_{LTn} \quad p = 1, \dots, 4 \quad n = x, y \tag{2.37}$$

onde  ${}_k I_p$  é a corrente no ramo  $p$  no instante de tempo  $k$  e  $Z_{LTn}$  é a impedância característica na direção  $n$ . Para o caso do toco indutivo,  ${}_k I_5 = {}_k I_z$ .

O procedimento a ser seguido para o cálculo destas correntes será obter, para cada ramo (incluindo o toco indutivo), um circuito equivalente do restante do nó (aplicando o teorema de Thévenin e transformações de fontes de tensão em fontes de corrente). Este procedimento é

mostrado na figura 2.9 e na expressão (2.38), para o caso particular do ramo 4 do circuito da figura 2.8.

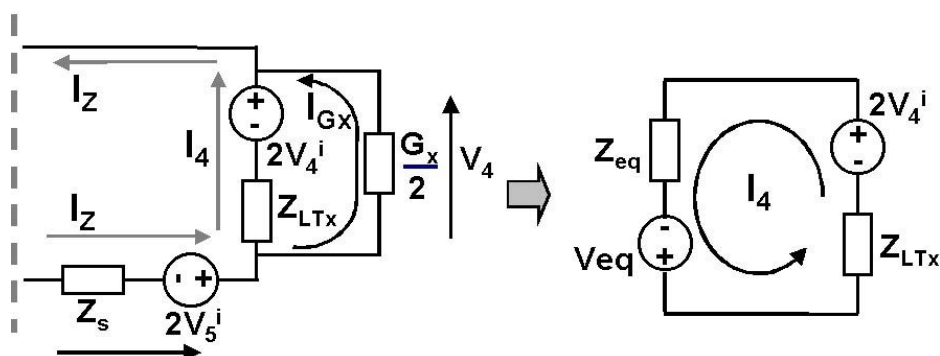
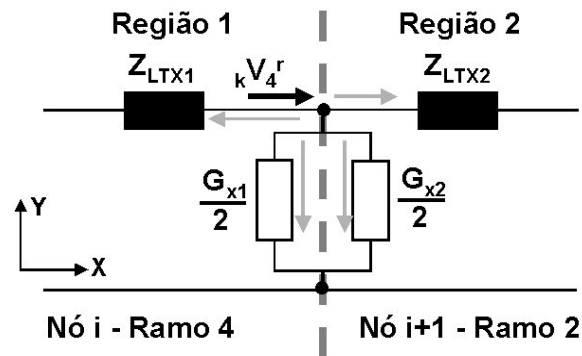


Figura 2.9 – Transformação do circuito equivalente de Thévenin para o cálculo das correntes nos ramos: exemplo para o ramo 4.

$${}^k I_4 = \frac{{}^k V_{eq} + 2 {}^k V_4^i}{Z_{eq} + Z_{LTX}} \tag{2.38}$$

Repetindo-se este processo para cada ramo do circuito e, substituindo-se (2.38) em (2.37) para cada caso, é possível representar o processo de espalhamento na sua forma matricial, de forma similar ao nó convencional. Os coeficientes da matriz de espalhamento  $[S]$  que, no caso convencional, são dependentes simplesmente dos valores das impedâncias nos ramos, agora serão combinações de impedâncias equivalentes resultantes do processo descrito anteriormente, o que torna a matriz mais cheia, embora o número de linhas e colunas (5 x 5) seja mantido igual ao caso original. No Anexo 1 é mostrada, de forma explícita, como fica a matriz  $[S]$ , assim como as expressões de cada um dos seus coeficientes.

A modelagem das interfaces entre nós de regiões diferentes, durante o processo de conexão com o momento seguinte, também será afetada pela presença dos tocos dissipativos. Como ilustra a figura 2.10, além da parcela de energia proveniente do nó  $i$ , que será transmitida ao nó adjacente  $i+1$  e, da parte que será refletida de volta ao nó, uma outra parcela será *absorvida* pelas condutâncias ligadas aos ramos. Simultaneamente, um processo similar acontece com o pulso que viaja pelo ramo 2 do nó  $i+1$ .



**Figura 2.10 – Interface entre ramos de regiões com características diferentes na malha modificada.**

O cálculo dos coeficientes de reflexão no exemplo da figura 2.10 será:

$$\Gamma_{44} = \frac{Z_{eq2} - Z_{LTX1}}{Z_{eq2} + Z_{LTX1}} \quad (2.39a)$$

$$\Gamma_{22} = \frac{Z_{eq1} - Z_{LTX2}}{Z_{eq1} + Z_{LTX2}} \quad (2.39b)$$

onde:  $Z_{eq}$  é a combinação paralela da impedância característica da linha vizinha com as condutâncias de perdas:

$$Z_{eq2} = Z_{LTX2} // \frac{2}{G_{x1}} // \frac{2}{G_{x2}} \quad (2.40a)$$

$$Z_{eq1} = Z_{LTX1} // \frac{2}{G_{x1}} // \frac{2}{G_{x2}} \quad (2.40b)$$

Os impulsos de tensão incidentes nos ramos para o instante de tempo seguinte  $k+1$  podem ser calculados pelas mesmas expressões (2.33a e 2.33b) usadas no caso da malha Série convencional.

As implementações do método TLM-2D modificado foram validadas para casos de propagação em estruturas de guias de onda e em aplicações bioeletromagnéticas, onde foi estudada a interação das ondas de radiofrequência com os meios biológicos. Os resultados obtidos foram altamente satisfatórios, como poderá ser conferido no próximo item e no capítulo 5.

## 2.8 Validação das implementações TLM-2D para malha irregular

Neste item será realizada a aplicação do TLM-2D na solução de problemas com resultados conhecidos (analítica e/ou numericamente), procurando assim validar a eficiência e desempenho dos códigos computacionais desenvolvidos como parte do trabalho de tese.

É importante destacar que para todas as simulações mostradas neste trabalho, a escolha das dimensões dos nós, densidade da malha e número de iterações no tempo foram feitas levando em consideração os seguintes fatores:

- Minimização do efeito nos resultados dos erros inerentes ao método: de truncamento, dispersão e discretização pobre;
- A capacidade de processamento dos computadores disponíveis, considerando fundamentalmente o tempo dispensado na simulação e o tamanho dos arquivos gerados.

### 2.8.1 Aplicação a casos de interesse prático em microondas: Estrutura *fin line unilateral*

As *fin lines* [26] são estruturas de interesse prático na área de circuitos integrados, sendo utilizadas com sucesso como meio de transmissão de microondas em projetos de conversores e filtros. Consistem num guia de onda retangular preenchido por ar, contendo em seu interior duas finas trilhas condutoras montadas sobre um substrato dielétrico e inseridas na região central do guia. As *fin lines* podem ser do tipo *unilateral* (figura 2.11), *bilateral* ou *isolada*. Pela complexidade da geometria e do comportamento não uniforme dos campos nas regiões próximas às trilhas condutoras, torna-se praticamente inviável a resolução analítica das mesmas.

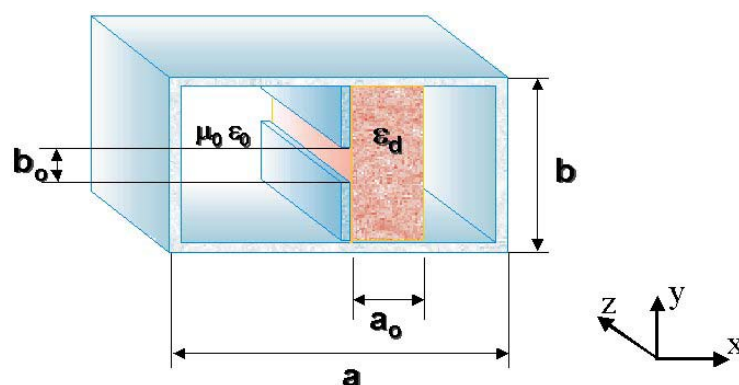


Figura 2.11 – Estrutura *fin line unilateral*.

O exemplo de *fin line* que será estudado a seguir, foi encontrado em [26]. Nesse trabalho foram obtidas as frequências de corte do modo de propagação fundamental  $TE_{10}$  e do primeiro modo superior  $TE_{20}$ , para os três variantes de *fin line* (unilateral, bilateral e isolada), em função das dimensões do *gap* entre as trilhas condutoras,  $b_0$ , e da largura do substrato dielétrico,  $a_0$  (ver figura

2.11). Aplicou-se naquele caso o Método de Ressonância Transversa (*TRM - Transverse Resonance Method*) [27].

No presente trabalho, com o intuito de validar as nossas implementações de malha irregular, será modelado apenas o *fin line* tipo *unilateral*, para as seguintes restrições de geometria:  $b/a = 1/2$ ,  $a_0/a = 1/8$ ,  $b_0/b = 1/4$  e permissividade relativa do dielétrico,  $\epsilon_r = 2,22$ .

Foi avaliado o desempenho de quatro malhas com topologia Série: duas regulares e duas irregulares, como será mostrado a seguir.

*Dados da geometria do fin line:*

$$a = 3,2 \text{ cm} ; b = 1,6 \text{ cm} ; a_0 = 0,4 \text{ cm} ; b_0 = 0,4 \text{ cm}$$

*Dados da modelagem TLM – 2D:*

Para todas as malhas, a excitação inicial foi feita aplicando impulsos ao longo da parede vertical esquerda do guia, correspondentes à componente de campo  $H_z$ . Foram realizadas 3000 iterações no tempo. As saídas de resultados foram extraídas no mesmo ponto da estrutura para todos os casos.

A espessura das trilhas condutoras não foi considerada, sendo simuladas como condições de contorno interiores (paredes elétricas).

*Dados da malha regular I:*

$$\Delta\ell = 0,05 \text{ cm} ; a = 64 \Delta\ell ; b = 32 \Delta\ell ; a_0 = 8 \Delta\ell ; b_0 = 8 \Delta\ell$$

Número total de nós: 64 x 32.

*Dados da malha regular II:*

$$\Delta\ell = 0,025 \text{ cm} ; a = 128 \Delta\ell ; b = 64 \Delta\ell ; a_0 = 16 \Delta\ell ; b_0 = 16 \Delta\ell$$

Número total de nós: 128 x 64.

Note-se que a malha II é mais densa, apresentando o dobro da quantidade de nós da malha I e a metade do comprimento  $\Delta\ell$  da mesma.

*Dados das malhas irregulares:*

As malhas irregulares foram divididas em 4 e 12 regiões homogêneas, respectivamente, procurando uma maior discretização nas regiões próximas às trilhas e ao *gap* entre elas, como mostram as figuras 2.12a e 2.12b, e a tabela 2.1.

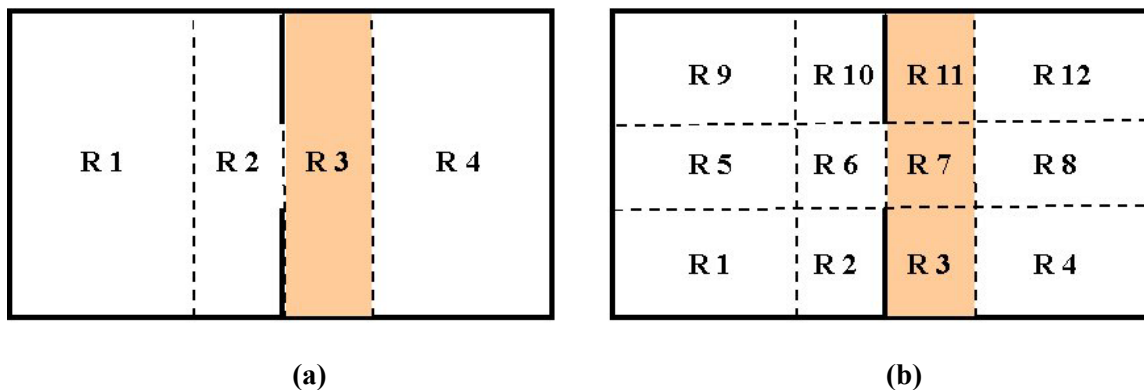


Figura 2.12 – Modelagem do *fin line unilateral* utilizando malha irregular: a) Malha irregular I (4 regiões homogêneas); b) Malha irregular II (12 regiões homogêneas).

TABELA 2.1 – Dados por regiões homogêneas das malhas irregulares empregadas na modelagem do *fin line unilateral*.

Região	Malha Irregular I					Malha Irregular II				
	$\Delta X^*$	$\Delta Y$	Nós X	Nós Y	$\epsilon_r$	$\Delta X$	$\Delta Y$	Nós X	Nós Y	$\epsilon_r$
1	0,05	0,05	23	32	1,0	0,075	0,075	16	8	1,0
2	0,025	0,05	16	32	1,0	0,025	0,075	16	8	1,0
3	0,025	0,05	16	32	2,22	0,025	0,075	16	8	2,22
4	0,05	0,05	23	32	1,0	0,075	0,075	16	8	1,0
5						0,075	0,025	16	16	1,0
6						0,025	0,025	16	16	1,0
7						0,025	0,025	16	16	2,22
8						0,075	0,025	16	16	1,0
9						0,075	0,075	16	8	1,0
10						0,025	0,075	16	8	1,0
11						0,025	0,075	16	8	2,22
12						0,075	0,075	16	8	1,0
<b>No. Total de nós na malha</b>	<b>78 x 32</b>					<b>64 x 32</b>				

\* Dimensões dos nós em cm.

Na tabela 2.2 são apresentados os resultados obtidos nas simulações, para as frequências de corte dos modos TE estudados, ao mesmo tempo em que são comparados com os valores apresentados em [26].

**TABELA 2.2 – Valores de frequência de corte obtidos para o modo de propagação fundamental TE<sub>10</sub> e para o primeiro modo superior TE<sub>20</sub> no *fin line unilateral* modelado.**

MALHA	fc <sub>10</sub> (GHz)	Diferença (%) <sup>1</sup>	fc <sub>10</sub> (GHz)	Diferença (%)	Tempo de processamento <sup>2</sup>
Referência [26]	3,0242	0,0	9,0903	0,0	---
Regular I	3,210	6,14	9,376	3,14	1'11''
Regular II	2,994	-0,99	9,097	0,07	3'07''
Irregular I	3,031	0,22	9,033	-0,63	1'26''
Irregular II	2,992	-1,06	9,092	0,02	1'11''

<sup>1</sup> A diferença é calculada pela comparação com os valores obtidos em [26] pelo método TRM;

<sup>2</sup> Dados do computador utilizado: Processador AMD k6- II 450, Placa Mãe PC – 100 on board, 128 MB RAM, Sistema Operacional: Windows 98, Linguagem de programação: Fortran 90, Compilador: MS Fortran Power Station v. 4.0.

Como se pode ver na tabela acima, as soluções obtidas pelo TLM mostram boa concordância em relação à solução apresentada em [26] pelo TRM. O pior caso corresponde à malha regular I, o qual já era esperado por ser a de discretização mais pobre. A malha regular II fornece bons resultados (diferenças menores de 1,0 %), entretanto, o tempo despendido na simulação foi o maior, por ser das malhas avaliadas a que apresenta maior quantidade de nós. Em contraposição, as malhas irregulares apresentam a melhor relação *precisão nos resultados – tempo de simulação*, ficando assim demonstrada a importância de utilizar malha irregular em problemas onde a complexidade da geometria influencia no comportamento das grandezas eletromagnéticas.

A figura 2.13 mostra a resposta em frequência para a componente de campo  $H_z$  no ponto (2,32), obtida na simulação do *fin line* para o caso da malha regular II.



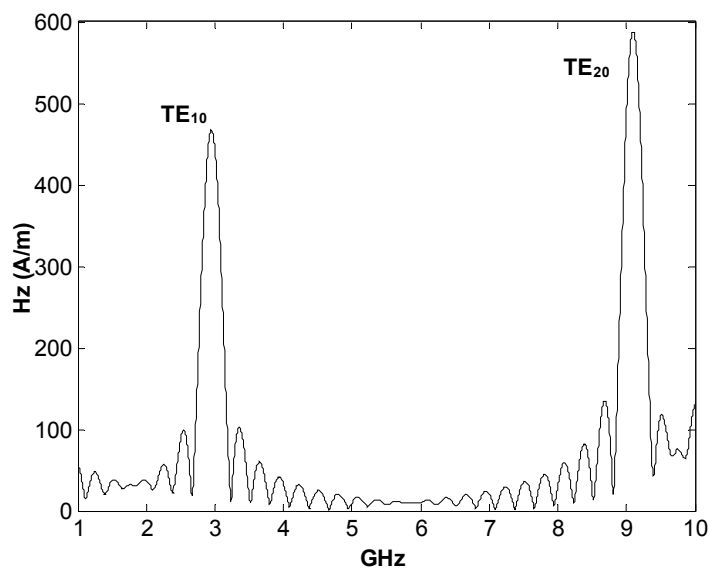


Figura 2.13 – Modos  $TE_{10}$  e  $TE_{20}$  obtidos no *fin line unilateral* para a componente de campo  $H_z$ .

As configurações do campo elétrico e do campo magnético na seção transversal do *fin line*, para o modo de propagação fundamental  $TE_{10}$ , podem ser observadas nas figuras 2.14 e 2.15, respectivamente.

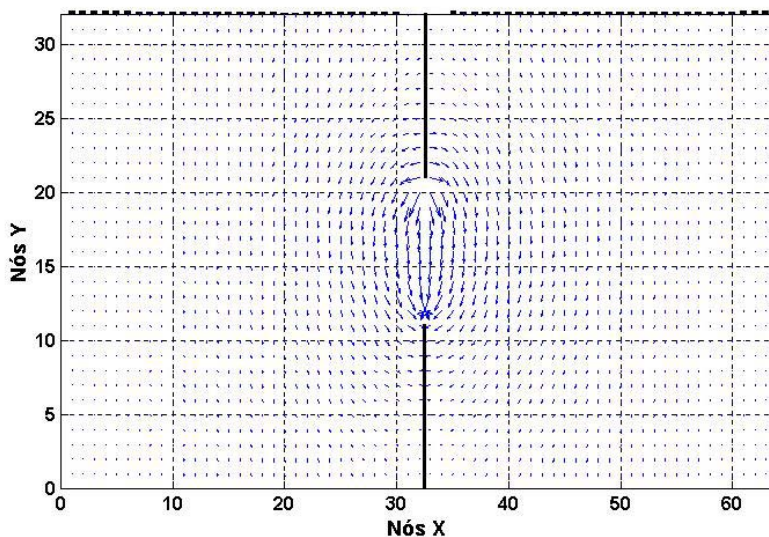


Figura 2.14 – Distribuição do campo elétrico transversal  $E(x,y)$  para o modo fundamental  $TE_{10}$  no *fin line unilateral* (malha regular I).

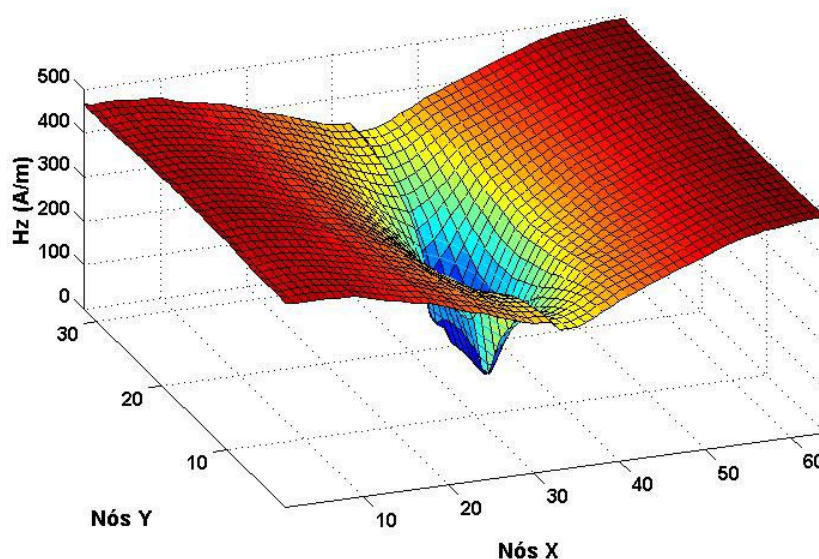
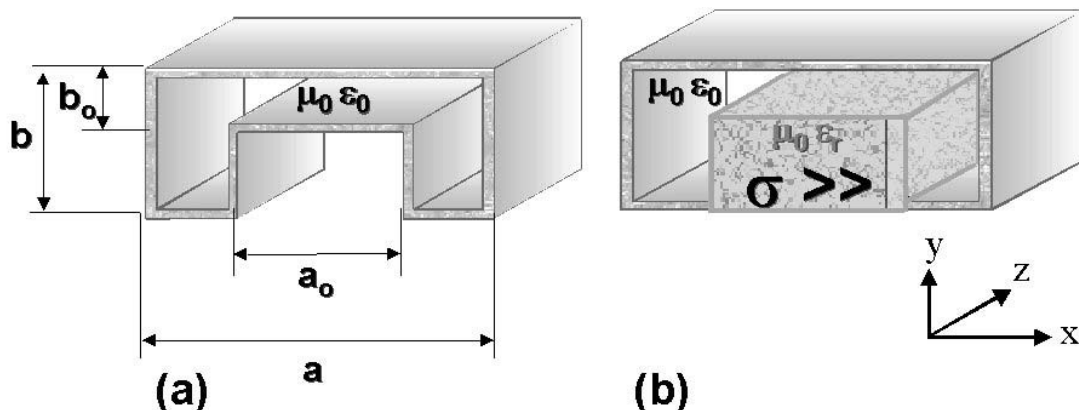


Figura 2.15 – Distribuição do módulo do campo magnético longitudinal  $H_z$  para o modo fundamental  $TE_{10}$  no *fin line unilateral* (malha regular I).

### 2.8.2 Aplicação a casos de interesse prático em microondas: Guia de onda de crista (*ridged waveguide*)

Como foi apresentado na seção 2.7, foram realizadas modificações na topologia do nó Série, com o intuito de possibilitar o tratamento de casos de polarização TE em estruturas dielétricas com perdas, o que não é possível utilizando a formulação para a malha Série convencional.

Para validar as modificações propostas será considerada, como exemplo, a modelagem de um guia de ondas de crista simples (*single ridged waveguide*). Este tipo de estrutura é utilizado em projetos de microondas com o objetivo de aumentar a largura de banda em frequência dos modos TE propagados nos guias de onda retangulares [27]. Para esse fim, possuem reentrâncias em seu interior, como ilustra a figura 2.16a.



**Figura 2.16 – Guia de ondas de crista simples (*single ridged waveguide*): a) Representação convencional; b) Substituição das paredes condutoras interiores por um bloco dielétrico de condutividade elevada.**

Nota-se que, igual às paredes exteriores, as dobras ou paredes interiores do guia também são representadas por contornos metálicos (condutores). Para testar as implementações desenvolvidas, estas paredes interiores condutoras foram substituídas por um bloco de material dielétrico com condutividade elevada, como ilustra a figura 2.16b. Espera-se, então, que os resultados dos cálculos numéricos para ambas as configurações sejam os mesmos.

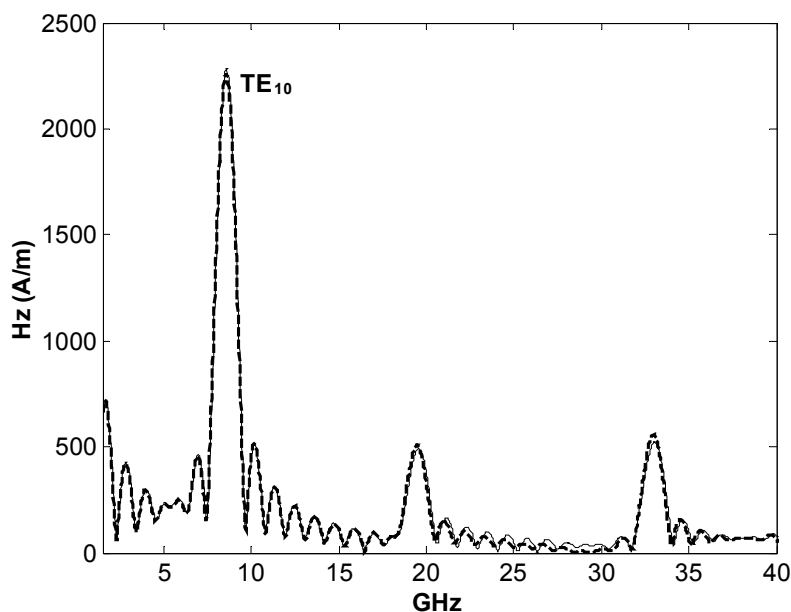
*Dados da geometria do guia:*

$$a = 1,0 \text{ cm}; a_0 = 0,5 \text{ cm}; b = 0,6 \text{ cm}; b_0 = 0,2 \text{ cm}.$$

*Dados da modelagem TLM-2D:*

Para a simulação foi escolhida uma malha Série regular, contendo 80 x 48 nós, onde cada elemento possui  $\Delta \ell = 0,0125 \text{ cm}$ . Foram realizadas 3000 iterações no tempo.

A figura 2.17 mostra a resposta em frequência da componente de campo  $H_z$ , nas estruturas das figuras 2.16a e 2.16b, para uma excitação impulsiva na parede vertical esquerda do guia. Observa-se que as curvas ficam praticamente superpostas. O valor de frequência de corte obtido para o modo de propagação fundamental  $TE_{10}$  foi de 8,56 GHz, para ambas as estruturas.



**Figura 2.1 – Espectro de frequência para a componente de campo  $H_z$  (linha cheia: guia de ondas de crista da figura 2.16a; linha tracejada: guia modificado no seu interior com um bloco dielétrico ( $\epsilon_r = 2,0$ ) de condutividade elevada, figura 2.16b).**

Este resultado de frequência de corte para o modo  $TE_{10}$ , obtido das simulações, foi comparado com o cálculo analítico feito em [27],  $f_{c_{10}} = 10,94$  GHz. Nesse caso, foi utilizada uma equivalência do guia de crista com um circuito ressonante  $LC$ , método considerado pelo próprio autor como uma aproximação “muito grosseira”, razão pela qual acreditamos que os resultados aqui obtidos, aplicando o TLM, sejam mais precisos.

A distribuição espacial do módulo do campo magnético longitudinal  $H_z$ , para toda a seção transversal das estruturas, correspondente ao modo  $TE_{10}$ , pode ser vista nas figuras 2.18, 2.19a e 2.19b.

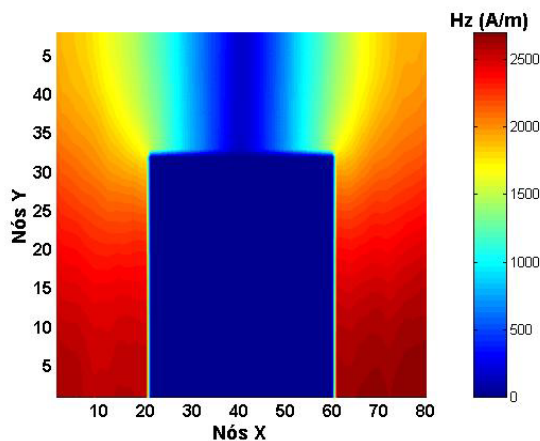


Figura 2.18 – Distribuição espacial do módulo do campo magnético longitudinal  $H_z$  na seção transversal do guia de ondas de crista da figura 2.16a.

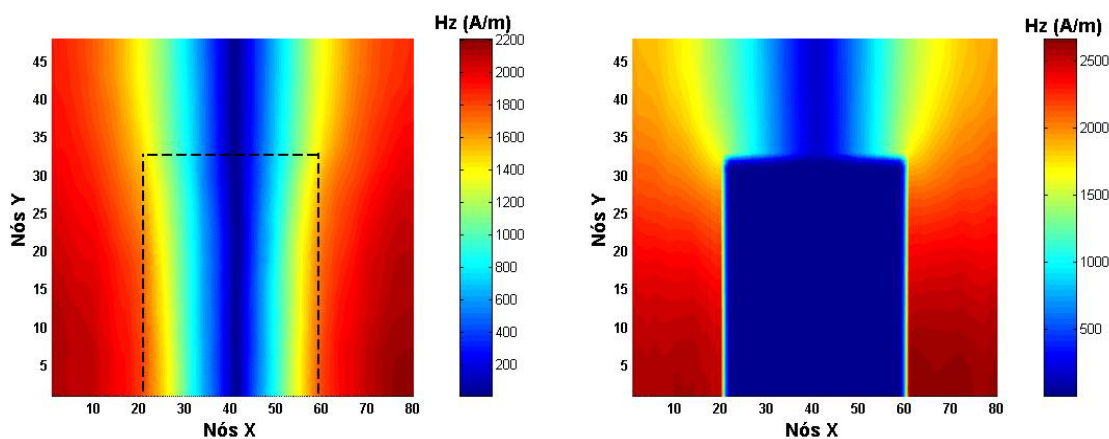


Figura 2.19 – Distribuição espacial do módulo do campo magnético longitudinal  $H_z$  na seção transversal do guia de ondas de crista modificado da figura 2.16b: a) Para o bloco dielétrico sem perdas ( $\epsilon_r = 2,0$ ,  $\sigma = 0$ ); b) Para o bloco dielétrico com condutividade elevada.

O padrão de campo da figura 2.18, correspondente ao guia de crista da figura 2.16a, coincide tanto em forma quanto em magnitude com o mostrado na figura 2.19b, correspondente ao guia preenchido parcialmente pelo bloco dielétrico com condutividade elevada, mostrado na figura 2.16b. No primeiro caso, as simulações foram feitas com a implementação original do nó TLM-2D Série, isto é, considerando todos os contornos como fronteiras elétricas (coeficiente de reflexão  $-1$ ) e a existência de um só meio (o Ar). Já no caso dos resultados da figura 2.19b, foi utilizada a formulação do nó modificado: as fronteiras elétricas só foram empregadas nos contornos exteriores da estrutura, modelando-se no interior do guia um bloco dielétrico com condutividade elétrica elevada. A concordância dos resultados confirma a validade das implementações feitas.

O caso simulado da figura 2.19a corresponde à estrutura da figura 2.16b, quando a condutividade é nula ( $\sigma = 0$ ). Neste caso, o valor da frequência de corte para o modo fundamental

$TE_{10}$  é um pouco maior, 12,46 GHz, valor lógico e conferido na literatura (12,43 GHz em [9]). Percebe-se também que o campo penetra no bloco dielétrico, ao ser agora um meio sem perdas.

## 2.9 Conclusões do capítulo

Neste capítulo foi desenvolvida a formulação matemática das malhas irregulares bidimensionais para as duas topologias empregadas na modelagem TLM, contornado assim a limitação imposta pelo aspecto geométrico da malha tradicional (malha quadrada regular), a qual pode ser vista como um caso particular do equacionamento mais geral do método aqui fornecido.

Além das possibilidades de modificações nas dimensões dos ramos que compõem os nós, a formulação para malha irregular oferece outra grande vantagem quando comparada com a tradicional no tratamento de problemas não homogêneos: no caso da formulação tradicional, com o nó Paralelo (utilizado para problemas de polarização TM), somente é possível o estudo de problemas contendo regiões com parâmetros dielétricos diferentes. Da mesma forma, para o nó Série (utilizado para problemas de polarização TE), somente é possível o estudo de problemas contendo regiões com parâmetros magnéticos diferentes. Agora, para a formulação da malha irregular, é possível o tratamento de problemas não homogêneos apresentando regiões com diferentes permissividades e permeabilidades, independentemente da topologia de nó utilizada.

Em relação às perdas (elétricas e magnéticas), estas foram incluídas na formulação do método no presente trabalho, mas uma limitação foi encontrada: com o nó Paralelo é possível modelar problemas de propagação TM em estruturas dielétricas com perdas e, com o nó Série, problemas de propagação TE em estruturas com perdas magnéticas. Porém, a formulação convencional não permite o tratamento do caso contrário, ou seja, com o nó Paralelo não é possível a modelagem TM de meios com perdas magnéticas, da mesma forma que com o nó Série é impossível simular casos de propagação TE em meios dielétricos com perdas. Neste sentido, no presente capítulo foram apresentadas modificações na topologia do nó Série convencional, com o intuito de possibilitar o tratamento de casos de polarização TE em estruturas dielétricas com perdas.

A partir destas formulações para a malha irregular, foram implementados programas computacionais para a simulação bidimensional de problemas de propagação de ondas eletromagnéticas.

Para avaliar as potencialidades do método e validar a eficiência e desempenho dos códigos computacionais desenvolvidos, no item 2.8 foram realizadas simulações para um conjunto de casos

de propagação em estruturas de guias de onda. Os resultados obtidos foram satisfatórios, tendo boa aproximação com aqueles apresentados na literatura consultada, obtidos analítica e/ou numericamente.

No capítulo 5, a aplicação dos programas será estendida para a modelagem de problemas em bioeletromagnetismo. Precisamente, no próximo capítulo, para entender melhor estes tipos de aplicações, serão estudados os fundamentos da interação das ondas de RF com os meios biológicos.

## CAPÍTULO 3

### INTERAÇÃO DOS CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS DE RF COM OS MEIOS BIOLÓGICOS

#### 3.1 Introdução

No presente capítulo serão abordados, de maneira geral, os principais aspectos teóricos da interação dos campos eletromagnéticos de RF com os meios biológicos. A discussão será feita do ponto de vista macroscópico, a partir das equações de Maxwell e do estudo dos *parâmetros constitutivos* ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$ ) que caracterizam as propriedades elétricas do material biológico.

O fenômeno da interação depende de numerosos fatores, o que torna seu estudo um problema de alta complexidade. As características dos campos que penetram no interior dos tecidos dependem, fundamentalmente, da [2, 28,29,30]:

- Intensidade, frequência e polarização dos campos externos incidentes que os originam;
- Forma geométrica e propriedades elétricas dos tecidos que conformam o corpo radiado;
- Relação entre o comprimento da onda incidente e tamanho físico do corpo radiado;
- Presença de objetos próximos (efeitos reflexivos).

Nota-se que a quantificação dos campos distribuídos no interior dos tecidos e, até mesmo, o seu equacionamento, podem resultar numa tarefa de alta complexidade.

#### 3.2 Faixa das radiofrequências

Antes de começar com o estudo das propriedades elétricas da matéria biológica, é importante deixar claro qual a faixa de frequência, dentro do espectro eletromagnético, considerada como *Radiofrequência (RF)*.

Na figura 3.1 é apresentado, de forma pictórica, o espectro eletromagnético. Observe-se que no diagrama estão localizadas as diferentes regiões de frequência, associadas aos principais fenômenos eletromagnéticos com os quais convive-se.



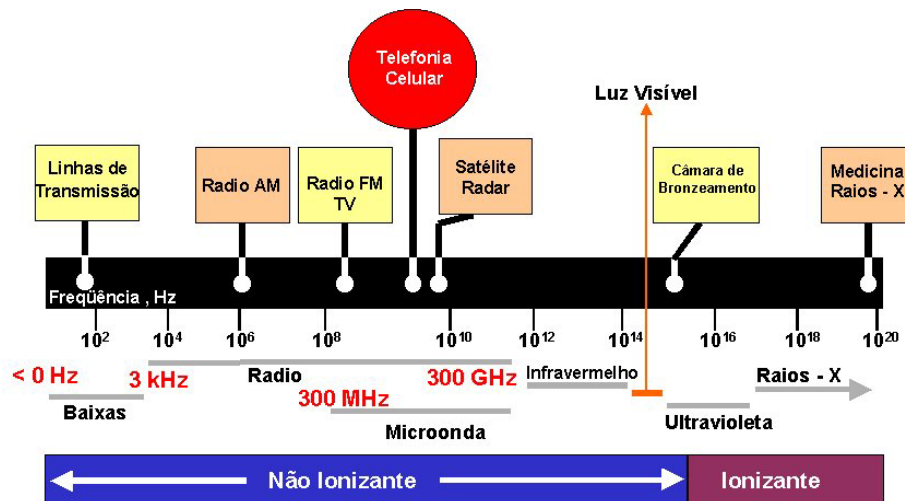


Figura 3.1 – Espectro Eletromagnético.

As *Radiofrequências* abrangem dos 3 kHz até os 300 GHz, sendo que as *Microondas*, categoria específica das RF, situam-se no final da faixa, dos 300 MHz até os 300 GHz [29,31].

Nestes grupos de frequência se localizam todos os sistemas de comunicação via rádio, isto é, todos os sistemas que transmitem informação através de radiação eletromagnética: as estações de rádio, TV, telefonia celular, comunicações via satélite e outras atualmente inexistentes, mas que poderão operar no futuro.

Observa-se ainda na figura 3.1 duas regiões distintas do espectro: a das *radiações não ionizantes (RNI)* e a das *ionizantes*. É importante ressaltar que os termos *ionizante* e *não-ionizante* não devem ser confundidos quando se discute o efeito biológico da radiação eletromagnética, uma vez que os mecanismos de interação sobre o corpo humano são completamente diferentes.

Radiação ionizante é constituída por fótons com energia suficiente para produzir íons em sua passagem pela matéria, ou seja, capazes de “arrancar” elétrons de átomos e moléculas (quebra de ligações químicas). No tocante ao material biológico que forma o corpo humano, para haver efeito ionizante, o fóton deve ter energia igual ou superior a 10 eV [28,29,32]. Esse nível de energia é alcançado somente pelas radiações eletromagnéticas com frequência maior (comprimento de onda menor) do que o ultravioleta longo (ou seja, somente se  $f > 2,4 \cdot 10^{15}$  Hz, ou  $\lambda < 1,2 \cdot 10^{-7}$  m, aproximadamente) [28,29,32].

Ultravioleta curto, raios-X e raios gama, são radiações ionizantes, cujas consequências nocivas para a saúde são conhecidas (danos ao DNA das células e efeitos cancerígenos). Por outro lado, luz visível, infravermelho, radiofrequências e baixas frequências, não têm efeito ionizante, pois a energia do fóton nessas faixas de frequências não é grande o suficiente para causar a ionização de átomos e moléculas. Conclui-se então que a exposição do corpo humano às

radiofrequências, nosso principal foco de estudo, só pode provocar efeitos que não resultam da ionização.

Conforme será visto mais adiante, o efeito predominante das radiações não ionizantes de radiofrequências é o *efeito térmico*. A energia que atinge o corpo humano dissipa-se sob a forma de calor. Se a intensidade da radiação for elevada, o aumento de temperatura pode ser excessivo, levando a danos na saúde, mas, o efeito do ponto de vista macroscópico sempre será térmico, sem qualquer possibilidade de provocar ionização, como ocorre com os raios-X e outras radiações ionizantes, mesmo de baixa intensidade.

### 3.3 Propriedades elétricas da matéria biológica

Como foi apresentado, os mecanismos da interação dos campos de RF com a matéria são determinados pelas propriedades elétricas do meio e as características dos campos incidentes. De maneira geral, os meios biológicos podem ser tratados como materiais *dielétricos com perdas*, apresentando características *lineares, isotrópicas, não homogêneas e dispersivas* [28,29,30,33].

A principal “qualidade” dos materiais dielétricos com perdas é a capacidade de absorção de energia eletromagnética e a transformação desta energia em calor. Para ilustrar, de maneira simples, o comportamento da matéria biológica na presença de campos de RF e compará-la com outros tipos de materiais (condutores e dielétricos (isoladores)), observe-se o processo de cocção de alimentos num forno doméstico de microondas.



**Figura 3.2 – Ilustração das propriedades elétricas dos materiais mediante o exemplo do forno de microondas [34].**

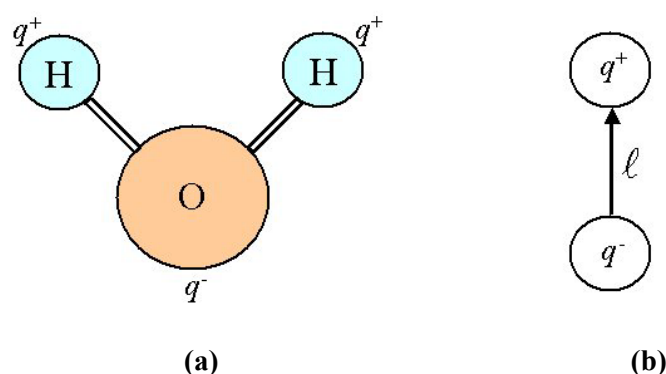
Na representação do forno de microondas da figura 3.2, o sinal de microondas (comumente são ondas que oscilam a 2,45 GHz, com potência de entre 650 e 1400 W) é gerado pelo

*magnetron*, sendo transmitido para o interior da cavidade de cocção por um guia de ondas. Antes do sinal chegar na cavidade, o mesmo interage com o *stirrer*, dispositivo rotatório que facilita a homogeneização do ambiente eletromagnético no interior da cavidade. Uma vez na cavidade, as microondas interagem com os objetos no interior da mesma. O guia de ondas, o *stirrer* e as paredes da cavidade são feitos de metal (material bom condutor), refletindo quase toda a energia eletromagnética incidente neles. No caso do recipiente ou prato que contem o alimento, o mesmo é feito de material dielétrico de perdas muito baixas (condutividade elétrica muito pequena), podendo ser considerado como um isolador. Isto significa que a maior parte da energia incidente será transmitida, absorvendo uma quantidade tão pequena que o aumento da temperatura é desprezível. Exemplos de materiais dielétricos utilizados como recipientes são o vidro e a cerâmica. Finalmente, o alimento, ao ser um meio dielétrico com perdas, absorve a maior parte da energia eletromagnética que nele incide, produzindo níveis significativos de calor. Este incremento da temperatura no alimento propicia a cocção do mesmo.

### 3.3.1 Transferência de energia

Existem três mecanismos conhecidos que explicam a conversão em forma de calor da energia eletromagnética de RF que interage com o meio biológico.

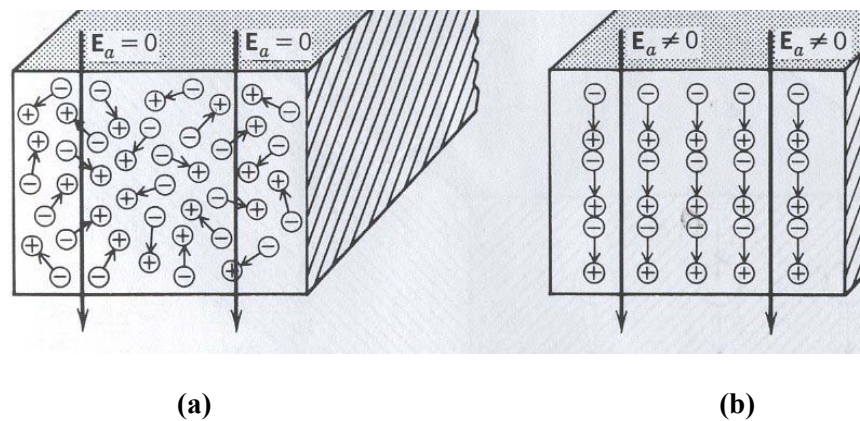
O primeiro deles está diretamente relacionado com o comportamento *polar* das moléculas que compõem o meio biológico [27,28,29, 32], principalmente as moléculas de água (mais de 60% do organismo humano, por exemplo, é composto de água). A molécula de água, conformada por dois átomos de hidrogênio e um de oxigênio, possui uma distribuição assimétrica de carga. Os átomos estão enlaçados de maneira a formar um dipolo elétrico, como mostra a figura 3.3.



**Figura 3.3 – Molécula de água. a) Representação química; b) Representação do comportamento dipolar elétrico.**

Esta formação dipolar das moléculas de água é permanente, isto é, independente da presença ou não de um campo externo. No caso do meio biológico, onde a água é contida no seu estado líquido, as moléculas ficam orientadas de maneira randômica (ver figura 3.4a). Quando o

meio é submetido à presença de um campo elétrico externo, os dipolos tentam se alinhar segundo a polarização do campo elétrico aplicado, como mostrado na figura 34b. Sendo este campo de RF (variante no tempo atendendo à frequência de oscilação), a tendência das moléculas é oscilar junto com ele. Entretanto, desde que as moléculas não estejam isoladas, elas encontram resistência para se movimentar, devido ao contato com as moléculas vizinhas. Essa “fricção” molecular resulta no aquecimento do meio biológico.



**Figura 3.4 – Modelo macroscópico do comportamento das moléculas dipolares. a) Na ausência de campo elétrico externo; b) Quando um campo elétrico externo é aplicado [27].**

O segundo mecanismo também está relacionado com o fenômeno da polarização das moléculas. Como foi dito no parágrafo anterior, as moléculas tendem a se orientar segundo o campo externo aplicado. Nessa tendência de alinhamento das cargas, as moléculas sofrem torques, assim como passam por estados vibracionais e rotacionais (*relaxação dielétrica*). Esses movimentos moleculares também contribuem ao aquecimento do meio [27,28,29, 32].

O terceiro mecanismo de transferência de energia está associado à presença de elétrons livres e íons biológicos, como o Sódio (Na<sup>+</sup>), o potássio (K<sup>+</sup>), o Cálcio (Ca<sup>+</sup>) e o Cloro (Cl<sup>-</sup>), por exemplo [27,28,29, 32]. O campo elétrico imposto no meio transfere energia cinética aos íons e elétrons livres, induzindo correntes no interior do corpo. Dada a resistência oferecida pelo meio, perdas de energia são geradas, manifestando-se na forma de calor, segundo a lei de Joule (o calor será diretamente proporcional ao quadrado da corrente induzida).

### 3.3.2 Permissividade elétrica complexa

Um estudo quantitativo, do ponto de vista microscópico, do comportamento dos sistemas biológicos submetidos à influência de campos eletromagnéticos seria quase inviável nos dias atuais, dada as capacidades computacionais existentes. Por exemplo, para o estudo do ser humano, seria necessário conhecer a posição espacial e as características de cada átomo e molécula que conforma o corpo. Na prática, por enquanto, os meios são examinados mediante modelos

macroscópicos, fazendo uso dos seus parâmetros constitutivos e das expressões matemáticas que relacionam os mesmos com as grandezas de campo.

No caso dos meios biológicos, o parâmetro que caracteriza e descreve a interação com os campos eletromagnéticos é a *permissividade elétrica complexa* [27 – 29]:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon' - j \cdot \epsilon'' \quad (3.1)$$

Dividindo ambos os lados de (3.1) pela permissividade elétrica do vácuo,  $\epsilon_0$ , obtém-se a expressão da *permissividade relativa complexa*:

$$\hat{\epsilon}_r = \frac{\hat{\epsilon}}{\epsilon_0} = \epsilon_r' - j \cdot \epsilon_r'' \quad (3.2)$$

Os valores de permissividade relativa no meio biológico irão depender, fundamentalmente, da frequência, da temperatura e do tipo de tecido (conteúdo de água no mesmo).

O primeiro termo do lado direito de (3.2), isto é, sua parte real ( $\epsilon_r'$ ), é conhecido como *constante dielétrica*. Embora dependa de vários fatores, é assim chamado devido a que para muitos materiais seu valor é essencialmente independente nas baixas e médias frequências. Por exemplo, a água pura apresenta valores de constante dielétrica entre 78 e 81, até a faixa das microondas (aproximadamente até 3 GHz).

A constante dielétrica ( $\epsilon_r'$ ) indica a capacidade do material (relativa ao espaço livre) de armazenar energia (cargas). Quanto maior o valor de  $\epsilon_r'$  do material, maior será a interação com o campo elétrico externo. Este parâmetro também caracteriza as condições de reflexão e transmissão (refração) na passagem do campo elétrico de um material para outro.

O segundo termo de (3.2), a sua componente imaginária ( $\epsilon_r''$ ), é conhecido como *fator de perdas* ou *fator de dissipação*. Este termo está relacionado com quantificação da energia dissipada (absorvida) pelo meio. O fator de perdas é diretamente proporcional à *condutividade elétrica alternada* ( $\sigma_a$ ) e inversamente proporcional à frequência angular da onda ( $\omega = 2\pi f$ ):

$$\epsilon_r'' = \frac{\sigma_a}{\omega \cdot \epsilon_0} \quad (3.3)$$

A condutividade elétrica alternada ( $\sigma_a$ ), ou *condutividade dispersiva* (como é também chamada), é dependente da frequência e está associada aos movimentos rotacionais das moléculas dipolares quando as mesmas tentam se orientar segundo o campo elétrico aplicado, quando este

muda de polaridade. Isto significa que  $\sigma_a$  apenas existirá na presença de campos oscilantes no tempo.

Por exemplo, existem materiais (como alguns tipos de tecidos biológicos) que sob a influência de campos estáticos ou de baixa frequência se comportam como bons isolantes, produzindo níveis de calor desprezíveis. Entretanto, quando os mesmos materiais são submetidos a campos de RF, estes passam a exibir altos valores de  $\sigma_a$ , absorvendo quantidades consideráveis de energia [27].

Por outro lado, existe a *condutividade elétrica estática* ou *iônica* ( $\sigma_s$ ) [27,28,29]. Este parâmetro é independente da frequência, estando associado à presença de íons e elétrons livres no meio (como foi explicado no item 3.3.1, no terceiro mecanismo de transferência de energia). No caso dos tecidos humanos, o maior valor de  $\sigma_s$  relatado corresponde ao sangue, igual a 0,7 S/m.

Assim, de maneira geral, a condutividade total ou *equivalente* num meio qualquer é composta pela somatória da componente estática e da dispersiva:

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a = \sigma_s + \omega \cdot \varepsilon'' \quad (3.4)$$

### 3.3.3 Influência da frequência, temperatura e conteúdo de água na permissividade dielétrica dos tecidos biológicos

As figuras abaixo mostram o comportamento dispersivo de tecidos biológicos como a gordura (figura 3.5) e o músculo (figura 3.6) [35]. Nota-se que  $\varepsilon_r'$  decresce com o aumento da frequência, enquanto  $\sigma$  aumenta seu valor, principalmente nas altas frequências.



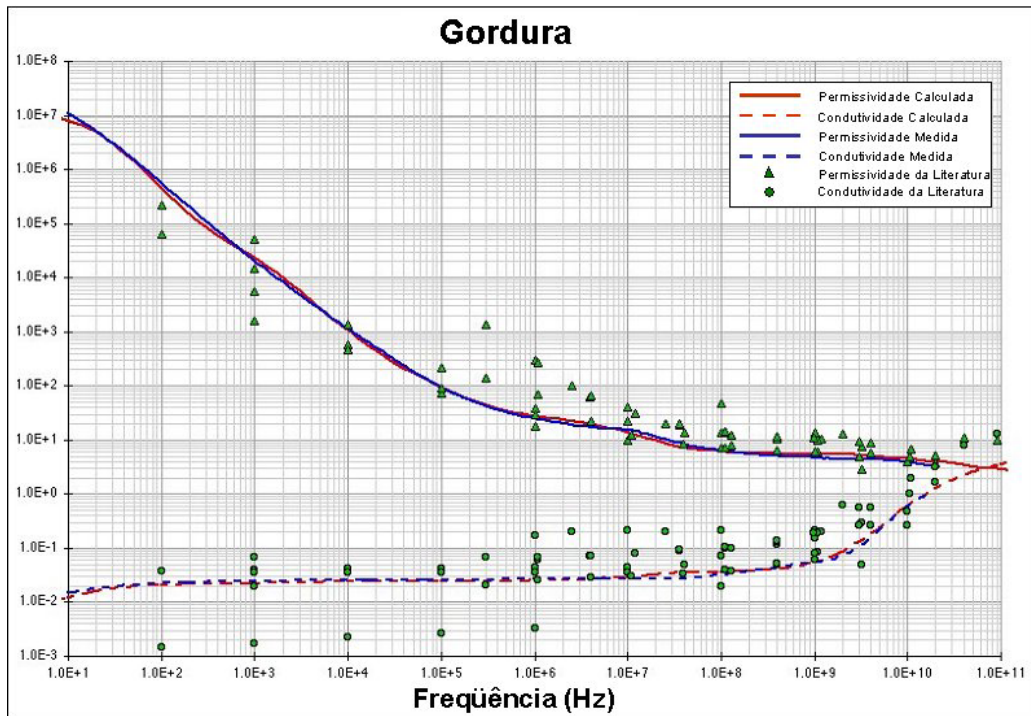


Figura 3.5 – Dependência em frequência da permissividade dielétrica relativa (parte real -  $\epsilon_r'$ ) e da condutividade total ( $\sigma$ ) para a gordura. Os valores correspondem à temperatura de 37 °C [35].

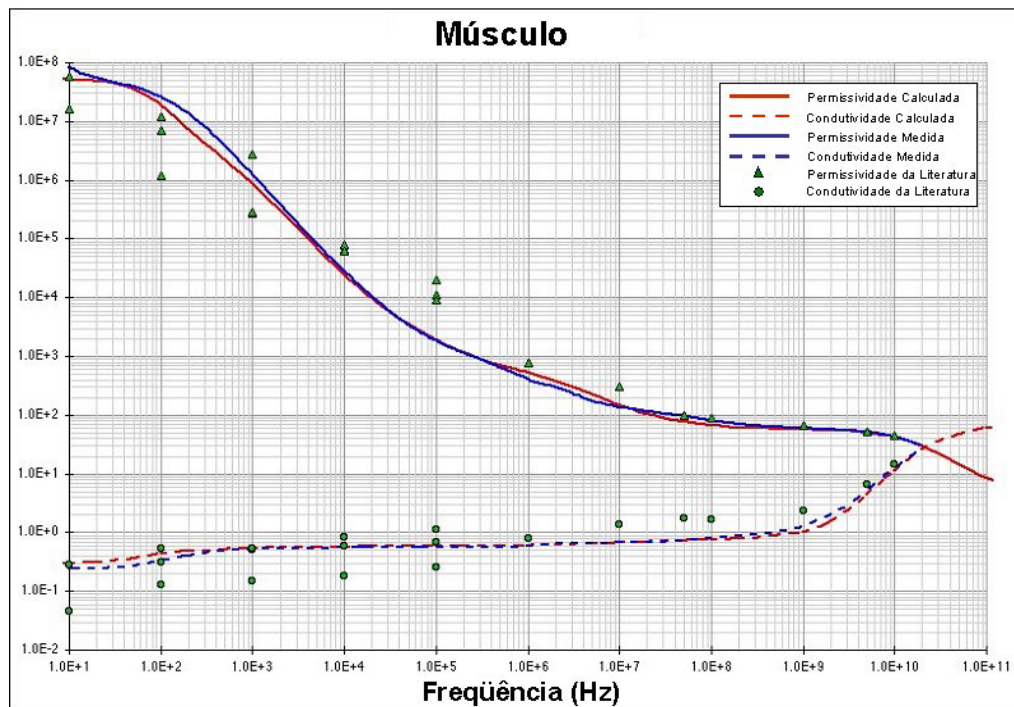


Figura 3.6 – Dependência em frequência da permissividade dielétrica relativa (parte real -  $\epsilon_r'$ ) e da condutividade total ( $\sigma$ ) para o músculo. Os valores correspondem à temperatura de 37 °C [35].

Este comportamento é típico para todos os tipos de tecidos biológicos, como foi demonstrado por S. Gabriel e C. Gabriel em 1996 [35], num brilhante trabalho onde foram compilados dados referentes às variações das propriedades dielétricas com a frequência para 43 tipos de tecidos biológicos. Nesse trabalho, foram comparados resultados obtidos de experimentações com os calculados segundo modelos matemáticos, como foi mostrado nas figuras 3.5 e 3.6.

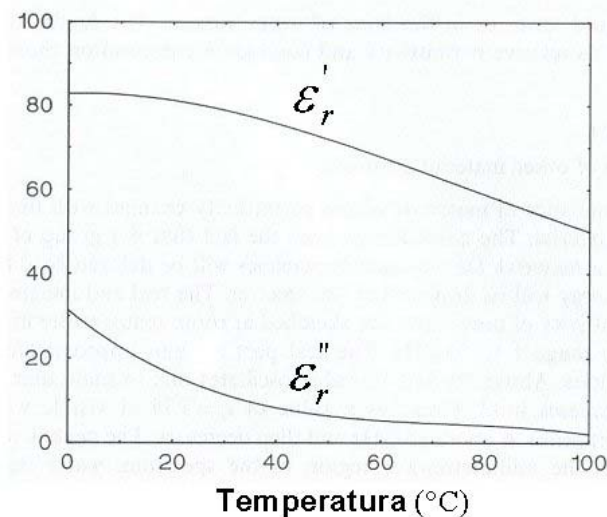
O conteúdo de água nos tecidos também é responsável pelos diferentes níveis de absorção de energia que os tecidos sofrem diante das mesmas condições de exposição de RF. Quanto maior a quantidade de moléculas de água no tecido, maior será a sua capacidade de absorção da energia eletromagnética e, como consequência, maior será também o aquecimento do mesmo.

Assim, deste ponto de vista, os tecidos podem ser classificados em dois grandes grupos: tecidos de *baixo conteúdo de água*, para os quais os valores de  $\epsilon_r'$  e  $\sigma$  são inferiores aos dos tecidos de *alto conteúdo de água*. Exemplos de tecidos do primeiro grupo temos a gordura e o osso, já o músculo e a pele são bons representantes do segundo grupo [32].

As diferenças dos valores de permissividade elétrica entre os dois grupos podem ser conferidas observando as figuras 3.5 e 3.6. Por exemplo, para a frequência de 1 GHz, a gordura apresenta valores de  $\epsilon_r' \approx 4,75$  e de  $\sigma \approx 0,055$  S/m. No caso do músculo, esses valores aumentam para  $\epsilon_r' \approx 60,0$  e  $\sigma \approx 1,33$  S/m.

Além da dependência com a frequência e o tipo de tecido, a permissividade dielétrica dos meios é também sensível às mudanças de temperatura. Cada substância possui sua própria *taxa de variação* da permissividade dielétrica com a temperatura, podendo ser esta positiva ou negativa [28,32]. Isto dificulta a inclusão do fator temperatura nos estudos teóricos da interação dos campos de RF com os meios biológicos, devido a que cada tecido é composto por vários tipos de elementos (água, sais minerais, açúcares, etc.). Por exemplo, a figura 3.7 mostra a dependência de  $\epsilon_r'$  e  $\epsilon_r''$  com a temperatura para a água pura, correspondendo à frequência de 3 GHz.





**Figura 3.7 – Variação da permissividade dielétrica complexa da água pura com a temperatura. Os valores correspondem à frequência de 3 GHz [32].**

Observa-se que tanto  $\epsilon_r'$  quanto  $\epsilon_r''$  decrescem com o aumento da temperatura, significando que a taxa de variação para a água é negativa. Sendo a absorção de energia (produção de calor) diretamente proporcional a  $\epsilon_r''$ , seria lógico pensar que nos tecidos com alto conteúdo de água, na medida que a temperatura aumenta, a potência absorvida diminuísse e, portanto, o efeito de aquecimento do meio fosse parcialmente auto-regulado.

Entretanto, na maioria das vezes isto não acontece, devido à presença no meio de outras partículas, como sais e açúcares, que possuem taxas de variação positivas, alterando, portanto, o padrão de resposta da água em relação à temperatura.

O conhecimento das propriedades térmicas dos meios, quando submetidos às radiações eletromagnéticas, é de vital importância para muitas aplicações práticas, como a secagem de materiais por microondas e até a própria cocção de alimentos. Por exemplo, deve-se tomar cuidado no controle do tempo de cocção de alimentos com grande conteúdo de açúcar ou sal, pois a tendência dos mesmos é de queimar rapidamente.

### 3.3.4 Permeabilidade magnética dos meios biológicos.

A permeabilidade magnética ( $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ ) é o parâmetro análogo à permissividade elétrica, que caracteriza a interação do campo magnético com os materiais. No caso dos meios biológicos,  $\mu$  é praticamente igual ao valor do espaço livre ( $\mu \approx \mu_0, \mu_r \approx 1$ ) [3, 28, 29]. Isto indica que os meios biológicos são *não magnéticos*.

Assim, o fenômeno da interação dos campos de RF com os meios biológicos pode ser descrito, do ponto de vista macroscópico, pelos mecanismos que envolvem a distribuição do vetor campo elétrico no corpo biológico exposto (caracterizado pela sua permissividade elétrica).

### 3.4 Equações de Maxwell e suas relações constitutivas para os meios biológicos

As equações de Maxwell (lei de Faraday e Ampère) para os meios biológicos sob a forma local no domínio do tempo podem ser escritas como [27,28]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.5a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (3.5b)$$

e suas relações constitutivas serão:

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (3.6a)$$

$$\vec{J}_c = \sigma_s \cdot \vec{E} \quad (3.6b)$$

$$\vec{D} = \varepsilon(t) * \vec{E} \quad (3.6c)$$

Na expressão (3.6c), “ \* ” indica a operação de produto de convolução. Isto ocorre porque a permissividade elétrica é um parâmetro complexo no domínio da frequência [27,28,36,37,38]. Fazendo algumas substituições na expressão (3.5b), obtemos:

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma_s \cdot \vec{E} + \frac{\partial(\varepsilon(t) * \vec{E})}{\partial t} \quad (3.7)$$

Sendo os campos eletromagnéticos de RF funções harmônicas no domínio do tempo, é possível transformar as expressões (3.5a e 3.5b) para o domínio da frequência (substituindo

$$\frac{\partial}{\partial t} \Rightarrow j\omega):$$

$$\nabla \times \hat{E} = -j\omega \cdot \mu_0 \hat{H} \quad (3.8a)$$

$$\nabla \times \hat{H} = \hat{J}_c + j\omega \cdot \hat{D} \quad (3.8b)$$

No domínio da frequência, a relação (3.6c) passa a ser expressa como um produto simples [27]:

$$\hat{D} = \hat{\varepsilon} \cdot \hat{E} \quad (3.9)$$

Manipulando (3.8b), pode-se obter:

$$\begin{aligned} \nabla \times \hat{H} &= \sigma_s \cdot \hat{E} + j\omega \cdot \hat{\varepsilon} \cdot \hat{E} = \sigma_s \cdot \hat{E} + j\omega \cdot (\varepsilon' - j\varepsilon'') \cdot \hat{E} = (\sigma_s + \omega \cdot \varepsilon'') \cdot \hat{E} + j\omega \cdot \varepsilon' \cdot \hat{E} \\ \nabla \times \hat{H} &= \sigma \cdot \hat{E} + j\omega \cdot \varepsilon' \cdot \hat{E} \end{aligned} \quad (3.10)$$

onde:  $\sigma \cdot \hat{E} = \hat{J}_{ce}$  é a densidade de corrente de condução elétrica efetiva, e  $j\omega \cdot \varepsilon' \cdot \hat{E} = \hat{J}_{de}$ , é a densidade de corrente de deslocamento elétrica efetiva.

Transformando (3.10) novamente para o domínio do tempo, obtém-se:

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \frac{\partial(\varepsilon_0 \varepsilon_r' \cdot \vec{E})}{\partial t} \quad (3.11)$$

Da comparação das expressões (3.7) e (3.11), que representam a lei de Ampère, pode-se concluir que:

- A solução pelo uso de (3.11) será a escolha adequada nos casos: a) de problemas não dispersivos, onde os parâmetros do meio independem da frequência; b) de problemas para uma frequência fixa, sendo conhecidos os valores de  $\sigma$  e  $\varepsilon_r'$ ;
- A solução pelo uso de (3.7) será a escolha adequada para problemas envolvendo meios dispersivos, onde os resultados são requeridos para múltiplas frequências simultaneamente.

As formulações TLM apresentadas nos capítulos 1 e 2 fornecem a solução discreta para as equações de Maxwell na forma de (3.5a) e (3.11). No próximo capítulo, será introduzido o equacionamento do TLM para o tratamento de meios dielétricos dispersivos, utilizando técnicas de *Transformada Z*. Nesse caso, parte-se das equações na forma de (3.5a) e (3.7).

### 3.4.1 Tangente de perdas e profundidade de penetração nos tecidos

A relação entre a densidade de corrente de condução elétrica efetiva e a densidade de corrente de deslocamento elétrica efetiva fornece um importante parâmetro que descreve a quantidade de perda de energia do sinal eletromagnético que interage com o meio. Este parâmetro é conhecido como *tangente de perdas* [27,28,29,32]:

$$\tan \delta = \left| \frac{\hat{J}_{ce}}{\hat{J}_{de}} \right| = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon'} \quad (3.12)$$

Na expressão (3.12), nota-se que a tangente de perdas é diretamente proporcional à condutividade equivalente do meio e inversamente proporcional à frequência e à parte real da permissividade dielétrica complexa. Isto significa que um mesmo meio pode influenciar a propagação da onda de maneira diferente, dependendo da frequência.

A tangente de perdas é utilizada para qualificar o tipo de material (condutor, dielétrico ou dielétrico com perdas):

- Se  $\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon'} \ll 1$ , o meio é considerado como um bom dielétrico, nesse caso, a densidade de corrente total é aproximadamente igual à densidade de corrente de deslocamento elétrica efetiva:  $\hat{J} \approx \hat{J}_{de}$ ;
- Se  $\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon'} \gg 1$ , o meio é considerado como um bom condutor, nesse caso, a densidade de corrente total é aproximadamente igual à densidade de corrente de condução elétrica efetiva:  $\hat{J} \approx \hat{J}_{ce}$ .
- Se  $\tan \delta = \frac{\sigma}{\omega \cdot \epsilon'} \approx 1$ , o meio é considerado como um dielétrico com perdas ou “quase” condutor. Nesse caso, as duas componentes de densidade de corrente deverão ser consideradas nos cálculos. Na faixa das RF, para a maior parte dos meios biológicos, temos que  $0,1 < \tan \delta < 10$  [28].

Devido à absorção de energia nos meios biológicos, na medida que a onda de RF “viaja” no interior dos mesmos, a amplitude do sinal é atenuada exponencialmente. Na prática, é de grande utilidade conhecer a distância, no interior do meio, para a qual a intensidade do campo elétrico decai numa determinada porcentagem. Esta distância é chamada de *profundidade de penetração*, sendo definida como a distância, em metros, para a qual a intensidade do campo elétrico cai para 37 % do seu valor máximo, considerado na superfície do meio [27,28,29,32,39]. Isto significa que quando a onda atinge essa distância, 63% da energia incidente foi “consumida” (absorvida) pelo meio.

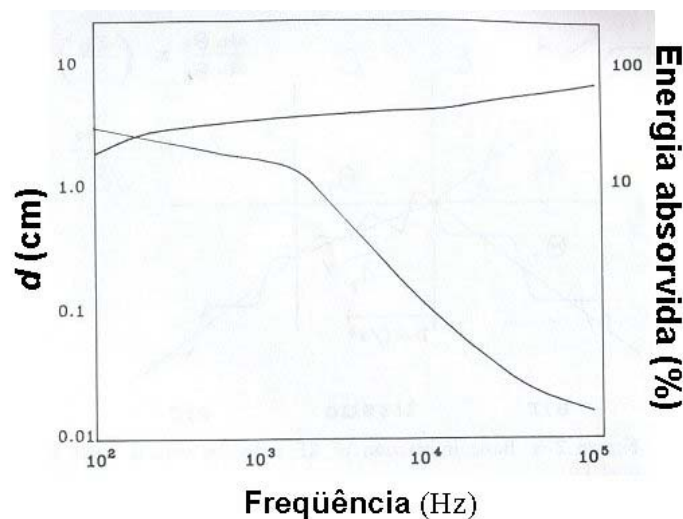
A expressão geral para o cálculo da profundidade de penetração de um meio qualquer é:

$$d = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{\mu \epsilon'}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\omega \epsilon'} \right)^2} - 1 \right]}} \quad (3.13)$$

Pelo que se pode observar de (3.13), não há sentido em se calcular a profundidade de penetração em meios sem perdas, pois esta seria infinita. No caso de materiais bons condutores, a expressão é simplificada, ficando:  $d = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}}$ . Note-se a dependência inversa de  $d$  para com a frequência e a condutividade.

No caso dos meios biológicos, na maioria dos casos, a expressão geral (3.13) deve ser aplicada.

A figura 3.8 ilustra o comportamento típico da profundidade de penetração e da porcentagem de absorção de energia para os meios biológicos na faixa das RF. Observe-se como a absorção de energia é cada vez maior com a diminuição da penetração da onda, sendo que os maiores níveis de absorção de energia acontecem na superfície da pele, para as frequências superiores de microondas.



**Figura 3.8 – Dependência típica em frequência da profundidade de penetração ( $d$ ) e da absorção de energia para os tecidos biológicos [29].**

Para os tecidos de alto conteúdo de água, a profundidade de penetração comumente varia de alguns centímetros nas frequências mais baixas de RF, para frações de milímetro nas frequências mais altas (acima de 100 GHz). No caso dos tecidos de baixo conteúdo de água, as

variações de penetração vão de valores acima de um metro para as baixas frequências de RF até poucos centímetros para as frequências mais altas.

Para exemplificar quantitativamente, considere-se, novamente, o exemplo do músculo e a da gordura do item 3.3.3. No caso do músculo ( $\epsilon_r' \approx 60,0$  e  $\sigma \approx 1,33$  S/m para 1 GHz), aplicando (3.12) e (3.13) obtém-se, respectivamente,  $\tan\delta = 0,4$  e  $d = 3,5$  cm. Para a gordura ( $\epsilon_r' \approx 4,75$  e  $\sigma \approx 0,055$  S/m para 1 GHz), os cálculos fornecem  $\tan\delta = 0,21$  e  $d = 21,14$  cm.

### 3.5 Equação de Debye

A natureza dispersiva dos meios biológicos (caracterizada pela permissividade elétrica complexa) leva à consideração de que para as diferentes regiões do espectro de frequência (baixas, médias e altas) a resposta do meio pode ser diferente. De fato, na literatura científica sobre o tema são relatadas quatro regiões básicas de dispersão (relaxação) dielétrica, conhecidas como  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ , e  $\gamma$  (ver figura 3.9) [28,29,35]. Estas regiões identificam os limites de resposta aos campos eletromagnéticos para os diferentes tipos de moléculas, macromoléculas e estruturas celulares que conformam o organismo.

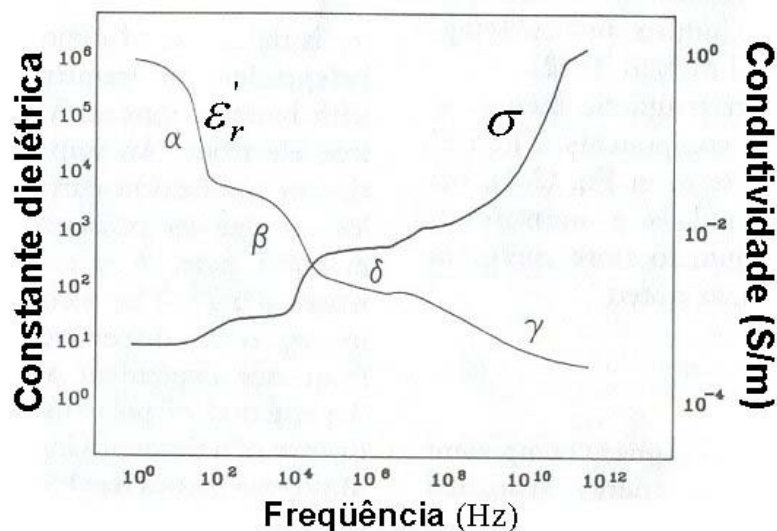


Figura 3.9 – Regiões básicas de dispersão (relaxação) dielétrica para os tecidos biológicos [29].

A dispersão tipo  $\alpha$ , acontece na faixa de 1 Hz – 10 kHz (baixas frequências). A mesma está associada com o movimento de íons ao redor das membranas celulares. A região de dispersão  $\beta$  cobre dos 10 kHz até os 100 MHz (frequências médias, incluindo as RF inferiores). Os principais mecanismos associados a esta região são os processos de carga e descarga capacitiva das membranas celulares e aos movimentos rotacionais das macromoléculas polares e de estruturas sub-celulares. A região  $\delta$  vai dos 100 MHz até aproximadamente os 3 GHz (faixa das microondas).

Entre os fenômenos que acontecem nesta região, destaca-se a rotação de aminoácidos e proteínas. Na última região,  $\gamma$ , o fenômeno mais relevante é a relaxação dipolar das moléculas de água, que acontece nas frequências próximas a 20 GHz [28,29,35].

Entretanto, é bom esclarecer que os limites de frequência para cada região podem ser diferentes aos citados no parágrafo anterior (para cima ou para abaixo), dependendo do tipo de tecido. É muito comum também que as regiões se sobreponham, ficando difícil definir com exatidão o começo e/ou final de uma determinada região (e dos seus fenômenos associados).

Para a modelagem matemática da permissividade elétrica dos tecidos, é considerado que a resposta em frequência para cada região dispersiva pode ser representada por uma equação linear de primeira ordem, da forma [22,27,28,35,40,41]:

$$\hat{\epsilon}_r = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_e} \quad (3.14)$$

onde:

$\epsilon_\infty$  - Parte real da permissividade relativa complexa, para  $f = \infty$ . Também conhecida como constante dielétrica no infinito ou permissividade relativa óptica;

$\epsilon_s$  - Parte real da permissividade relativa complexa, para  $f = 0$ . Também conhecida como constante dielétrica estática;

$\tau_e$  - Constante de tempo de relaxação elétrica.

A expressão (3.14) foi introduzida pela primeira vez por P. Debye, em 1926 [22,41]. Assim, (3.14) é conhecida como *equação de Debye*, sendo que os materiais dispersivos que apresentam respostas de primeira ordem são chamados de *materiais de Debye*.

As partes real e a imaginária de (3.14) podem ser escritas como [27]:

$$\epsilon_r' = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (\omega\tau_e)^2} \quad (3.15a)$$

$$\epsilon_r'' = \frac{(\epsilon_s - \epsilon_\infty) \cdot \omega\tau_e}{1 + (\omega\tau_e)^2} \quad (3.15b)$$

Como foi visto anteriormente, no meio biológico podem acontecer paralelamente vários processos dispersivos independentes. Assim, para obter a resposta total do material de maneira adequada, a equação simples de Debye (3.14) deve ser estendida para a consideração de múltiplos termos de primeira ordem, da forma [22,28,35]:

$$\hat{\epsilon}_r = \epsilon_\infty + \sum_{n=1}^N \frac{\epsilon_{sn} - \epsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_{en}} ; \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3.16)$$

onde  $n$  identifica a região de dispersão dielétrica.

Os parâmetros  $\epsilon_\infty$ ,  $\epsilon_s$ ,  $\tau_e$  para cada tipo de tecido são determinados experimentalmente. Na literatura científica da área podem ser encontrados trabalhos recentes, relatando tanto técnicas experimentais para a obtenção desses parâmetros [28,42] quanto bases de dados para uma grande quantidade de tecidos [35].

No capítulo 4, a expressão (3.16) será trasladada para o domínio  $z$  e introduzida na formulação TLM para a modelagem no domínio do tempo de meios dielétricos dispersivos.

### 3.6 Taxa de Absorção Específica dos tecidos

Para a quantificação da energia absorvida por um meio biológico, devido a incidência de ondas eletromagnéticas de RF, a medida dosimétrica que tem sido amplamente adotada internacionalmente é a *Taxa de Absorção Específica* (*Specific Absorption Rate – SAR*), definida como: “a derivada no tempo do aumento da energia “ $\partial W$ ” absorvida ou dissipada num elemento de massa “ $\partial m$ ” contida num elemento de volume “ $\partial V$ ” cuja massa específica é “ $\rho$ ” ” [2,28,29,30]. Analiticamente a definição acima pode ser expressa por:

$$SAR = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial W}{\partial m} \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial W}{\rho \partial v} \right) \quad \text{W/kg} \quad (3.17)$$

Em outras palavras, é possível dizer que a SAR quantifica a potência absorvida por unidade de massa. No caso de campos harmônicos, utilizando o teorema do vetor de Poynting, a SAR pode ser também expressa por [2, 28,29,30,33]:

$$SAR = \frac{\sigma |E|^2}{2\rho} \quad (3.18)$$

onde  $\sigma$  (S/m) é a condutividade elétrica equivalente do tecido;  $\rho$  (kg/m<sup>3</sup>) é a densidade de massa específica do tecido e  $|E|$  (V/m) é o módulo do valor máximo de campo elétrico interno no ponto de análise.

Ao mesmo tempo, a SAR é também diretamente proporcional à taxa de incremento local da temperatura nos tecidos, responsável pelos efeitos térmicos no organismo:



$$\frac{dT}{dt} = \frac{SAR}{c} \quad \text{°C/s} \quad (3.19)$$

onde:  $T$  é a temperatura, e  $c$  é a capacidade específica de calor do tecido (expressa em J/kg °C).

É importante ressaltar que a expressão (3.19) será válida para condições não termodinâmicas “ideais”, isto é, que não exista: perda de calor por difusão, radiação térmica nem termo-regulação (devido ao fluxo sanguíneo) [28]. Levando em consideração estes fenômenos, a expressão (3.19) ficaria:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{(SAR + P_m - P_c - P_b)}{c} \quad (3.20)$$

onde:

$P_m$  - Taxa de aquecimento metabólico;

$P_c$  - Taxa de perda de calor por unidade de volume devido à condução térmica;

$P_b$  - Taxa de perda de calor por unidade de volume devido ao fluxo sanguíneo.

A determinação da SAR pode ser feita para [2, 28 – 31, 43,44,45]:

- Exposição do corpo inteiro, onde é considerada a *SAR média para o corpo inteiro* (“*whole-body average SAR*”), que será a relação entre a potência total absorvida pelo corpo e sua massa. Este tipo é particularmente interessante para “campos distantes” (o corpo exposto encontra-se a vários comprimentos de onda distante da fonte de RF);
- Exposição localizada, onde é considerada a *SAR local (local, partial-body or spatial-peak SARs)*, que é definida como a potência absorvida por uma determinada (pequena) unidade de massa de tecido (os valores mais usados são 1g e 10 g). Os valores de SAR local excedem usualmente 20-30 vezes os da SAR média para o corpo inteiro. Este tipo é particularmente interessante para “campos próximos” (a parte do corpo exposta se encontra a poucos (ou menos de um) comprimentos de onda distante da fonte de RF). Um exemplo típico da necessidade do cálculo da SAR local é na determinação da quantidade de energia absorvida na cabeça humana pela radiação proveniente da antena de um telefone celular, pois usualmente este fica muito próximo da cabeça do usuário.

Nos últimos anos, pesquisas envolvendo modelos experimentais e computacionais da interação do corpo humano com fontes de RF têm revelado que [2, 28,29,30, 43,46,47,48]:

- Os valores máximos de SAR são produzidos na superfície do modelo, no eixo onde está localizada a fonte excitadora, decrescendo exponencialmente com a distância em direção perpendicular à superfície;

- Nos casos onde a antena fica muito próxima do corpo humano, aproximadamente 50% e até mais do total da energia radiada pela antena é absorvida pelo corpo;
- A maior parte da energia radiada é depositada em uma pequena porcentagem do volume total do corpo humano (aproximadamente 15 - 20%), correspondente à região próxima do ponto de excitação;
- A absorção de energia pelo corpo decresce drasticamente com o aumento da distância da fonte excitadora.

A SAR é uma grandeza conveniente para a comparação de efeitos biológicos observados sob diferentes condições de exposição. De fato, a SAR é utilizada como medida básica pelas principais normas e diretrizes internacionais de exposição segura às radiações não ionizantes (ICNIRP, ANSI/IEEE, etc.) para estabelecer o *limiar fisiológico de risco* às radiações eletromagnéticas de RF (fundamentalmente na faixa de 100 kHz até 10 GHz) [29 – 32, 43,44,45].

Estudos experimentais com animais (relatados na literatura disponível) contribuíram para a identificação deste limiar de risco, isto é, o valor de SAR mínimo para o qual tem-se detectado (vários estudos independentes levaram à mesma conclusão) efeitos adversos à saúde:

*“Quando a energia eletromagnética absorvida pelo corpo é próxima a 4 W/kg durante aproximadamente 30 minutos de exposição em condições ambientais normais, acontece um aumento da temperatura média do corpo, na ordem de 1 a 2 °C, que pode causar estresse, problemas de comportamento e outros efeitos parecidos com os provocados ou acusados por febre”.* [28 – 32, 43,44,45].

O efeito mais detectado durante as experiências com cobaias (ratos e primatas) tem sido a perda do interesse dos mesmos quando são treinados para a aprendizagem de determinadas tarefas. Essa mudança de comportamento acontece para diferentes condições de exposição do corpo inteiro do animal (diferentes valores de frequências, tempos e intensidades da radiação), mas sempre na faixa de absorção de energia de 2 – 4 W/kg, com a conseqüente elevação da temperatura corporal em 1 – 2 C°.

A evidência disponível indica que a exposição a campos mais intensos, produzindo valores de SAR superiores a 4 W/kg, pode exceder a capacidade termo-reguladora do corpo e produzir níveis de aquecimento nocivos aos tecidos. Muitos estudos de laboratório com roedores e primatas, demonstraram uma grande variedade de danos em tecidos provocados por elevações de temperatura superiores a 1 – 2 °C, devido ao aquecimento de partes - ou da totalidade - do corpo: cataratas, queimaduras superficiais e profundas, cansaço por calor, esterilidade temporária, etc. A sensibilidade de vários tipos de tecidos a danos térmicos varia amplamente, mas o limiar para

efeitos irreversíveis, mesmo para os tecidos mais sensíveis, é maior do que 4 W/kg, em condições ambientais normais [28 – 32, 43,44,45].

Em relação aos humanos, é assumido que exposições do corpo inteiro às ondas de RF que provoquem níveis de absorção de energia na faixa dos 4 W/kg podem causar efeitos semelhantes aos obtidos nas experiências com animais de laboratório. Os estudos em humanos são muito limitados e imprecisos para serem considerados como bases para o estabelecimento de limiares de riscos.

Assim, o limiar fisiológico de risco (4 W/kg para o corpo inteiro) estabelece uma linha divisória entre os valores de SAR para os quais não tem-se detectado efeitos adversos reproduzíveis e aqueles para os quais algum tipo de efeito mensurável existe. Partindo deste limiar, os órgãos regulamentadores estabeleceram os limites para a exposição segura às RF, que podem ser conferidos nas tabelas 3.1a e 3.1b.

**Tabela 3.1a – Restrições básicas da ICNIRP [44] (aceitas pela ANATEL [49]) para exposição a campos de RF na faixa entre 100 kHz e 10 GHz.**

<b>Categoria de exposição</b>	<b>SAR média do corpo inteiro (W/kg)</b>	<b>SAR localizada (cabeça e tronco) (W/kg/10g)</b>	<b>SAR localizada (membros) (W/kg/10g)</b>
Ocupacional	0,4	10	20
Público em geral	0,08	2	4

**Tabela 3.1b – Restrições básicas da ANSI/IEEE [31] e FCC [45] para exposição a campos de RF na faixa entre 100 kHz e 6 GHz.**

<b>Categoria de exposição</b>	<b>SAR média do corpo inteiro (W/kg)</b>	<b>SAR localizada (cabeça e tronco) (W/kg/1g)</b>	<b>SAR localizada (membros) (W/kg/1g)</b>
Ocupacional	0,4	8	20
Público em geral	0,08	1,6	4

Para as frequências superiores a 6 – 10 GHz, a profundidade de penetração do campo elétrico dentro dos tecidos é muito pequena e a SAR não é uma boa medida para quantificar a energia absorvida. Os critérios para avaliar a exposição, neste caso, são baseados na interação *quase-óptica* da onda com o meio biológico (onde o comprimento da onda é muito menor que o tamanho do corpo exposto). Isto significa que os efeitos esperados durante a exposição a altos níveis de radiação (na faixa de 6 – 300 GHz) serão similares aos experimentados no caso de

exposição a altos níveis de radiação óptica (raios infravermelhos, por exemplo): percepção térmica superficial e queimaduras [28 – 31, 44].

Nestas circunstâncias, a *Densidade de potência* do campo incidente,  $S$  (em  $W/m^2$  ou  $mW/cm^2$ ), é a grandeza dosimétrica mais apropriada para o estabelecimento das restrições básicas que previnam o aquecimento excessivo em tecidos superficiais ou próximos à superfície do corpo. Em geral, os valores de 5,0 – 10,0 ( $mW/cm^2$ ) para exposição ocupacional e 1,0 ( $mW/cm^2$ ) para exposição do público em geral são os mais empregados como limites pelas normas [28 – 31, 44,49].

### 3.7 Conclusões do capítulo

A interação dos campos eletromagnéticos de RF como os meios biológicos foi o tema tratado neste capítulo. Conforme o exposto, ficou evidente a complexidade deste fenômeno, pela sua dependência de inúmeros fatores que podem estar presentes simultaneamente. Isto torna o seu estudo uma tarefa árdua e difícil, à qual tem-se dedicado durante anos milhares de cientistas das mais diversas especialidades (físicos, engenheiros, médicos, biólogos, bioquímicos, etc.). Na atualidade, apesar dos avanços nas pesquisas e o grande acúmulo de conhecimentos sobre o tema, ainda o fardo dos questionamentos e dúvidas é maior que o das respostas e certezas, o qual ao invés de levar ao pessimismo, serve como incentivo para as atuais gerações de pesquisadores continuar desvendando os mistérios desta fascinante área do saber humano.

Assim, com as informações contidas no presente texto (fruto de um minucioso estudo de qualificadas bibliografias, altamente aceitas pela comunidade científica internacional), pretendeu-se apenas abordar os aspectos fundamentais da interação dos campos eletromagnéticos de RF como os meios biológicos. Com isto, apresentou-se ao leitor uma base de conhecimentos (mesmo que limitada) que o ajudarão a entender, no próximo capítulo, a formulação TLM adaptada para a modelagem de fenômenos envolvendo meios dielétricos dispersivos (que é o caso dos meios biológicos) e as aplicações que serão discutidas no capítulo 5.

# CAPÍTULO 4

## FORMULAÇÃO TLM PARA A MODELAGEM DE MEIOS DIELÉTRICOS DISPERSIVOS

### 4.1 Introdução

Como foi visto no capítulo 1, no método TLM tradicional as características reativas e dissipativas dos meios ( $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$ ) são modeladas mediante a introdução de tocos conectados aos nós. Este procedimento é altamente eficiente quando os meios são lineares, isotrópicos e não dispersivos, isto é, quando apresentam parâmetros constantes. Porém, para o tratamento de problemas apresentando materiais com parâmetros dependentes da frequência (como é o caso dos meios biológicos), este tipo de representação resulta praticamente inoperante e muito custosa em termos computacionais, devido ao fato de que seria preciso repetir a execução do programa de cálculo para cada valor de frequência dentro da faixa desejada.

Esta situação impede de tirar proveito de uma das principais vantagens do método: com apenas uma execução do código computacional, a partir de uma simples excitação transiente (um impulso, por exemplo), é possível obter com precisão resultados para grandes faixas de frequências.

Com o intuito de contornar a limitação do método original de não poder comportar parâmetros variáveis na sua formulação, recentemente foram desenvolvidos dois trabalhos [22,40 e 50,51] onde são apresentadas modificações aos algoritmos TLM que permitem a modelagem *geral*, no domínio do tempo, dos parâmetros constitutivos dos meios, podendo ser estes não lineares, dependentes da frequência e anisotrópicos. Sem dúvidas, estes trabalhos podem ser considerados entre os maiores avanços reportados na evolução do TLM nos últimos anos.

No caso do trabalho publicado em [50,51], de Leonardo de Menezes e Wolfgang Hofer (Canadá, 1996), essencialmente, a modificação fundamental em relação à formulação original está dada no *desacoplamento* do processo de espalhamento no nó das expressões que descrevem as características constitutivas do meio, isto é, a matriz de espalhamento será independente dos parâmetros do meio modelado. As expressões que caracterizam o meio são então representadas pelos circuitos elétricos equivalentes das mesmas, conectando estes circuitos ao nó na forma de

fonte, mediante uma linha de transmissão de comprimento e impedância característica idêntica às apresentadas pelos ramos do nó. Agora, para cada passo de tempo do processo iterativo, as equações que representam as variações dos parâmetros do meio serão solucionadas aplicando-se técnicas de *Variáveis de Estado*.

No caso do trabalho publicado em [22, 40], de John Paul e Christos Christopoulos (Reino Unido, 1998), a modificação do equacionamento TLM para o tratamento de meios a parâmetros variáveis é feita utilizando técnicas de *Transformada Z*. Precisamente, no presente estudo, far-se-á uso desta última metodologia, que será aqui adaptada especialmente para o tratamento dos meios biológicos, os quais podem ser considerados como materiais dielétricos dispersivos de primeira ordem com múltiplos termos de relaxação (materiais de Debye), conforme estudado no capítulo anterior.

No final do capítulo, os programas computacionais implementados serão validados utilizando casos *testes*, relatados na literatura.

## 4.2 Considerações iniciais

No capítulo 3 foram estabelecidas as equações de Maxwell e suas relações constitutivas para o caso dos meios biológicos. Relembrando:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4.1a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4.1b)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H} \quad (4.2a)$$

$$\vec{J}_c = \sigma_s \cdot \vec{E} \quad (4.2b)$$

$$\vec{D} = \varepsilon(t) * \vec{E} \quad (4.2c)$$

e como foi exposto, a expressão (4.2c) é um produto de convolução no domínio do tempo, devido que a permissividade dielétrica é um parâmetro complexo no domínio da frequência, o qual pode ser expresso como uma função de Debye (descrita na seção 3.5), da forma:

$$\hat{\varepsilon}(\omega) = \varepsilon_0 \left( \varepsilon_\infty + \sum_{n=1}^N \frac{\varepsilon_{sn} - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_{en}} \right) \quad (4.3)$$

onde  $n$  identifica a região de dispersão dielétrica.

Adequando o sistema de equações de Maxwell, substituindo (4.2a) em (4.1a), (4.2b) e (4.2c) em (4.1b) e, ainda, colocando a permissividade elétrica relativa em função da susceptibilidade elétrica ( $\epsilon_r = 1 + \chi_e$ ), obtém-se:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (4.4a)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma_s \cdot \vec{E} + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \cdot \vec{E} + \epsilon_0 \cdot \chi_e(t) * \vec{E}) \quad (4.4b)$$

Note-se que a resolução das equações de Maxwell diretamente no domínio do tempo requererá esforços matemáticos consideráveis. Primeiramente, será necessário levar a permissividade elétrica do domínio da frequência para o domínio do tempo, para isso, deverá se aplicar a Transformada Inversa de Fourier à expressão (4.3):  $\epsilon(t) = IFT\{\hat{\epsilon}(\omega)\}$ . Ainda, o produto de convolução indicado em (4.4b) deverá ser incorporado na formulação do método de cálculo (no caso, o TLM).

Entretanto, o equacionamento do problema pode ser tratado de maneira mais simples, olhando a partir de uma outra ótica:

É freqüente na matemática o uso de transformações na perspectiva de simplificar a análise e a síntese de sistemas governados por equações diferenciais. Por exemplo, o estudo de sistemas contínuos e lineares no tempo fica bastante facilitado pela transformação ao domínio  $s$ , utilizando a Transformada de Laplace. Dentro de outras vantagens, isto possibilita resolver as equações diferenciais e os produtos de convolução no tempo, usando simples manipulações algébricas. No caso dos sistemas digitais (discretos), a Transformada  $Z$  desempenha o mesmo papel que a Transformada de Laplace possui em relação aos sistemas contínuos [52 – 55].

Sendo o TLM um método que fornece a solução *discreta* no domínio do tempo (com passo de tempo  $\Delta t$  constante) das equações de Maxwell (a partir da equivalência com as equações dos circuitos elétricos dos nós), é possível desenvolver a sua formulação aplicando a técnica de Transformada  $Z$  de maneira análoga aos sistemas digitais.

Assim, partindo das considerações acima citadas, a metodologia geral a seguir será a seguinte:

As equações diferenciais dos circuitos elétricos (no domínio do tempo) que descrevem as relações entre correntes e tensões nos modelos de nós TLM (2D e 3D) serão primeiramente transformadas ao domínio  $s$  e, após manipulações algébricas para o desenvolvimento do processo de espalhamento dos impulsos nas malhas e a obtenção das expressões para as tensões e correntes

totais, o sistema será transformado ao domínio  $z$ , onde as características dispersivas do material serão equacionadas aplicando técnicas de Transformada Z.

Nos próximos itens será explicitada, em detalhes, esta formulação TLM modificada, tanto para os nós 2D (Paralelo e Série) quanto para o nó 3D SCN.

### 4.3 Nó TLM – 2D Paralelo para a modelagem de meios dielétricos dispersivos

O nó Paralelo, como foi visto no capítulo 1, permite o estudo dos casos TM de propagação, onde existe uma componente de campo elétrico na direção de propagação, normal ao plano da malha onde se encontram as duas componentes de campo magnético.

Admitindo polarização  $TM_z$  da onda, a expansão das equações de Maxwell (4.4a e 4.4b) no sistema cartesiano fica:

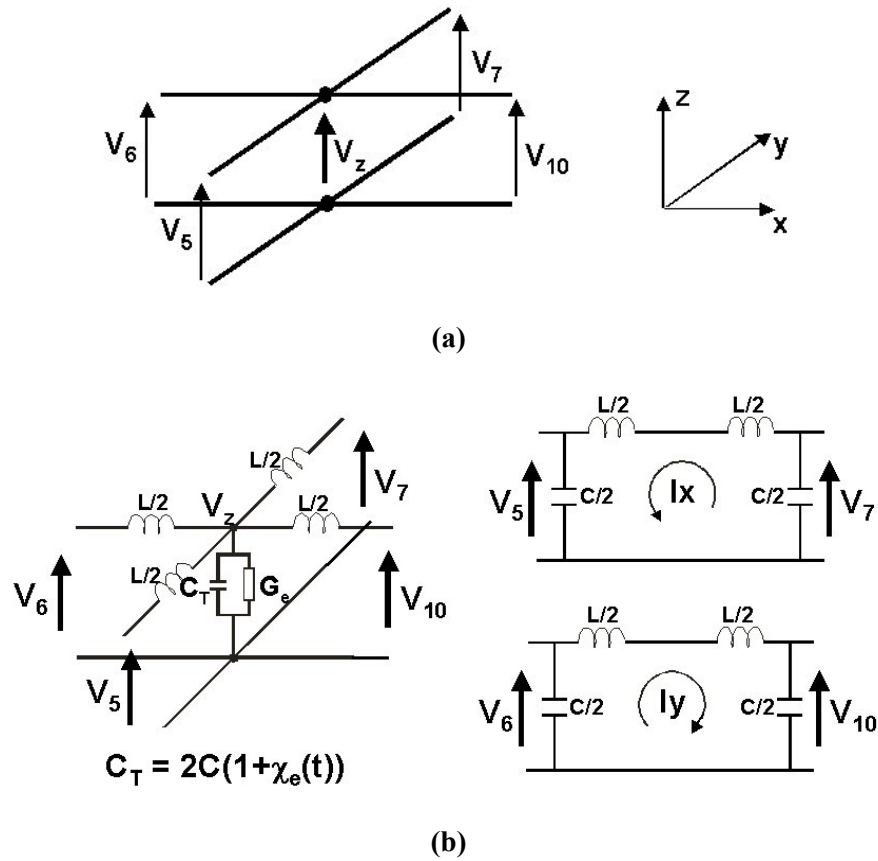
$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t} \quad (4.5a)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t} \quad (4.5b)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_s E_z + \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + \varepsilon_0 \frac{\partial(\chi_e(t) * E_z)}{\partial t} \quad (4.5c)$$

Para obter a equivalência com a teoria de campos, desenvolveu-se o modelo de nó Paralelo mostrado na figura 4.1. Agora, o nó será representado pela composição de três circuitos equivalentes independentes: um deles com características de nó paralelo e dois, um para cada direção no plano, com características de linha de transmissão modelo  $\pi$  (ver figura 4.1b). As identificações das portas, das tensões e correntes nos nós serão as mesmas que as utilizadas para o nó 3D (ver item 1.3).





**Figura 4.1 – Nó TLM – 2D Paralelo para o tratamento de meios dielétricos dispersivos. a) Modelo genérico; b) Decomposição em três circuitos independentes: um com características de nó paralelo e dois, um para cada direção no plano, com características de linha de transmissão modelo  $\pi$ .**

O circuito paralelo da figura 4.1b estará associado à resolução da equação de Ampère (4.5c), enquanto os circuitos séries às equações de Faraday (4.5a e 4.5b). Aplicando as leis de Kirchhoff (a de nós de correntes para o circuito paralelo, e a de laços de tensão para os circuitos séries), considerando a malha regular ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta \ell$ ), obtém-se:

$$\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = \frac{V_7 - V_5}{\Delta \ell^2} = L_d \frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (4.6a)$$

$$-\frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} = \frac{V_6 - V_{10}}{\Delta \ell^2} = L_d \frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (4.6b)$$

$$-\frac{\partial \left( \frac{I_y}{\Delta \ell} \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left( \frac{I_x}{\Delta \ell} \right)}{\partial y} = \frac{I_5 + I_6 + I_7 + I_{10}}{\Delta \ell^2} = G_{ed} \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right) + 2C_d \frac{\partial \left( \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} + 2C_d \frac{\partial \left( \chi_e(t) * \frac{V_z}{\Delta \ell} \right)}{\partial t} \quad (4.6c)$$

Comparando as equações (4.5a, 4.5b e 4.5c) e (4.6a, 4.6b e 4.6c), verifica-se a equivalência entre as grandezas de campo e parâmetros do meio com os da malha TLM:

$$E_z = -\frac{V_z}{\Delta\ell}; \quad H_x = \frac{I_x}{\Delta\ell}; \quad H_y = \frac{I_y}{\Delta\ell} \quad (4.7a)$$

$$\mu_0 = L_d; \quad \varepsilon_0 = 2C_d; \quad \chi_e(t) = \chi_e(t); \quad \sigma_s = G_{ed} \quad (4.7b)$$

$$v_{LT} = \sqrt{2}c; \quad Z_{LT} = \sqrt{2}Z_0 \quad (4.7c)$$

O sistema de equações (4.6a, 4.6b e 4.6c) é transformado ao domínio  $s$ , aplicando a Transformada de Laplace, para a qual:  $\frac{\partial f(t)}{\partial t} \Rightarrow sF(s)$ ,  $f(t) * g(t) \Rightarrow F(s) \cdot G(s)$  [54].

Antes de aplicar a transformada, com o intuito de facilitar o equacionamento, algumas modificações serão feitas: as correntes do nó serão convertidas em correntes normalizadas, com dimensões de volts, por exemplo,  $I_x = \frac{i_x}{Z_{LT}}$ ; as correntes dos ramos serão expressas em função

das tensões das portas, por exemplo,  $I_5 = \frac{V_5}{Z_{LT}}$ ; e a condutância elétrica será representada de

maneira adimensional,  $G_{ed} = \frac{g_e}{\Delta\ell Z_{LT}}$ .

Fazendo as devidas substituições e após manipulações algébricas, o sistema (4.6a, 4.6b e 4.6c) transformado ao domínio  $s$  fica:

$$V_7 - V_5 = \bar{s}i_x \quad (4.8a)$$

$$V_6 - V_{10} = \bar{s}i_y \quad (4.8b)$$

$$V_5 + V_6 + V_7 + V_{10} = g_e V_z + 2\bar{s}V_z + 2\bar{s}\chi_e(s)V_z \quad (4.8c)$$

onde  $\bar{s}$  representa o operador de Laplace normalizado ( $s = \frac{\bar{s}}{\Delta t}$ ).

Para a quantificação do valor de tensão  $V_z$  e das correntes normalizadas  $i_x$  e  $i_y$ , presentes em (4.8a, 4.8b e 4.8c), será feita a representação do nó (figura 4.1) pelos seus circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio  $s$ , como mostra a figura abaixo.

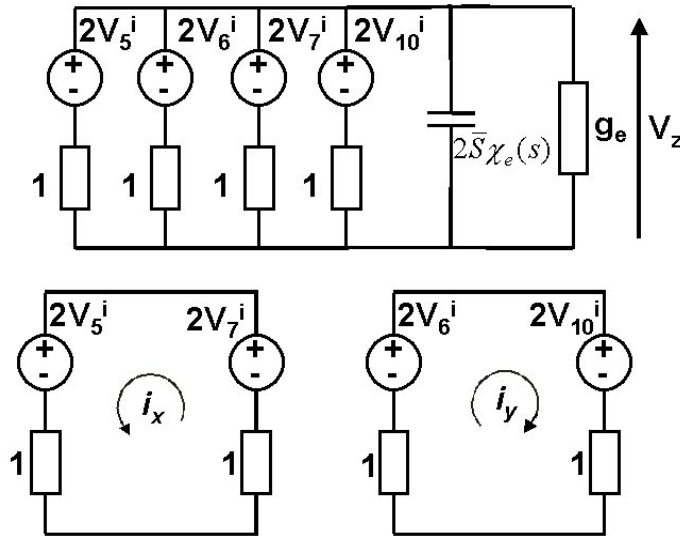


Figura 4.2 – Circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio  $s$ , correspondentes ao modelo do Nó TLM – 2D Paralelo da figura 4.1.

Dos circuitos da figura 4.2, obtêm-se:

$$i_x = V_7^i - V_5^i \tag{4.9a}$$

$$i_y = V_6^i - V_{10}^i \tag{4.9b}$$

$$V_z = \frac{2(V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)}{(4 + g_e + 2\bar{s}\chi_e(s))} \tag{4.9c}$$

A transformação do modelo contínuo, representado pelas equações (4.9a – 4.9c), para o domínio  $z$  é feita aplicando a *Transformada Z bilinear* [22, 40, 55], expressa como:

$$s = \frac{\bar{s}}{\Delta t} \Rightarrow \frac{2}{\Delta t} \left( \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right) \tag{4.10}$$

Aplicando (4.10) em (4.9c), obtêm-se:

$$V_z = \frac{2V_z^i}{\left( 4 + g_e + 4 \left( \frac{1 - z^{-1}}{1 + z^{-1}} \right) \chi_e(z) \right)} \tag{4.11}$$

onde  $V_z^i = (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i)$  representa as tensões incidentes associadas à determinação de  $V_z$ .

As expressões (4.9a e 4.9b), para as correntes normalizadas  $i_x$  e  $i_y$ , não sofrem mudanças, devido a que as mesmas representam as características magnéticas do material e, neste caso, está-se tratando com meios não magnéticos ( $\mu = \mu_0$ ).

### 4.3.1 Aplicação da formulação no domínio $z$ para meios à parâmetros constantes

Antes de passar ao desenvolvimento da formulação para considerar a dependência em frequência do material dielétrico no domínio discreto, será analisado o caso particular do meio a parâmetros constantes, isto é, para  $\chi_e$  independente da frequência. Manipulando a expressão (4.11) de maneira a deixá-la num formato mais adequado para seu tratamento no domínio discreto, obtemos:

$$V_z = T_e \left( 2V_z^i + z^{-1} S_{ez} \right) \quad (4.12)$$

onde:

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z \quad (4.13)$$

e os coeficientes de ganho  $T_e$  e  $k_e$  são:

$$T_e = (4 + g_e + 4\chi_e)^{-1} \quad (4.14)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_e) \quad (4.15)$$

Para levar (4.12) finalmente para o domínio do tempo discreto ( $t = k\Delta t$ ), aplica-se a propriedade de *translação temporal* (caso do atraso – translação à direita) da Transformada Z:  $f(k-m) \leftrightarrow z^{-m} F(z)$ , onde  $m$  é um valor inteiro (neste caso  $m = 1$ ) e  $k$  o instante de tempo amostrado [52 – 55]. A expressão (4.12) fica:

$${}_k V_z = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_z^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_z^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_z \right) \quad (4.16)$$

onde para o caso particular do instante inicial ( $k = 0$ ), cumpre-se:  $V_z^i(-1) = V_z(-1) = 0$ , posto que tratamos com fenômenos para os quais as funções temporais apenas existem para  $t \geq 0$ .

Observa-se de (4.16) que para a implementação computacional do TLM para a modelagem de meios a parâmetros constantes, utilizando as técnicas de transformada aqui descritas, necessita-se do armazenamento dos valores de  $V_z$  e  $V_z^i$  do instante anterior, para serem utilizados no instante atual.

### 4.3.2 Aplicação da formulação no domínio $z$ para meios dielétricos dispersivos de primeira ordem

Para a modelagem no domínio discreto de materiais descritos por funções causais (como é o caso dos materiais de Debye), a dependência em frequência pode ser tratada como uma função do valor da grandeza (neste caso  $\chi_e(z)$ ) expandida em frações parciais [22,38,40,52 – 55], da forma:

$$(1 - z^{-1})\chi_e(z) = \chi_{e0} - z^{-1}(\chi_{e1} + \bar{\chi}_e(z)) \quad (4.17)$$

onde:  $\chi_{e0}$  e  $\chi_{e1}$  são coeficientes constantes (valores reais) e  $\bar{\chi}_e(z)$  é uma função auxiliar que representa a dependência em frequência de  $\chi_e(z)$  no domínio  $z$ .

Substituindo (4.17) em (4.11) e após manipulações obtém-se novamente a expressão (4.12):

$$V_z = T_e (2V_z^i + z^{-1}S_{ez})$$

sendo que os seus componentes serão agora:

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + 4\bar{\chi}_e(z)V_z \quad (4.18)$$

$$T_e = (4 + g_e + 4\chi_{e0})^{-1} \quad (4.19)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e1}) \quad (4.20)$$

Para o caso particular da função de Debye, a determinação dos coeficientes  $\chi_{e0}$ ,  $\chi_{e1}$  e da função dependente da frequência  $\bar{\chi}_e(z)$  é feita partindo de (4.3), reescrevendo a permissividade relativa complexa em função da susceptibilidade elétrica ( $\chi_e = \varepsilon_r - 1$ ), no domínio  $s$  ( $j\omega \Rightarrow s$ ):

$$\hat{\varepsilon}_r(\omega) = \left( \varepsilon_\infty + \sum_{n=1}^N \frac{\varepsilon_{sn} - \varepsilon_\infty}{1 + j\omega\tau_{en}} \right) \Rightarrow \chi_e(s) = \chi_{e\infty} + \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}}{1 + s\tau_{en}} \quad (4.21)$$

onde:

$\chi_{e\infty} = (\varepsilon_\infty - 1)$  - Susceptibilidade elétrica no infinito ou susceptibilidade elétrica óptica;

$\Delta\chi_{en} = (\varepsilon_{sn} - \varepsilon_\infty)$  - Contraste da susceptibilidade elétrica para a região de dispersão  $n$ ;

$\tau_{en}$  - Como foi definida na seção 3.5, é a constante de tempo de relaxação elétrica para a região de dispersão  $n$ .

Transformando (4.21) para o domínio discreto  $z$ , aplicando o método da *discretização exponencial* [22,40,52 – 55], obtém-se:

$$\chi_e(z) = \chi_{e\infty} + \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})}{1-z^{-1}\beta_{en}} \quad (4.22)$$

onde:

$$\beta_{en} = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{en}}} \quad (4.22a)$$

Expandindo então (4.22) em frações parciais, da forma mostrada em (4.17):

$$(1-z^{-1})\chi_e(z) = \chi_{e\infty} + \sum_{n=1}^N \Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})z^{-1} \left( \chi_{e\infty} + \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})^2}{1-z^{-1}\beta_{en}} \right) \quad (4.23)$$

Os coeficientes serão, então:

$$\chi_{e0} = \chi_{e\infty} + \sum_{n=1}^N \Delta\chi_{en}(1-\beta_{en}) \quad (4.24)$$

$$\chi_{e1} = \chi_{e\infty} \quad (4.25)$$

e a função dependente da frequência:

$$\bar{\chi}_e(z) = \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})^2}{1-z^{-1}\beta_{en}} \quad (4.26)$$

Substituindo  $\chi_{e0}$  em (4.19),  $\chi_{e1}$  em (4.20) e  $\bar{\chi}_e(z)$  em (4.18):

$$T_e = \left( 4 + g_e + 4\chi_{e\infty} + 4 \sum_{n=1}^N \Delta\chi_{en}(1-\beta_{en}) \right)^{-1} \quad (4.27)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e\infty}) \quad (4.28)$$

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + 4 \left( \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})^2}{1-z^{-1}\beta_{en}} \right) V_z \quad (4.29)$$

Manipulando o último termo da expressão (4.29), com o intuito de deixá-lo em função de  $z^{-1}$ , obtém-se:

$$4 \left( \sum_{n=1}^N \frac{\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})^2}{1-z^{-1}\beta_{en}} \right) V_z = \sum_{n=1}^N S_{ednz} = \sum_{n=1}^N (\alpha_{en}V_z + z^{-1}\beta_{en}S_{ednz}) \quad (4.30)$$

onde: define-se  $S_{ednz}$  como uma função auxiliar e  $\alpha_{en} = 4\Delta\chi_{en}(1-\beta_{en})^2$  será um coeficiente de ganho para a região de dispersão  $n$ . Assim, (4.29) fica:

$$S_{ez} = 2V_z^i + k_e V_z + \sum_{n=1}^N S_{ednz} \quad (4.31)$$

Para levar o sistema para o domínio do tempo discreto, procede-se da mesma maneira que no caso de parâmetros constantes do item 4.3.1. A transformação da expressão (4.12) será agora:

$${}_k V_z = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_z^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_z^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + \sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{ednz} \right) \quad (4.32)$$

onde, de (4.30):

$$\sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{ednz} = \sum_{n=1}^N (\alpha_{en} \cdot {}_{(k-1)} V_z + \beta_{en} \cdot {}_{(k-2)} S_{ednz}) \quad (4.33)$$

Observa-se de (4.32) e (4.33) que na implementação computacional do TLM para a modelagem de meios dielétricos dispersivos de primeira ordem, utilizando as técnicas de transformada aqui descritas, será necessário o armazenamento dos valores de  $V_z^i$  no instante de tempo anterior, e os valores de  $V_z$  para os dois instantes anteriores, a serem utilizados no instante de tempo atual.

### 4.3.3 Processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte

A determinação das tensões refletidas  $V^r$  nos ramos do nó (processo de espalhamento) é feita aplicando o mesmo procedimento que para o nó 3D SCN, explicitado no item 1.3.2. Neste caso, auxiliados pelas figuras 4.1b e 4.2, obtém-se o seguinte conjunto de equações:

$$V_5^r = V_z + i_x - V_7^i \quad (4.34a)$$

$$V_7^r = V_z - i_x - V_5^i \quad (4.34b)$$

$$V_6^r = V_z - i_y - V_{10}^i \quad (4.34c)$$

$$V_{10}^r = V_z + i_y - V_6^i \quad (4.34d)$$

A propagação dos impulsos de um nó para os nós adjacentes, no instante de tempo seguinte  $k + 1$ , é tratada de maneira idêntica que no TLM tradicional, descrita na seção 1.1.2.1. Atendendo à numeração dos ramos do nó (ver figura 4.1), as equações do processo de conexão serão:

$${}_{k+1}V_5^i(x, y + 1) = {}_kV_7^r(x, y) \quad (4.35a)$$

$${}_{k+1}V_6^i(x + 1, y) = {}_kV_{10}^r(x, y) \quad (4.35b)$$

$${}_{k+1}V_7^i(x, y - 1) = {}_kV_5^r(x, y) \quad (4.35c)$$

$${}_{k+1}V_{10}^i(x - 1, y) = {}_kV_6^r(x, y) \quad (4.35d)$$

Note-se que agora não é necessário no equacionamento dos processos de espalhamento e conexão a introdução das expressões adicionais para o toco capacitivo, pois este não existe. Isto acontece devido a que ao transformar os circuitos do nó do domínio do tempo para o domínio  $s$ , a característica dielétrica do meio passa a ser representada como uma simples carga capacitiva normalizada, dada por  $2\bar{S}\chi_e(s)$  (ver figura 4.2), e não mais como uma linha de transmissão.

Resumindo, o algoritmo TLM-2D Paralelo para a modelagem de meios dielétricos dispersivos é constituído pelas seguintes etapas: Depois de definidas a excitação e as condições iniciais, o processo iterativo no tempo compreende o cálculo das correntes normalizadas  $i_x$  e  $i_y$ , segundo as expressões (4.9a – 4.9b) e da tensão do nó  $V_z$ , através de (4.32) e (4.33). Na seqüência, as tensões refletidas nos ramos do nó são obtidas pelas expressões (4.34a - 4.34d). Finalmente, as tensões incidentes no instante de tempo seguinte  $k + 1$ , nos nós adjacentes, são determinadas segundo (4.35a – 4.35d).

#### 4.4 Nó TLM – 2D Série para a modelagem de meios dielétricos dispersivos

A outra topologia TLM bidimensional é o nó Série, que como foi estudado no capítulo 1, permite o estudo dos casos TE de propagação, onde existe uma componente de campo magnético na direção de propagação, normal ao plano da malha onde se encontram as duas componentes de campo elétrico. A metodologia para o estabelecimento da formulação do nó é análoga ao caso do modelo Paralelo dispersivo descrito na seção anterior, como será visto a seguir.

Admitindo polarização  $TE_z$  da onda, a expansão das equações de Maxwell (4.4a e 4.4b) no sistema cartesiano fica:



$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \sigma_s E_x + \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial(\chi_e(t) * E_x)}{\partial t} \tag{4.36a}$$

$$-\frac{\partial H_z}{\partial x} = \sigma_s E_y + \epsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t} + \epsilon_0 \frac{\partial(\chi_e(t) * E_y)}{\partial t} \tag{4.36b}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \tag{4.36c}$$

Para obter a equivalência com a teoria de campos, desenvolveu-se o modelo de nó Série mostrado na figura 4.3. Agora, o nó será representado pela composição de três circuitos equivalentes independentes: um deles com características de nó série, e dois, um para cada direção no plano, com características de linha de transmissão modelo T (ver figura 4.3b). As identificações das portas, das tensões e correntes nos nós serão as mesmas que as utilizadas para o nó 3D (ver item 1.3).

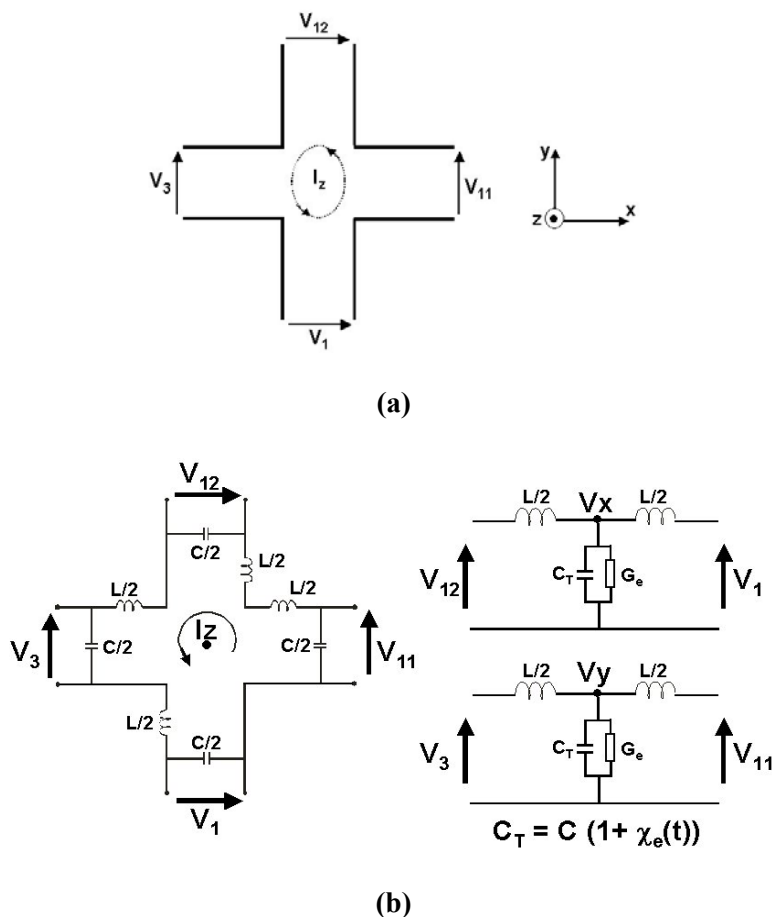


Figura 4.3 – Nó TLM – 2D Série para o tratamento de meios dielétricos dispersivos. a) Modelo genérico; b) Decomposição em três circuitos independentes: um com características de nó série e dois, um para cada direção no plano, com características de linha de transmissão modelo T.

O circuito série da figura 4.3b estará associado à resolução da equação de Ampère (4.36c), enquanto os circuitos paralelos às equações de Faraday (4.36a e 4.36b). Aplicando as leis de Kirchhoff, obtém-se:

$$-\frac{\partial\left(\frac{I_z}{\Delta l}\right)}{\partial y} = \frac{I_1 + I_{12}}{\Delta l^2} = G_{ed}\left(\frac{V_x}{\Delta l}\right) + C_d \frac{\partial\left(\frac{V_x}{\Delta l}\right)}{\partial t} + C_d \frac{\partial\left(\chi_e(t) * \frac{V_x}{\Delta l}\right)}{\partial t} \quad (4.37a)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{I_z}{\Delta l}\right)}{\partial x} = \frac{I_3 + I_{11}}{\Delta l^2} = G_{ed}\left(\frac{V_y}{\Delta l}\right) + C_d \frac{\partial\left(\frac{V_y}{\Delta l}\right)}{\partial t} + C_d \frac{\partial\left(\chi_e(t) * \frac{V_y}{\Delta l}\right)}{\partial t} \quad (4.37b)$$

$$\frac{\partial\left(\frac{V_y}{\Delta l}\right)}{\partial x} - \frac{\partial\left(\frac{V_x}{\Delta l}\right)}{\partial y} = \frac{V_1 - V_3 + V_{11} - V_{12}}{\Delta l^2} = 2L_d \frac{\partial\left(\frac{I_z}{\Delta l}\right)}{\partial t} \quad (4.37c)$$

Comparando as equações (4.36a, 4.36b e 4.36c) e (4.37a, 4.37b e 4.37c), verifica-se a equivalência entre as grandezas de campo e parâmetros do meio com os da malha TLM:

$$H_z = \frac{I_z}{\Delta l}; \quad E_x = -\frac{V_x}{\Delta l}; \quad E_y = -\frac{V_y}{\Delta l} \quad (4.38a)$$

$$\mu_0 = 2L_d; \quad \varepsilon_0 = C_d; \quad \chi_e(t) = \chi_e(t); \quad \sigma_s = G_{ed} \quad (4.38b)$$

$$v_{LT} = \sqrt{2}c; \quad Z_{LT} = \frac{Z_0}{\sqrt{2}} \quad (4.38c)$$

Fazendo as devidas substituições e após manipulações algébricas, o sistema (4.37a, 4.37b e 4.37c) transformado ao domínio  $s$  fica:

$$V_1 + V_{12} = g_e V_x + \bar{s} V_x + \bar{s} \chi_e(s) V_x \quad (4.38a)$$

$$V_3 + V_{11} = g_e V_y + \bar{s} V_y + \bar{s} \chi_e(s) V_y \quad (4.38b)$$

$$V_1 - V_3 + V_{11} - V_{12} = 2\bar{s} i_z \quad (4.38c)$$

Para a quantificação do valor de corrente normalizada  $i_z$  e das tensões  $V_x$  e  $V_y$ , presentes em (4.38a, 4.38b e 4.38c), será feita a representação do nó (figura 4.3) pelos seus circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio  $s$ , como mostra a figura abaixo.

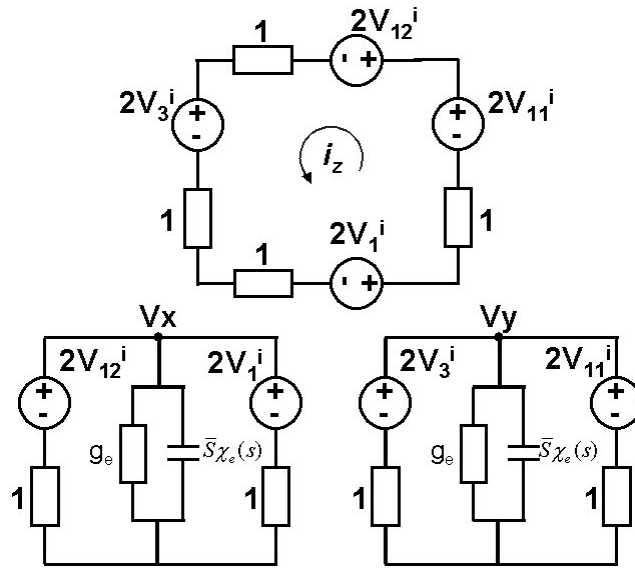


Figura 4.4 – Circuitos equivalentes de Thévenin normalizados no domínio  $s$ , correspondentes ao modelo do Nó TLM – 2D Série da figura 4.3.

Dos circuitos da figura 4.4, obtém-se:

$$V_x = \frac{2(V_1^i + V_{12}^i)}{(2 + g_e + \bar{s}\chi_e(s))} \quad (4.39a)$$

$$V_y = \frac{2(V_3^i + V_{11}^i)}{(2 + g_e + \bar{s}\chi_e(s))} \quad (4.39b)$$

$$i_z = \frac{1}{2}(V_1^i - V_3^i + V_{11}^i + V_{12}^i) \quad (4.39c)$$

Aplicando a Transformada Z bilinear (4.10) em (4.39a) e (4.39b), obtém-se:

$$V_x = \frac{2V_x^i}{\left(2 + g_e + 2\left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}}\right)\chi_e(z)\right)} \quad (4.40a)$$

$$V_y = \frac{2V_y^i}{\left(2 + g_e + 2\left(\frac{1-z^{-1}}{1+z^{-1}}\right)\chi_e(z)\right)} \quad (4.40b)$$

onde  $V_x^i = (V_1^i + V_{12}^i)$  e  $V_y^i = (V_3^i + V_{11}^i)$  representam as tensões incidentes associadas à determinação de  $V_x$  e  $V_y$ , respectivamente.

#### 4.4.1 Aplicação da formulação no domínio $z$ para meios a parâmetros constantes

Analisar-se-á primeiramente o caso particular do meio a parâmetros constantes ( $\chi_e$  independente da frequência). Manipulando as expressões (4.40a) e (4.40b), de maneira a deixá-las num formato mais adequado para o tratamento no domínio discreto, obtém-se:

$$V_x = T_e (2V_x^i + z^{-1}S_{ex}) \quad (4.41a)$$

$$V_y = T_e (2V_y^i + z^{-1}S_{ey}) \quad (4.41b)$$

onde:

$$S_{ex} = 2V_x^i + k_e V_x \quad (4.42a)$$

$$S_{ey} = 2V_y^i + k_e V_y \quad (4.42b)$$

e os coeficientes de ganho  $T_e$  e  $k_e$  são, para o caso particular do meio a parâmetros constantes:

$$T_e = (2 + g_e + 2\chi_e)^{-1} \quad (4.43)$$

$$k_e = -(2 + g_e - 2\chi_e) \quad (4.44)$$

Para transformar (4.41a e 4.41b) ao domínio do tempo discreto é aplicada a propriedade de translação temporal da Transformada Z, ficando:

$${}_k V_x = T_e (2 \cdot {}_k V_x^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_x^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_x) \quad (4.45a)$$

$${}_k V_y = T_e (2 \cdot {}_k V_y^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_y^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_y) \quad (4.45b)$$

onde para o caso particular do instante inicial  $k = 0$ , cumpre-se:

$$V_x^i(-1) = V_y^i(-1) = V_x(-1) = V_y(-1) = 0$$

Observa-se que igual ao caso do nó Paralelo dispersivo, para a implementação computacional do TLM para a modelagem de meios a parâmetros constantes, necessita-se do armazenamento dos valores de tensão do instante anterior, para serem utilizados no instante atual.

#### 4.4.2 Aplicação da formulação no domínio $z$ para meios dielétricos dispersivos de primeira ordem

A formulação no domínio  $z$  do nó Série, considerando a dependência em frequência da susceptibilidade elétrica, é obtida seguindo os mesmos procedimentos que para o nó Paralelo dispersivo.

Os termos que compõem as expressões (4.41a e 4.41b):

$$V_x = T_e \left( 2V_x^i + z^{-1} S_{ex} \right)$$

$$V_y = T_e \left( 2V_y^i + z^{-1} S_{ey} \right)$$

serão agora:

$$T_e = \left( 2 + g_e + 2\chi_{e\infty} + 2 \sum_{n=1}^N \Delta\chi_{en} (1 - \beta_{en}) \right)^{-1} \quad (4.46)$$

$$k_e = -(2 + g_e - 2\chi_{e\infty}) \quad (4.47)$$

$$S_{ex} = 2V_x^i + k_e V_x + \sum_{n=1}^N S_{ednx} \quad (4.48a)$$

$$S_{ey} = 2V_y^i + k_e V_y + \sum_{n=1}^N S_{edny} \quad (4.48b)$$

onde, as funções auxiliares ficam da forma:

$$\sum_{n=1}^N S_{ednx} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} V_x + z^{-1} \beta_{en} S_{ednx} \right) \quad (4.49a)$$

$$\sum_{n=1}^N S_{edny} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} V_y + z^{-1} \beta_{en} S_{edny} \right) \quad (4.49b)$$

e o coeficiente de ganho:  $\alpha_{en} = 2\Delta\chi_{en} (1 - \beta_{en})^2$ . No caso do coeficiente  $\beta_{en}$ , o mesmo continua sendo expresso por (4.22a).

A transformação das expressões (4.41a e 4.41b) para o domínio do tempo discreto fornece as seguintes expressões:

$${}_k V_x = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_x^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_x^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + \sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{ednx} \right) \quad (4.50a)$$

$${}^k V_y = T_e \left( 2 \cdot {}^k V_y^i + 2 \cdot ({}^{k-1}) V_y^i + k_e \cdot ({}^{k-1}) V_y + \sum_{n=1}^N ({}^{k-1}) S_{edny} \right) \quad (4.50b)$$

e de (4.39a e 4.49b):

$$\sum_{n=1}^N ({}^{k-1}) S_{ednx} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} \cdot ({}^{k-1}) V_x + \beta_{en} \cdot ({}^{k-2}) S_{ednx} \right) \quad (4.51a)$$

$$\sum_{n=1}^N ({}^{k-1}) S_{edny} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} \cdot ({}^{k-1}) V_y + \beta_{en} \cdot ({}^{k-2}) S_{edny} \right) \quad (4.51b)$$

Observa-se que será necessário o armazenamento dos valores de  $V_x^i$  e  $V_y^i$  no instante de tempo anterior e os valores de  $V_x$  e  $V_y$  para os dois instantes anteriores, a serem utilizados no instante de tempo atual.

#### 4.4.3 Processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte

A determinação das tensões refletidas  $V^r$  nos ramos do nó é feita aplicando o mesmo procedimento utilizado para o nó 3D SCN, explicitado no item 1.3.2. Neste caso, auxiliados pelas figuras 4.3b e 4.4, obtém-se o seguinte conjunto de equações:

$$V_1^r = V_x - i_z - V_{12}^i \quad (4.52a)$$

$$V_{12}^r = V_x + i_z - V_1^i \quad (4.52b)$$

$$V_3^r = V_y + i_z - V_{11}^i \quad (4.52c)$$

$$V_{11}^r = V_y - i_z - V_3^i \quad (4.52d)$$

A propagação dos impulsos de um nó para os nós adjacentes, no instante de tempo seguinte  $k + 1$ , é tratada de maneira idêntica que no TLM tradicional, descrita na seção 1.1.2.1. Atendendo à numeração dos ramos do nó (ver figura 4.3), as equações do processo de conexão serão:

$${}_{k+1} V_1^i(x, y+1) = {}_k V_{12}^r(x, y) \quad (4.53a)$$

$${}_{k+1} V_3^i(x+1, y) = {}_k V_{11}^r(x, y) \quad (4.53b)$$

$${}_{k+1} V_{12}^i(x, y-1) = {}_k V_1^r(x, y) \quad (4.53c)$$

$${}_{k+1} V_{11}^i(x-1, y) = {}_k V_3^r(x, y) \quad (4.53d)$$

#### 4.5 Nó TLM – 3D SCN para a modelagem de meios dielétricos dispersivos

A formulação para o nó 3D – SCN dispersivo será simplesmente uma extensão da desenvolvida para os casos 2D descritos nas seções anteriores. Lembre-se, do capítulo 1, que o nó SCN pode ser representado por um conjunto de 3 nós Séries e por um outro de 3 nós Paralelos, simultaneamente, como foi mostrado nas figuras 1.13 e 1.14. Os circuitos séries estarão associados à resolução da equação de Ampère, enquanto os circuitos paralelos às equações de Faraday.

Assim, as expressões no domínio do tempo discreto, para as tensões e correntes normalizadas do nó, serão:

$${}_k V_x = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_x^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_x^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_x + \sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{ednx} \right) \quad (4.54a)$$

$${}_k V_y = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_y^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_y^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_y + \sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{edny} \right) \quad (4.54b)$$

$${}_k V_z = T_e \left( 2 \cdot {}_k V_z^i + 2 \cdot {}_{(k-1)} V_z^i + k_e \cdot {}_{(k-1)} V_z + \sum_{n=1}^N {}_{(k-1)} S_{ednz} \right) \quad (4.54c)$$

$${}_k i_x = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_x^i \quad (4.54d)$$

$${}_k i_y = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_y^i \quad (4.54e)$$

$${}_k i_z = \frac{1}{2} \cdot {}_k i_z^i \quad (4.54f)$$

onde:

- As expressões que representam as tensões e correntes incidentes, para cada componente, são:

$$V_x^i = (V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i) \quad (4.55a)$$

$$V_y^i = (V_3^i + V_4^i + V_8^i + V_{11}^i) \quad (4.55b)$$

$$V_z^i = (V_5^i + V_6^i + V_7^i + V_{10}^i) \quad (4.55c)$$

$$i_x^i = (V_4^i - V_5^i + V_7^i - V_8^i) \quad (4.55d)$$

$$i_y^i = (-V_2^i + V_6^i + V_9^i - V_{10}^i) \quad (4.55e)$$

$$i_z^i = (V_1^i - V_3^i + V_{11}^i - V_{12}^i) \quad (4.55f)$$

- Os coeficientes de ganho, são:

$$T_e = \left( 4 + g_e + 4\chi_{e\infty} + 4 \sum_{n=1}^N \Delta\chi_{en} (1 - \beta_{en}) \right)^{-1} \quad (4.55g)$$

$$k_e = -(4 + g_e - 4\chi_{e\infty}) \quad (4.55h)$$

- As funções auxiliares são expressas como:

$$\sum_{n=1}^N {}^{(k-1)}S_{ednx} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} {}^{(k-1)}V_x + \beta_{en} {}^{(k-2)}S_{ednx} \right) \quad (4.55i)$$

$$\sum_{n=1}^N {}^{(k-1)}S_{edny} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} {}^{(k-1)}V_y + \beta_{en} {}^{(k-2)}S_{edny} \right) \quad (4.55j)$$

$$\sum_{n=1}^N {}^{(k-1)}S_{ednz} = \sum_{n=1}^N \left( \alpha_{en} {}^{(k-1)}V_z + \beta_{en} {}^{(k-2)}S_{ednz} \right) \quad (4.55k)$$

- E os coeficientes  $\alpha_{en}$  e  $\beta_{en}$ :

$$\alpha_{en} = 4\Delta\chi_{en} (1 - \beta_{en})^2 \quad (4.55l)$$

$$\beta_{en} = e^{-\frac{\Delta t}{\tau_{en}}} \quad (4.55m)$$

As expressões que descrevem os processos de espalhamento e conexão com o momento seguinte são idênticas às apresentadas no capítulo 1 para o nó SCN tradicional, nas seções 1.3.2 e 1.3.3. É bom lembrar que, como foi citado na seção 4.3.3, as expressões relacionadas com os tocos reativos (neste caso, capacitivos) não serão mais necessárias.

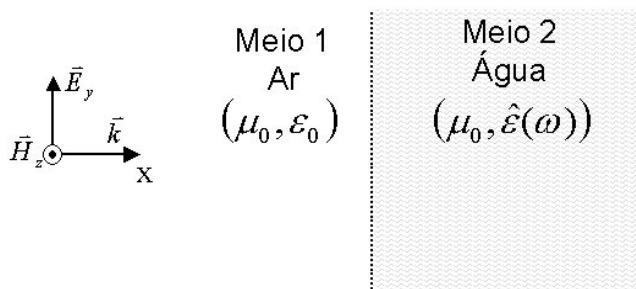
#### 4.6 Validação das implementações TLM para a modelagem de materiais dielétricos dispersivos – casos testes para meios biológicos

Para validar a formulação TLM para meios dielétricos dispersivos, apresentada nas seções anteriores, assim como o desempenho dos códigos computacionais desenvolvidos, foram modelados alguns casos “testes”, com soluções (analíticas e/ou numéricas) conhecidas. Estes exemplos foram escolhidos devido a serem os mais estudados na literatura sobre o tema.



#### 4.6.1 Caso teste 1: Cálculo do coeficiente de reflexão na interface ar-água devido à incidência normal de uma onda plana uniforme

A figura 4.5 representa esquematicamente o problema em estudo [22,36,40]: a incidência normal de uma onda plana uniforme na superfície de separação dos meios envolvidos (ar e água). A onda se propaga na direção  $x$ , possuindo polarização linear, com o campo elétrico na direção  $y$ .



**Figura 4.5 – Representação esquemática da propagação de uma onda plana uniforme no ar, preste a incidir normalmente na superfície da água.**

A permissividade dielétrica relativa da água pode ser representada por uma equação de Debye (4.3) com apenas um termo de relaxação, da forma [22,36,40]:

$$\hat{\epsilon}_r = 1,8 + \frac{79,2}{1 + j\omega \cdot 9,4 \cdot 10^{-12}} \quad (4.56)$$

onde, segundo (4.3):  $\epsilon_\infty = 1,8$ ;  $\epsilon_s = 81$  e  $\tau_e = 9,4 \cdot 10^{-12}$  s. Estes parâmetros serão válidos para valores de frequência de até 80 GHz.

Para a modelagem TLM do problema, foi definida uma malha 3D contendo 100 000 nós: 1000 na direção  $x$  e 10 para cada direção da seção transversal definida pelo plano  $yz$ . O comprimento espacial dos nós foi de  $\Delta\ell = 37,5 \mu\text{m}$ , valor para o qual  $\Delta\ell < \frac{\lambda_{\text{água}}}{10}$  para toda frequência  $< 80$  GHz, evitando assim erros por dispersão numérica para toda a faixa de estudo. A malha foi dividida pela metade em dois blocos, um preenchido por ar e o outro pela água.

Como excitação foi empregado um plano de impulsos na parte do ar (no plano inicial  $x = 1$ ,  $y = 1:10$ ,  $z = 1:10$ ), correspondentes à componente de campo  $E_y$ , no instante inicial da simulação.

Para a determinação do coeficiente de reflexão na interface ar-água, na faixa de frequência de 1 – 80 GHz, o seguinte procedimento de cálculo foi desenvolvido:

- Uma primeira execução do programa TLM é feita considerando toda a malha preenchida apenas pelo ar, pegando os valores de campo elétrico, para cada instante de tempo, no ponto (499, 5, 5), isto é, na frente da interface ar – água, na região do ar. Este cálculo

fornece os valores de campo *incidente* na interface para cada valor de frequência,  $\hat{E}_{yi}$  (após aplicar a DFT);

- Na seqüência, uma segunda execução do programa é feita, agora considerando também a metade preenchida pela água. Novamente, os valores de campo elétrico no ponto (499, 5, 5) são coletados. Este cálculo permite obter os valores de campo *total* na frente da interface,  $\hat{E}_{yt}$ , para cada valor de frequência;
- Os valores de campos *refletidos* na interface, para cada frequência, resultam da subtração dos campos incidentes dos valores de campo total:  $\hat{E}_{yr} = \hat{E}_{yt} - \hat{E}_{yi}$ ;
- O coeficiente de reflexão será a fração do campo elétrico da onda incidente que é refletida

[39], isto é,  $\Gamma = \frac{\hat{E}_{yr}}{\hat{E}_{yi}}$ .

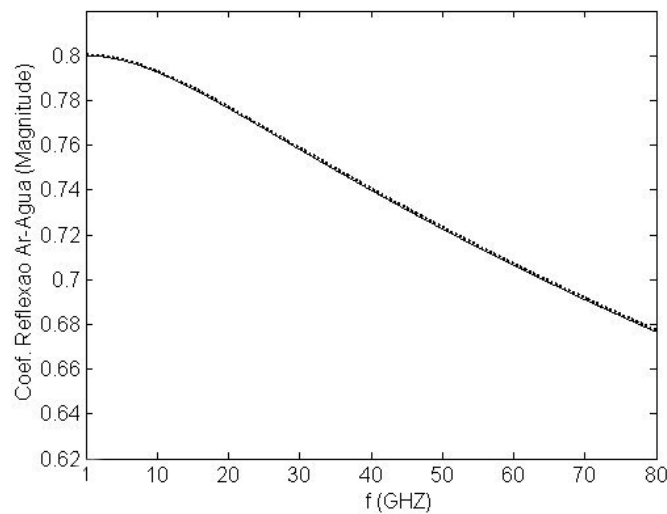
Seguindo esta metodologia, foi obtido o resultado mostrado na figura 4.6, correspondente ao módulo do coeficiente de reflexão na interface ar – água para as frequências de 1GHz até 80 GHz. Os valores calculados pelo TLM são comparados com os obtidos pela solução analítica, mediante a expressão:

$$|\Gamma| = \left| \frac{\hat{Z}_{meio} - Z_0}{\hat{Z}_{meio} + Z_0} \right| \quad (4.57)$$

Sendo que a impedância do meio, no caso a água [28,39], é calculada como:

$$\hat{Z}_{\text{água}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon'}} \frac{1}{\sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\omega \varepsilon'}}} \quad (4.58)$$

onde, como foi estudado no capítulo 3,  $\varepsilon' = \varepsilon_0 \varepsilon_r'$  é a parte real da permissividade elétrica complexa e  $\sigma = \sigma_s + \omega \cdot \varepsilon''$  é a condutividade elétrica equivalente do meio (no caso da água pura, a condutividade estática  $\sigma_s = 0$ ). Os valores de  $\varepsilon'$  e  $\sigma$  foram obtidos a partir do cálculo da parte real e imaginária de (4.56), para cada frequência da faixa em estudo.



**Figura 4.6 – Coeficiente de reflexão (magnitude) calculado na interface ar – água, devido à incidência normal de uma onda plana uniforme. Linha cheia: Resultado TLM – 3D; Linha pontilhada: cálculo analítico.**

Observando a figura acima, nota-se a boa concordância dos resultados TLM com aqueles obtidos analiticamente, correspondentes à solução analítica.

#### **4.6.2 Caso teste 2: Cálculo do coeficiente de reflexão na interface ar – “2/3 músculo” devido à incidência normal de uma onda plana uniforme**

Devido à permissividade média do corpo humano ser aproximadamente equivalente a 2/3 da permissividade do músculo [28, 37,57], esta última tem sido utilizada com frequência para testar os métodos de cálculo envolvidos na resolução de problemas de interação dos campos eletromagnéticos com os meios biológicos.

Assim, para validar nossas implementações TLM, foi selecionado este tipo de tecido para o cálculo do coeficiente de reflexão na interface ar – meio biológico devido à incidência normal de uma onda plana uniforme [37].

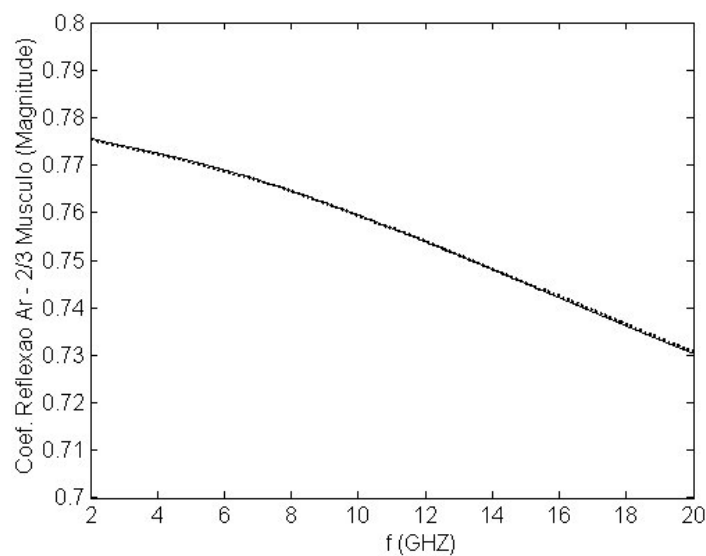
A permissividade dielétrica relativa do “2/3 músculo” pode ser representada, com boa precisão na faixa de 0,02 – 20 GHz, por uma equação de Debye com dois termos de relaxação, da forma [37]:

$$\hat{\epsilon}_r = 19 + \frac{10000}{1 + j\omega \cdot 113000 \cdot 10^{-12}} + \frac{42}{1 + j\omega \cdot 11,9 \cdot 10^{-12}} \quad (4.59)$$

onde:  $\varepsilon_\infty = 19$ ;  $\varepsilon_{s1} = 10\ 019$ ;  $\varepsilon_{s2} = 61$ ;  $\tau_{e1} = 113\ 000 \cdot 10^{-12}$  s e  $\tau_{e2} = 11,9 \cdot 10^{-12}$  s. Ainda, o tecido possui uma condutividade iônica de  $\sigma_s = 0,133$  S/m.

Para a modelagem TLM, procedeu-se de maneira idêntica ao caso da seção anterior (interface ar – água). Apenas o comprimento espacial dos nós foi mudado, sendo agora de  $\Delta\ell = 127$   $\mu\text{m}$ , valor para o qual  $\Delta\ell < \frac{\lambda_{meio}}{10}$  para toda frequência  $< 20$  GHz.

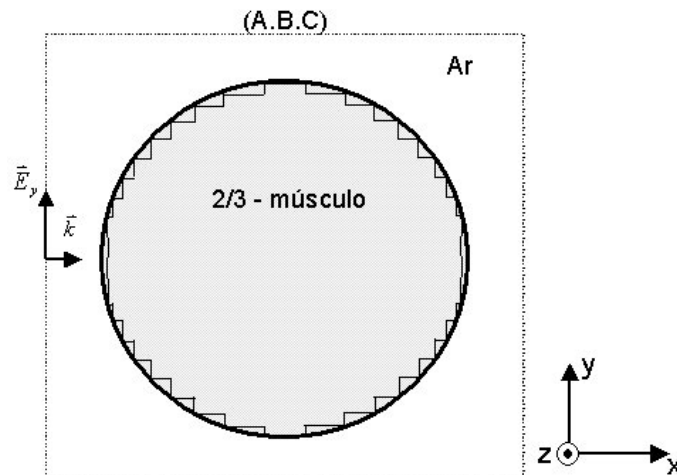
A figura 4.7 apresenta os resultados obtidos das simulações TLM para o módulo do coeficiente de reflexão na interface. Novamente, os valores calculados mostraram-se em concordância com aqueles obtidos analiticamente pela expressão (4.57).



**Figura 4.7 – Coeficiente de reflexão (magnitude) calculado na interface ar – “2/3 músculo”, devido à incidência normal de uma onda plana uniforme. Linha cheia: Resultado TLM – 3D; Linha pontilhada: cálculo analítico.**

#### 4.6.3 Caso teste 3: Cálculo da distribuição do campo elétrico no interior de uma esfera preenchida por um meio dielétrico dispersivo homogêneo

Foi simulada a interação de uma onda plana uniforme incidindo numa esfera de material homogêneo [37,57], como mostrado esquematicamente na figura 4.8.



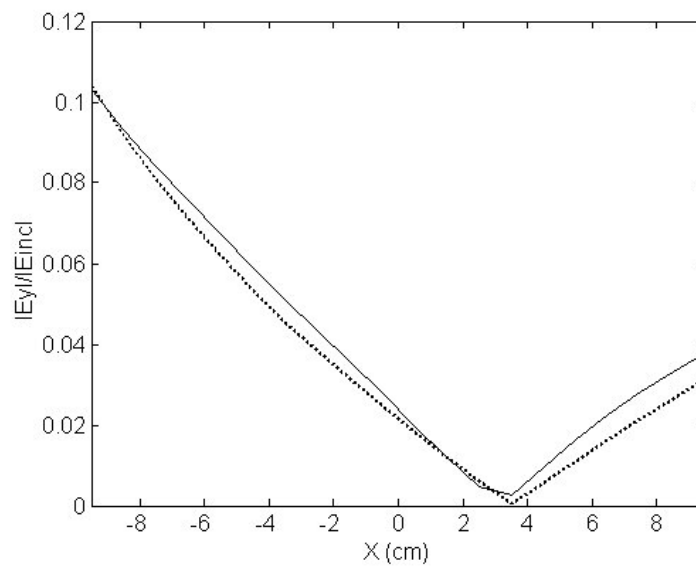
**Figura 4.8 – Geometria para o estudo da interação de uma onda plana uniforme incidindo numa esfera de material homogêneo (2/3 músculo). Na figura é mostrada a seção transversal central do plano  $xy$ .**

A esfera possui um diâmetro igual a 20 cm, preenchida pelo mesmo material da seção anterior (2/3 músculo, equação (4.59)). O comprimento espacial dos nós escolhido foi de  $\Delta\ell = 1,0$  cm, valor para o qual  $\Delta\ell < \frac{\lambda_{meio}}{10}$  para toda frequência  $< 380$  MHz.

A malha TLM -3D contém no total 32.768 nós ( $32 \times 32 \times 32$ ), conformando um cubo de ar, contendo no seu interior o modelo concêntrico da esfera, com ponto central em (16, 16, 16). Foram deixados 6 nós de distância, para cada direção, entre a superfície da esfera e os contornos absorventes.

Como excitação, de maneira análoga aos casos anteriores, foi empregado um plano de impulsos na parte do ar (no plano inicial  $x = 1, y = z = 1: 32$ ), correspondentes à componente de campo  $E_y$ , no instante inicial da simulação. A amplitude do impulso foi de 1 kV/m.

A figura 4.9 mostra o resultado obtido para a distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, nos pontos do eixo central  $x$  no interior da esfera. Os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Mostra-se também na figura, apenas para comparação, o cálculo TLM feito partindo de uma excitação senoidal, considerando o meio à parâmetros constantes, para a frequência de 100 MHz ( $\epsilon_r = 62,98, \sigma = 0,785$  S/m). Esta última curva poderia ser também obtida utilizando a formulação TLM convencional.



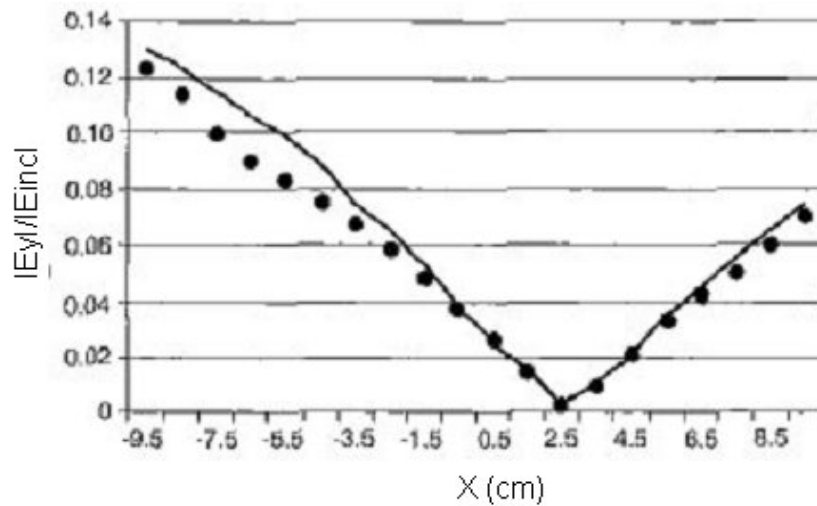
**Figura 4.9 – Distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, no eixo central  $x$  no interior da esfera. Os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Linha cheia: Resultado TLM para excitação impulsiva, considerando a dependência em frequência do material; Linha pontilhada: Resultado TLM para excitação senoidal, considerando o meio à parâmetros constantes.**

O passo de tempo de cálculo foi de  $\Delta t = 16,67$  ps. O tempo despendido<sup>1</sup> nas simulações foi de aproximadamente um segundo por cada 7 iterações, sendo necessárias 1000 iterações no tempo para o caso impulsivo e 1800 para o caso senoidal (correspondente a 3 períodos de oscilação da onda incidente).

Para a comparação com os estudos relatados na literatura, a figura 4.10 apresenta os resultados obtidos em [57] para o mesmo problema, onde foi utilizado o método numérico TLM-3D dispersivo baseado na técnica de Variáveis de Estado [50,51] e a solução analítica aplicando Série de Mie.

---

<sup>1</sup> Dados do computador utilizado: Processador Duron 1,2 GHz, 128 MB RAM, Sistema Operacional: Windows 2000, Linguagem de programação: Fortran 90, Compilador: MS Fortran Power Station v. 4.0.

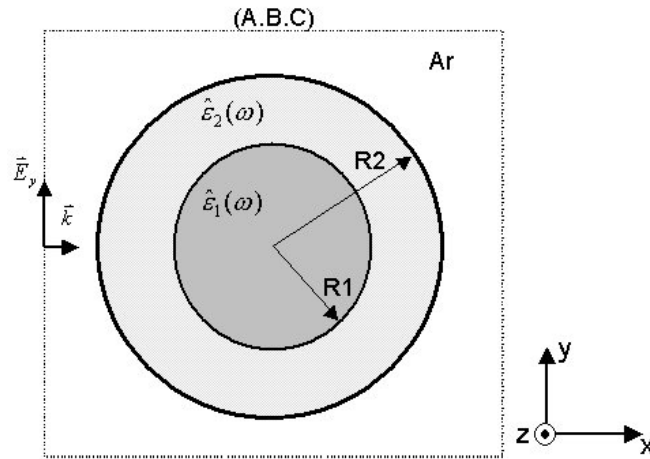


**Figura 4.10 – Distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, no eixo central  $x$  no interior da esfera. Os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Linha cheia: Resultado TLM – 3D baseado na técnica de Variáveis de Estado; Linha pontilhada: Resultado analítico aplicando Série de Mie [ 57 ].**

Nota-se pela figura acima, a similaridade com os resultados obtidos no presente trabalho, mostrados na figura 4.9. As diferenças encontradas podem ser devidas à forma de discretização da esfera ou às condições de excitação diferentes (a referência [57] consultada não fornece dados suficientes para reproduzir identicamente as mesmas condições de excitação).

#### **4.6.4 Caso teste 4: Cálculo da distribuição do campo elétrico no interior de uma esfera preenchida por duas camadas de meios dielétricos dispersivos**

Será considerado nesta seção o caso da iluminação por uma onda plana de uma esfera composta por duas camadas de meios dielétricos dispersivos [56,57], como mostrado na figura 4.11.



**Figura 4.11 – Geometria para o estudo da interação de uma onda plana uniforme incidindo numa esfera não homogênea, composta por duas camadas concêntricas de material dielétrico dispersivo. Na figura é mostrada a seção transversal central do plano  $xy$ .**

A permissividade dielétrica relativa dos meios é descrita por uma equação de Debye com dois termos de relaxação, da forma [57]:

Meio 1 (representativo dos tecidos de alto conteúdo de água):

$$\hat{\epsilon}_{r1} = 50,8 + \frac{11417,67}{1 + j\omega \cdot 113000 \cdot 10^{-12}} + \frac{18,934}{1 + j\omega \cdot 11,9 \cdot 10^{-12}} \quad (4.59)$$

onde:  $\epsilon_{\infty} = 50,8$  ;  $\epsilon_{s1} = 11\,468,47$  ;  $\epsilon_{s2} = 69,734$  ;  $\tau_{e1} = 113\,000 \cdot 10^{-12}$  s e  $\tau_{e2} = 11,9 \cdot 10^{-12}$  s.

Raio da camada:  $R1 = 7,5$  cm.

Meio 2 (representativo dos tecidos de baixo conteúdo de água):

$$\hat{\epsilon}_{r2} = 5,8 + \frac{637,3}{1 + j\omega \cdot 113000 \cdot 10^{-12}} + \frac{1,5736}{1 + j\omega \cdot 11,9 \cdot 10^{-12}} \quad (4.60)$$

onde:  $\epsilon_{\infty} = 5,8$  ;  $\epsilon_{s1} = 643,1$  ;  $\epsilon_{s2} = 7,376$  ;  $\tau_{e1} = 113\,000 \cdot 10^{-12}$  s e  $\tau_{e2} = 11,9 \cdot 10^{-12}$  s.

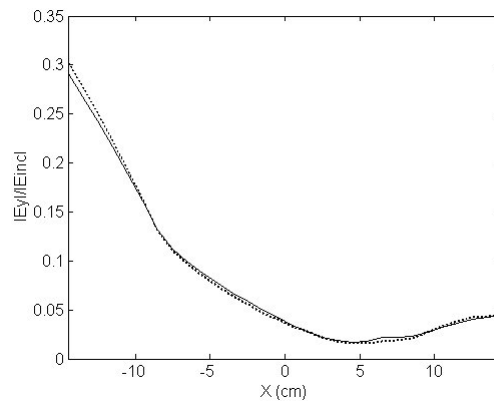
Raio da camada:  $R2 = 15,0$  cm.

O comprimento espacial dos nós escolhido foi de  $\Delta\ell = 1,0$  cm, valor para o qual  $\Delta\ell < \frac{\lambda_{menor}}{10}$  para toda frequência  $< 350$  MHz.

A malha TLM - 3D estabelecida contém no total 74 088 nós ( $42 \times 42 \times 42$ ), tendo o modelo da esfera seu centro em (21, 21, 21). A excitação e as condições de contorno foram implementadas exatamente iguais ao exemplo da seção anterior.

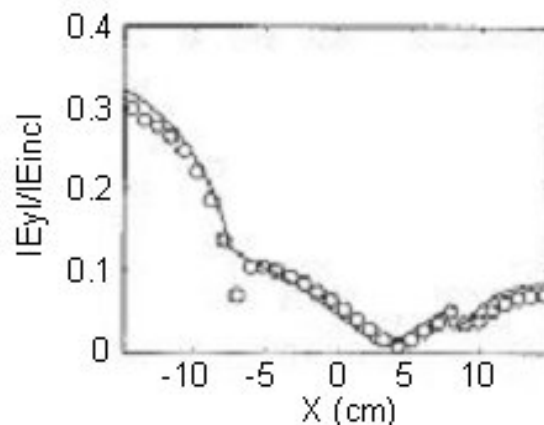


A figura 4.12 mostra o resultado obtido para a distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, nos pontos do eixo central  $x$  no interior da esfera. Novamente os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Mostra-se também na figura o cálculo TLM feito partindo de uma excitação senoidal, considerando o meio a parâmetros constantes, para a frequência de 100 MHz ( $\epsilon_{r1} = 71,997$ ,  $\sigma_1 = 0,895$  S/m,  $\epsilon_{r2} = 7,499$ ,  $\sigma_2 = 0,05$  S/m).



**Figura 4.12 – Distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, no eixo central  $x$  no interior da esfera não homogênea. Os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Linha cheia: Resultado TLM para excitação impulsiva, considerando a dependência em frequência dos meios; Linha pontilhada: Resultado TLM para excitação senoidal, considerando os meios a parâmetros constantes.**

Para este problema, o tempo despendido nas simulações foi de aproximadamente 4 iterações por segundo. A figura 4.13 apresenta os resultados obtidos em [56] para o mesmo problema, onde foram utilizados o método numérico CG – FFT (*Conjugate – Gradient Fast – Fourier – Transform*) e a solução analítica aplicando Séries de Mie.



**Figura 4.13 – Distribuição do campo elétrico (amplitude) a 100 MHz, no eixo central  $x$  no interior da esfera não homogênea. Os valores foram normalizados em relação ao campo externo incidente. Linha cheia: Resultado aplicando o método numérico CG – FFT; Linha pontilhada: Resultado analítico aplicando Série de Mie [56].**

Mais uma vez, as diferenças encontradas ao comparar a figura 4.13 com os resultados mostrados na figura 4.12 podem ser devido às mesmas causas comentadas na seção 4.6.3, para o caso teste 3. No entanto, aprecia-se uma boa aproximação entre as curvas, o que nos leva à considerar os resultados como satisfatórios.

#### 4.7 Conclusões do capítulo

Neste capítulo foi apresentada, em detalhes, a formulação modificada do TLM (2D e 3D) utilizando técnicas de Transformada  $Z$ , que permite o tratamento de materiais dielétricos dispersivos. Em particular, foi desenvolvido o equacionamento para os dielétricos considerados como de primeira ordem com múltiplos termos de relaxação (materiais de Debye), por estarem os meios biológicos classificados dentro deste grupo. Entretanto, a metodologia pode ser também estendida, com pequenas modificações, para outros tipos de materiais, como os de segunda ordem ou de Lorentz.

A principal vantagem do método TLM “dispersivo” reside no fato de se poder obter, com apenas uma simulação do problema em estudo, resultados com boa precisão para uma larga faixa de frequências, a partir de uma simples excitação transiente. Com o método TLM convencional isto é possível somente para os casos onde os parâmetros dos meios sejam independentes das variações da frequência.

Além disso, outras importantes vantagens podem ser observadas, mesmo para o estudo de problemas à parâmetros constantes. Por exemplo, não é necessária a introdução de tocos no modelo do nó para a representação das características reativas (neste estudo em particular, do tipo capacitiva) do meio, o qual é imprescindível no TLM tradicional. Agora, ao transformar os circuitos do nó do domínio do tempo para o domínio  $s$ , as características dos meios passam a ser representadas como cargas reativas e não mais como modelos de linhas de transmissão. Isto simplifica o equacionamento dos processos de espalhamento e conexão dos impulsos da malha TLM. No caso 3D, por exemplo, o sistema de equações que representa o espalhamento das tensões refletidas fica reduzido às 12 equações dos ramos (1.46a – 1.46l), não sendo necessárias as 3 equações adicionais para as tensões refletidas nos tocos capacitivos (1.46m). O mesmo acontece com o processo de conexão no momento seguinte.

No caso da formulação 2D para a topologia Série, uma importante limitação do método convencional (para malha regular) foi superada. Como foi estudado no capítulo 1, com o nó Série convencional é possível modelar problemas de propagação em estruturas com características magnéticas, entretanto, não é possível o tratamento de meios dielétricos. Com a atual formulação, como foi visto na seção 4.4, essa dificuldade foi contornada. É bom lembrar que este problema

tinha sido resolvido com a utilização da malha 2D irregular para o caso de meios à parâmetros constantes, apresentada no capítulo 2. Portanto, conta-se agora com duas opções para a resolução de um mesmo problema, fato que demonstra a versatilidade alcançada com o presente trabalho para a aplicação do TLM.

No final do capítulo, os programas computacionais implementados com a formulação TLM para meios dielétricos dispersivos foram validados utilizando casos *testes* relatados na literatura, envolvendo modelos de meios biológicos. Obteve-se boa concordância entre os resultados das simulações e os apresentados na literatura consultada, obtidos analítica e numericamente.

# CAPÍTULO 5

## APLICAÇÃO DO TLM A PROBLEMAS EM BIOELETROMAGNETISMO

### 5.1 Introdução

Os capítulos anteriores do presente trabalho foram dedicados, principalmente, a temas relacionados com o desenvolvimento e implementação do método TLM, assim como à exposição dos fundamentos teóricos da interação dos campos eletromagnéticos de RF com os meios biológicos. O atual capítulo, dando continuidade lógica às pesquisas do tema de doutorado, será dedicado à aplicação do TLM à problemas *bioeletromagnéticos*, tema de grande interesse atual, porém ainda pouco explorado pelos pesquisadores do método.

Três casos foram avaliados: a) o estudo 2D de um tipo de aplicador elétrico para terapia não invasiva de tumores intramusculares por hipertermia; b) a interação dos campos radiados por telefones celulares com a cabeça humana (estudo baseado em modelos canônicos); e c) estudo de ressonância eletromagnética - geométrica para o corpo humano exposto à ação de uma onda plana uniforme.

Estes exemplos de aplicações foram escolhidos para testar as potencialidades do método TLM atendendo, fundamentalmente, aos seguintes critérios: em primeiro lugar, são temas de grande atualidade na área e, em segundo lugar, existem trabalhos similares relatados na literatura, onde foram aplicados outros métodos numéricos, o qual permitiu a comparação com os resultados aqui obtidos.

### 5.2. Estudo de um tipo de aplicador elétrico para a terapia não invasiva de tumores intramusculares por hipertermia

Entre as aplicações biomédicas dos campos eletromagnéticos na faixa das RF, destacam-se os tratamentos terapêuticos por *hipertermia* (elevação da temperatura dos tecidos biológicos por exposição à campos intensos de RF). Esta técnica vem sendo utilizada na prática clínica de vários países desde o início dos anos 80 do passado século, como um método alternativo no tratamento de alguns tipos de câncer [3, 58 – 61]. Biologicamente, a hipertermia é fundamentada no fato dos

tecidos cancerígenos não poderem sobreviver a temperaturas superiores a 41 C°, devido ao reduzido fluxo de sangue nos mesmos (entre outras causas), enquanto os tecidos saudáveis podem suportar até 50 C° [3, 58, 59]. Assim, aquecendo a região do corpo afetada dentro deste intervalo de temperatura é possível eliminar seletivamente as células neoplásicas. Por outro lado, quando a hipertermia é combinada com outras técnicas convencionais de tratamento, como a quimioterapia, a ação citoreductora das drogas e medicamentos químicos é potencializada, resultando numa destruição do tumor ainda maior. Como consequência, as seqüelas secundárias induzidas pela modalidade convencional de tratamento são sensivelmente diminuídas já que o tempo total de tratamento é reduzido [3,58].

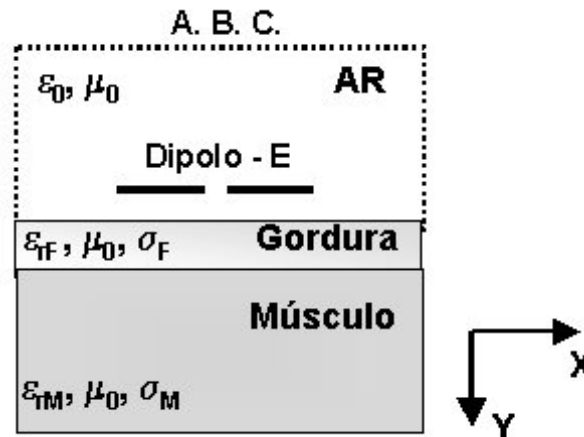
Com esta técnica, o aquecimento localizado dos tecidos pode ser produzido *invasivamente*, isto é, inserindo dentro do tumor arranjos de pequenas antenas de microondas mediante agulhas especiais ou, por outro lado, o procedimento pode ser *não invasivo*, utilizando-se de *aplicadores* externos de RF. O primeiro caso é o mais indicado para tumores em regiões profundas do corpo humano, já os tratamentos não invasivos são aplicáveis a tumores superficiais (na pele) ou pouco profundos, como alguns intramusculares, na cabeça, na região torácica, etc. As frequências de operação mais comuns dos equipamentos utilizados nas terapias estão na faixa de 10 – 2450 MHz.

Nos últimos anos, a simulação numérica de tratamentos de hipertermia tem se tornado de grande interesse nesta área biomédica [62–65]. Particularmente para os casos de modelagem 2D, comparações qualitativas com dados clínicos indicaram que os modelos numéricos podem prever com precisão as capacidades dominantes e as limitações fundamentais dos aplicadores eletromagnéticos utilizados nas terapias [62, 63].

Neste sentido, o presente estudo tem a finalidade de demonstrar as potencialidades do TLM, como uma eficiente ferramenta no cálculo da distribuição espacial do campo elétrico e da SAR em um modelo 2D envolvendo procedimentos de hipertermia. O caso particular avaliado corresponde a um tipo de aplicador elétrico plano (*plane-type hyperthermia applicator*) que opera na frequência de 100 MHz e é utilizado para a terapia não invasiva localizada de tumores intramusculares pouco profundos (até 4 – 5 cm). Um estudo similar foi relatado em [62], sendo naquela ocasião empregado o método FDTD-2D.

### 5.2.1 Modelo 2D “Aplicador RF – Tecido humano”

Na figura 5.1 é mostrada a geometria do modelo adotado para a simulação da interação entre o aplicador e o tecido humano.



**Figura 5.1 – Geometria do modelo adotado para a simulação da interação entre o aplicador e o tecido humano. O dipolo elétrico é separado por 1 cm de ar da camada de gordura.**

O tecido humano, como ilustra a figura acima, é representado por duas camadas: gordura (1cm de espessura) e músculo. Os valores dos parâmetros elétricos dos tecidos para 100 MHz (obtidos de [62]) são mostrados na tabela 5.1.

**TABELA 5.1 – Parâmetros elétricos para 100 MHz e densidade de massa específica dos tecidos utilizados na modelagem TLM [62].**

Meio	$\epsilon_r$	$\sigma$ (S/m)	$\rho$ (Kg/m <sup>3</sup> )
ar	1.0	0.0	1.2
gordura	7.45	0.0475	920.0
músculo	71.7	0.889	1040.0
água não ionizada	78.0	0.0	—

O dispositivo aplicador foi modelado por um dipolo elétrico plano, representado por duas chapas metálicas finas (espessura 0,5 cm) separadas por um *gap* central de 1 cm. O dipolo apresenta um comprimento total de 15 cm.

Para a modelagem foi utilizada a malha de topologia Série modificada, a parâmetros constantes (segundo a formulação desenvolvida no capítulo 2, na seção 2.7), com o intuito de determinar as componentes de campo elétrico  $E_x$  e  $E_y$  propagadas no interior dos tecidos e, a partir desses valores de campo, obter os padrões de distribuição da SAR no modelo.

No modelo discretizado, cada elemento possui um comprimento de  $\Delta\ell = 0,5$  cm, o que garante uma boa resolução atendendo às dimensões físicas do problema. Como excitação do sistema foi escolhido o campo elétrico senoidal produzido no *gap* central, polarizado segundo o eixo do dipolo na direção  $x$ . Para a representação dos condutores do dipolo foram utilizados contornos, do tipo paredes “elétricas” ( $\Gamma = -1$ ). No caso dos contornos externos da malha, estes foram implementados segundo a técnica de condições de fronteira absorvente [7], descrita no capítulo 1 na seção 1.4.

No programa TLM - 2D implementado, calculou-se a distribuição espacial do campo elétrico em toda a região do problema, para um intervalo de tempo suficiente que garantisse atingir o estado estável de propagação em todos os pontos da malha (neste caso, aproximadamente 5 períodos de oscilação do sinal de excitação). A partir desses valores de campo, obteve-se os valores de SAR eficaz para cada nó no interior do modelo biológico, segundo a expressão (3.18).

### 5.2.2 Resultados e discussão

As simulações TLM do modelo estudado verificaram que a limitação fundamental para este tipo de aplicador elétrico é o *sobreaquecimento* que produz na camada de gordura do meio biológico, devido aos altos valores que atingem as componentes normais de campo elétrico na região de interface entre a gordura e o músculo. Este fenômeno é ilustrado através das figuras 5.2, 5.3a e 5.3b, onde são mostradas a distribuição do campo elétrico e a SAR normalizada (segundo o máximo valor de SAR alcançado em qualquer ponto da malha) para o modelo da figura 5.1.

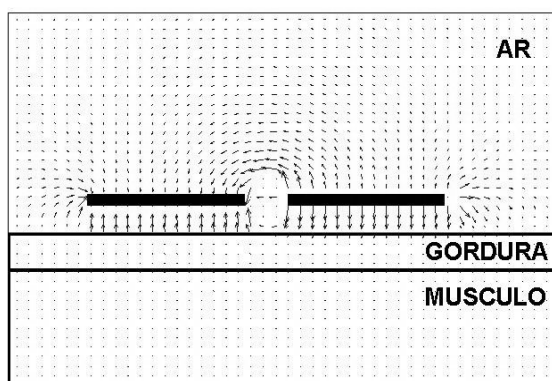
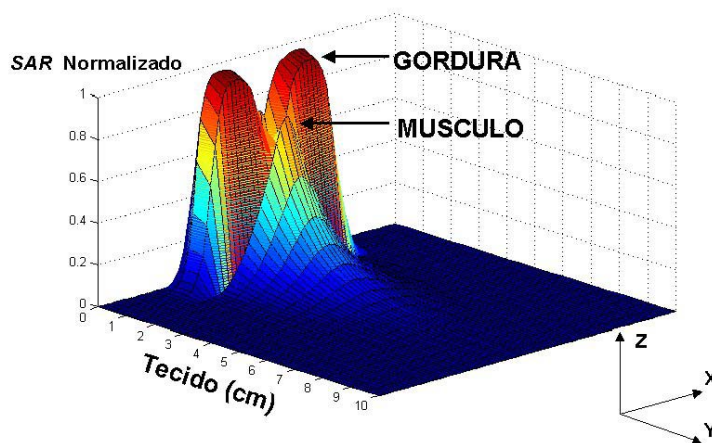
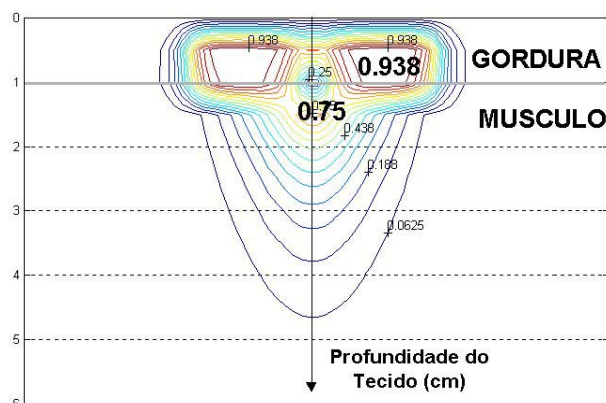


Figura 5.2 – Distribuição do campo elétrico no modelo da figura 5.1 após 3000 iterações no tempo (aproximadamente 5 períodos de oscilação do sinal de excitação).



(a)



(b)

Figura 5.3 – Padrão da SAR normalizada para o modelo da figura 5.1. a) Representação 3D; b) Projeção no plano xy (linhas de contorno).



Observando as figuras acima, fica evidente o severo aquecimento que é produzido na região da camada de gordura que se encontra abaixo do comprimento do dipolo. Entretanto, nota-se também que o campo elétrico é atenuado rapidamente com o incremento da distância no interior do músculo, razão pela qual não contribui tanto ao aquecimento da região desejada do músculo quanto ao aquecimento na superfície. Este é um comportamento típico do fenômeno de campos próximos em meios com perdas, que afeta sensivelmente os tratamentos por hipertermia com este tipo de aplicador.

Uma outra causa, além do problema dos campos próximos, que contribui ao incremento da magnitude da componente normal do campo elétrico é o *acoplamento tipo capacitivo* que é criado entre o dipolo e a camada do músculo: a alta condutividade do músculo, e sua proximidade às chapas do dipolo, levam estes dois elementos a se comportarem como um par de placas paralelas de um condensador, obtendo-se entre eles campos elétricos essencialmente uniformes, normais à interface, tal como foi ilustrado na figura 5.2.

Por outro lado, é conhecido que a relação das magnitudes das componentes de campo normais à interface entre dois meios será igual à relação inversa das permissividades dos meios, segundo a expressão:

$$\frac{En_g}{En_m} = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_g} \quad (5.1)$$

onde, neste caso, os subíndices *m* e *g* denotam o músculo e a gordura, respectivamente.

Portanto, na interface gordura-músculo por causa da permissividade do músculo ser muito maior do que na gordura (ver tabela 5.1), o campo elétrico normal induzido no músculo será muito menor do que na gordura. A energia absorvida no tecido é proporcional a  $\sigma E^2$ . Assim, embora a condutividade seja mais alta no músculo do que na gordura,  $E^2$  domina na expressão e por conseqüência a energia absorvida (e o calor gerado) na gordura é tipicamente várias vezes maior do que no músculo.

Ao contrário, a componente de campo elétrica tangencial à interface entre os meios é contínua ( $Et_g = Et_m$ ), assim, dada a baixa condutividade da gordura quando comparada com a do músculo, haverá maior absorção de energia (com o conseqüente aquecimento) na região do músculo do que na camada de gordura.

Desta análise, pode-se concluir que para conseguir aquecer o tecido do músculo sem esquentar demais a camada de gordura, o campo elétrico deverá ser principalmente tangencial na interface entre os dois meios.

Várias modificações à configuração do modelo da figura 5.1 foram testadas, verificando-se que, substituindo a camada de ar existente entre o dipolo e o tecido por uma bolsa de água não ionizada, como indicado nas variantes das figuras 5.4a e 5.4b, pode ser limitado o efeito do acoplamento capacitivo e, como consequência, reduzido o aquecimento na camada de gordura.

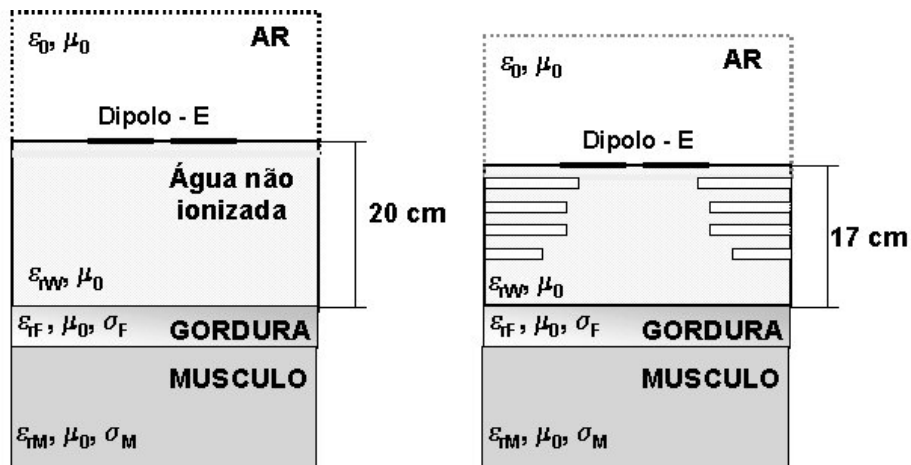


Figura 5.4 – Variantes para o modelo da figura 5.1. a) Dipolo elétrico separado do tecido por 20 cm de água não ionizada; b) Dipolo elétrico separado do tecido por 17 cm de água com tiras de ar colocadas nas proximidades dos terminais do dipolo.

A figura 5.5 mostra a distribuição do campo elétrico para o modelo da figura 5.4a. Neste caso, as linhas de campo interceptam a camada de gordura fundamentalmente de forma tangencial, produzindo um padrão de SAR normalizada com valores máximos no músculo, como ilustrado nas figuras 5.6a e 5.6b.

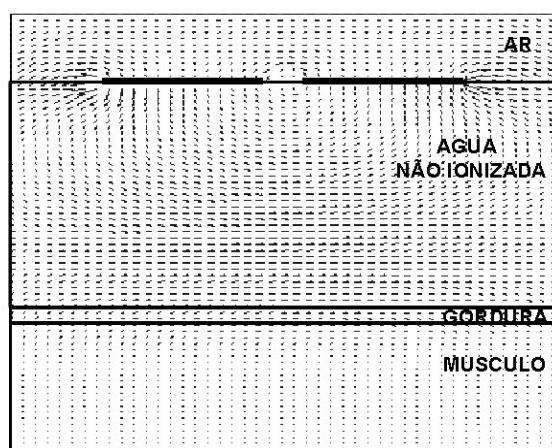
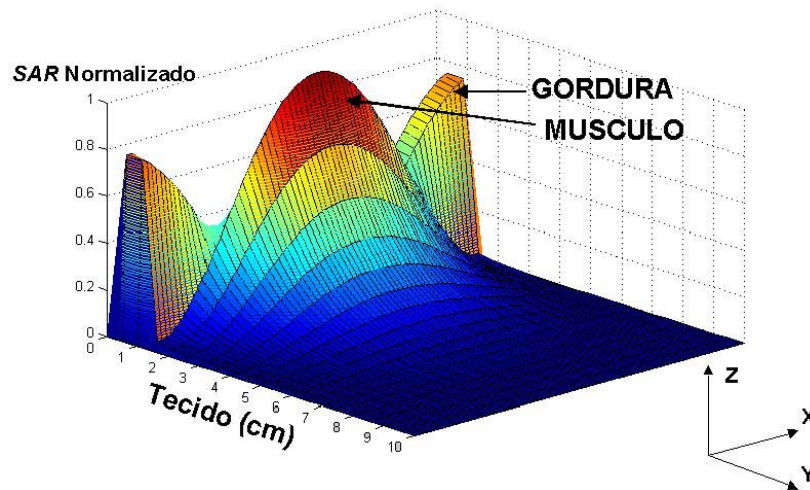
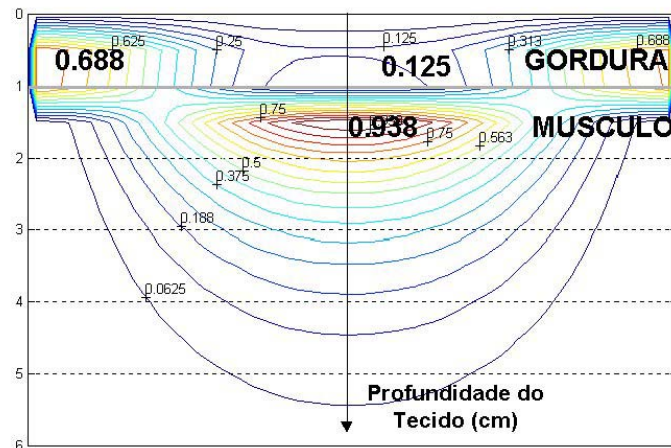


Figura 5.5 – Distribuição do campo elétrico no modelo da figura 5.4a, após 3000 iterações no tempo (aproximadamente 5 períodos de oscilação do sinal de excitação).



(a)



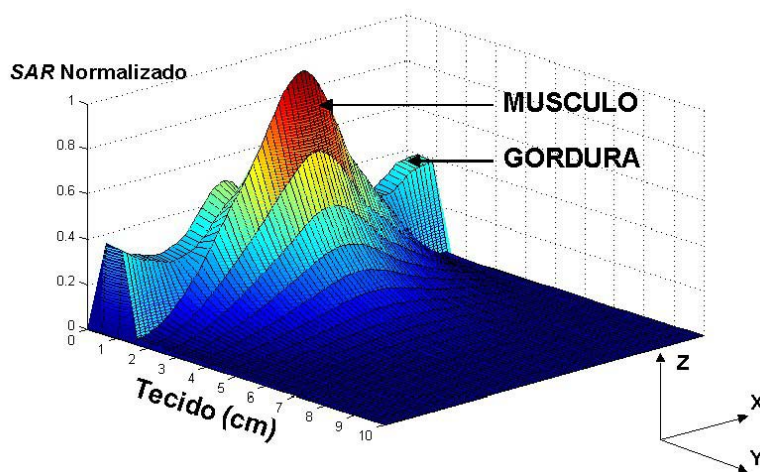
(b)

**Figura 5.6 – Padrão da SAR normalizada para o modelo da figura 5.4a. a) Representação 3D; b) Projeção no plano  $xy$  (linhas de contorno).**

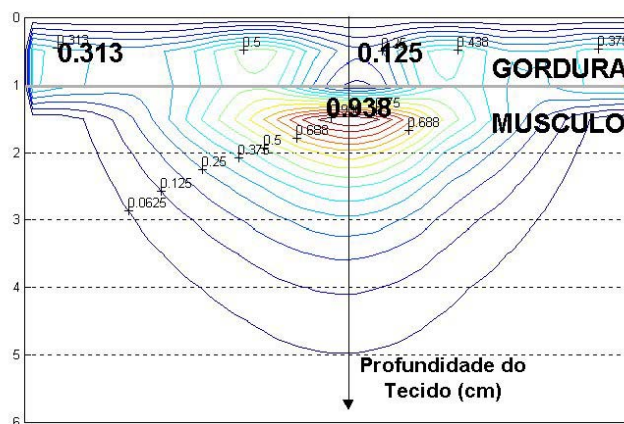
A espessura requerida para a bolsa de água não ionizada vai depender da relação entre as permissividades da água e da gordura, que é aproximadamente 10 para a frequência de 100 MHz. Esta descontinuidade de permissividade na interface água – gordura significa que valores pequenos das componentes normais do campo elétrico na água resultarão em valores elevados na camada de gordura. Por causa disso, por exemplo, para manter os valores de SAR na camada de gordura abaixo de 80 % do valor máximo alcançado no músculo, é requerida uma bolsa de 20 cm de espessura [62].

Colocando tiras de ar (*airstrips*) nas regiões da bolsa de água próximas aos terminais do dipolo (ver figura 5.4b), precisamente onde as componentes normais do campo elétrico são mais fortes, é obtida uma variante do modelo ainda mais eficiente. Neste caso, a espessura da bolsa pode

ser reduzida em 15 - 20%. Novamente, a descontinuidade da permissividade nas interfaces “tira de ar- bolsa de água” é a causa pela qual as componentes normais de campo elétrico são reduzidas nas regiões da bolsa de água e da gordura localizadas nos extremos do dipolo, permitindo obter um melhor desempenho do aplicador. O padrão da SAR correspondente neste caso pode ser observado nas figuras 5.7a e 5.7b.



(a)



(b)

**Figura 5.7 – Padrão da SAR normalizada para o modelo da figura 5.4b. a) Representação 3D; b) Projeção no plano xy (linhas de contorno).**

Os resultados obtidos nas simulações TLM foram coerentes e mostraram-se em concordância com os relatados na literatura consultada [62].

### **5.3 Modelagem da interação de antenas próximas à cabeça humana (estudo baseado em modelos canônicos)**

Nos últimos anos tem havido uma admirável expansão dos meios de comunicação, particularmente na área de comunicações móveis, com inegáveis benefícios para os diferentes setores da atividade humana, como na indústria, nos serviços e no lazer, permeando diferentes camadas da população. Há cerca de 500 milhões de usuários de telefones celulares em todo o mundo, sendo que a Organização Mundial da Saúde (OMS) prevê a existência de 1,6 bilhões de usuários para o ano 2005 [66,67]. No Brasil, onde a tecnologia celular é relativamente recente, segundo dados da Agência Nacional de Telecomunicações (ANATEL), atualmente existem mais de 20 milhões de aparelhos em uso [49]. Acompanhando este formidável crescimento, tem aumentado também o interesse e a preocupação de cientistas e da sociedade em geral pelos possíveis efeitos biológicos adversos à saúde que as radiações destes equipamentos poderiam causar [2,28 – 32,43,44,45,49,66 - 74]. Um dos fatores que mais tem contribuído para esta preocupação é a suspeita da associação dos campos eletromagnéticos com alguns tipos de câncer.

Entretanto, não é ainda conhecido até que ponto ou por quais mecanismos, os níveis baixos de radiação RF gerados pelos aparelhos celulares poderiam causar efeitos adversos não térmicos. As pesquisas desenvolvidas até o momento são insuficientes e não conclusivas, sendo constantes alvos de questionamentos por parte da própria comunidade científica internacional, posto que nenhuma conseguiu demonstrar de que maneira estas ondas eletromagnéticas alteram o funcionamento do organismo e se estas alterações são prejudiciais à saúde.

Assim, as evidências científicas disponíveis hoje não permitem concluir se um determinado modelo de telefone celular é absolutamente seguro, ou pelo contrário, se o uso deste pode trazer riscos para a saúde. Não há informação suficiente neste momento para assegurar publicamente que há problemas de saúde associados ao uso de telefones celulares ou qualquer outro aparelho gerador de sinais fracos de RF.

A própria posição da OMS é cautelosa: "... Pesquisas mostram que, embora insuficiente para provocar aquecimento do corpo, a exposição pode alterar a atividade elétrica do cérebro de gatos e coelhos. Outros estudos sugerem que ela altera a taxa de proliferação das células, a atividade das enzimas e que também afeta o DNA. Mas as implicações à saúde ainda não foram suficientemente entendidas para dar base a uma restrição à exposição humana...". Mesmo assim, a OMS também afirma que os riscos levantados até agora "... demandam urgência no desenvolvimento de programas que levem a um consenso científico que possibilite o esclarecimento desses assuntos..." [66]. Frente a esta panorâmica de incertezas, fica evidente a necessidade da continuidade das pesquisas.

Entretanto, uma das maiores dificuldades que enfrentam os pesquisadores é a impossibilidade de medições diretas dos campos e níveis de energia absorvida no interior do corpo, sendo necessários, portanto, modelos computacionais (numéricos) e experimentais que simulem os fenômenos da interação entre as antenas dos aparelhos e a cabeça humana [75 – 86].

Dentre os modelos numéricos encontrados na literatura, destacam-se os *modelos canônicos* desenvolvidos pelo grupo de trabalho 3 do *COST-244*<sup>1</sup> [87 – 89]. Estes modelos foram propostos à comunidade científica dada a necessidade da comparação dos resultados obtidos pela utilização de diferentes códigos computacionais, para a resolução de um mesmo problema.

Vários casos de modelos canônicos foram estabelecidos (todos eles em 3D), atendendo às diferentes combinações possíveis dos parâmetros: geometria da cabeça (cúbica ou esférica); parâmetros elétricos dos tecidos (modelos homogêneos de um só tecido ou multi-camadas, com vários tecidos); tipo de antena (bipolar ou monopolar); parâmetros da antena (comprimento, *gap*, frequência de operação, potência transmitida, etc.); separação da antena da cabeça; etc.

No presente trabalho, tendo como ponto de partida alguns destes modelos, o problema da interação de antenas próximas à cabeça humana foi simulado em duas e três dimensões utilizando os programas TLM desenvolvidos.

É importante salientar que os valores de SAR localizada que serão apresentados nesta seção, resultantes das simulações, correspondem aos valores eficazes *para cada nó* da malha, na região do modelo da cabeça. Para poder estabelecer comparações com os valores limites oferecidos pelas normas e diretrizes para exposição segura às radiações de RF [31,44,45,49] seria preciso determinar a SAR média correspondente para cada porção de volume do modelo da cabeça contendo 1 g (ANSI/IEEE [31]) ou 10 g (ICNIRP [44]) de massa de tecido. Entretanto, as próprias normas e diretrizes citadas são ambíguas e pouco claras na hora de definir os procedimentos para a determinação dos volumes de cálculo para a SAR média localizada. Conseqüentemente, poderiam ser obtidos diferentes valores de SAR média localizada no modelo, dependendo da maneira em que são agrupados os valores por nó (resultantes da simulação numérica) para a obtenção de 1g ou 10 g de tecido. Esta situação tem motivado críticas por parte da comunidade científica aos órgãos responsáveis pela elaboração das normas e diretrizes [30, 43,80].

As características dos primeiros modelos estudados estão apresentadas na tabela 5.2 e ilustradas graficamente na figura 5.8.

---

<sup>1</sup> *COST* (European *Co*-operation in the field of *Scientific* and *Technical* research). Projeto Europeu envolvendo mais de 25 países, que tem por objetivo o desenvolvimento de pesquisas básicas e atividades de utilidade pública em mais de 15 domínios, sendo o maior deles o *COST- Telecommunications*, que por sua vez tem um subgrupo denominado *COST244*,

TABELA 5.2 – Características dos Modelos canônicos do COST-244 [87,88].

Modelo	Geometria	Tecido	Frequência	Fonte
$g_3t_1f_1s_1$	Cúbica ( $g_3$ )	Homogêneo ( $t_1$ )	900 MHz ( $f_1$ )	Dipolo - $0,4\lambda$ ( $s_1$ )
$g_1t_1f_1s_1$	Esférica ( $g_1$ )	Homogêneo ( $t_1$ )	900 MHz ( $f_1$ )	Dipolo - $0,4\lambda$ ( $s_1$ )
$g_3t_1f_2s_1$	Cúbica ( $g_3$ )	Homogêneo ( $t_1$ )	1800 MHz ( $f_2$ )	Dipolo - $0,4\lambda$ ( $s_1$ )
$g_1t_1f_2s_1$	Esférica ( $g_1$ )	Homogêneo ( $t_1$ )	1800 MHz ( $f_2$ )	Dipolo - $0,4\lambda$ ( $s_1$ )

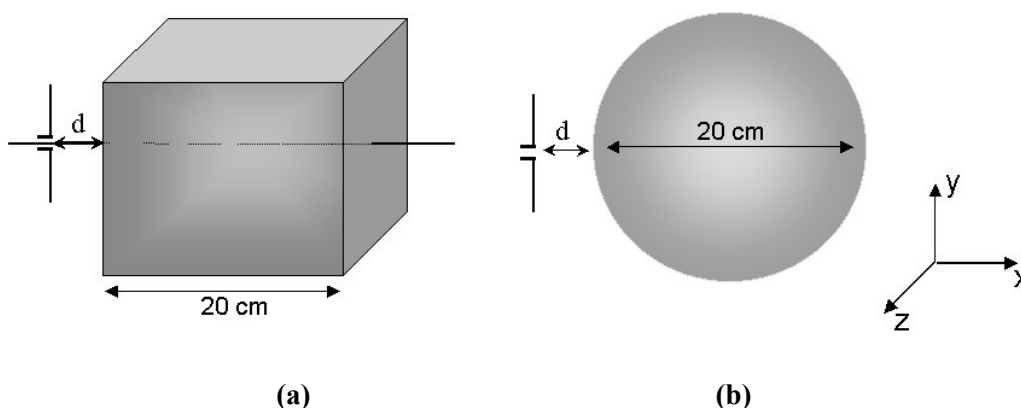


Figura 5.8- Representação dos modelos canônicos COST – 244 (casos homogêneos) para a modelagem da interação antena-cabeça. a) Geometria cúbica; b) Geometria esférica.

Os parâmetros do tecido homogêneo (cérebro) para as frequências selecionadas são mostrados na tabela 5.3. A densidade específica de massa é de  $1050 \text{ kg/m}^3$ .

TABELA 5.3 – Parâmetros elétricos do cérebro para as frequências selecionadas [87,88].

Frequência (MHz)	$\epsilon_r$	$\sigma$ (S/m)
900	43,0	0,83
1800	41,0	1,14

No caso da antena do telefone, a mesma foi modelada por um dipolo elétrico polarizado verticalmente, operando no seu estado estacionário de emissão a uma potência de  $P_{rad} = 1,0 \text{ W}$ . O dipolo possui um comprimento de  $0,4\lambda$  de ponta à ponta (13,33 cm para 900 MHz e 6,67 cm para

1800 MHz), com um *gap* central de 0,5 cm. A distância entre o dipolo e o modelo da cabeça foi de  $d = 1,5$  cm no eixo central.

Para a modelagem TLM do problema, foi definida uma malha 3D contendo 216 000 nós (60 x 60 x 60), conformando um cubo de ar, contendo no seu interior o modelo da antena e da cabeça de 20 cm de diâmetro (concêntrica, com ponto central em (30, 30, 30)). Foram deixados 10 nós de distância, para cada direção, entre a superfície da cabeça e os contornos absorventes. O comprimento espacial dos nós foi de  $\Delta\ell = 5$  mm.

Os condutores metálicos da antena foram considerados como contornos elétricos. Nos nós de excitação, localizados na região do *gap* de ar da antena, foi aplicado um campo elétrico senoidal polarizado segundo o eixo da antena. A amplitude máxima do campo de excitação vai depender do comprimento do nó, da potência do sinal e da impedância no *gap* da antena, segundo a expressão [75]:

$$E_0 = \frac{\sqrt{P_{rad} \cdot 2 |Z_{gap}|}}{\Delta\ell} \quad (5.2)$$

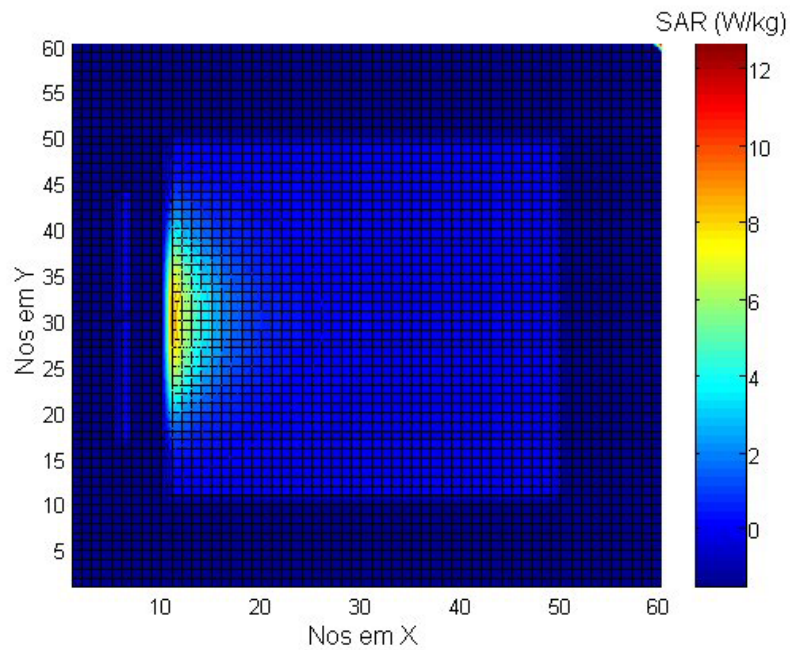
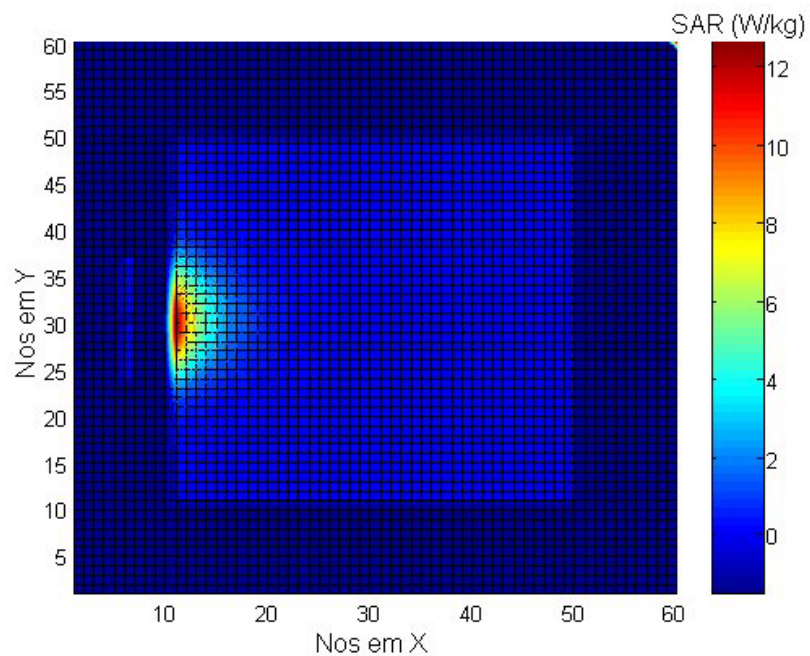
Considerando  $|Z_{gap}| = 50\Omega$  (valor típico), a amplitude do campo de excitação utilizada foi de  $E_0 = 2$  kV/m.

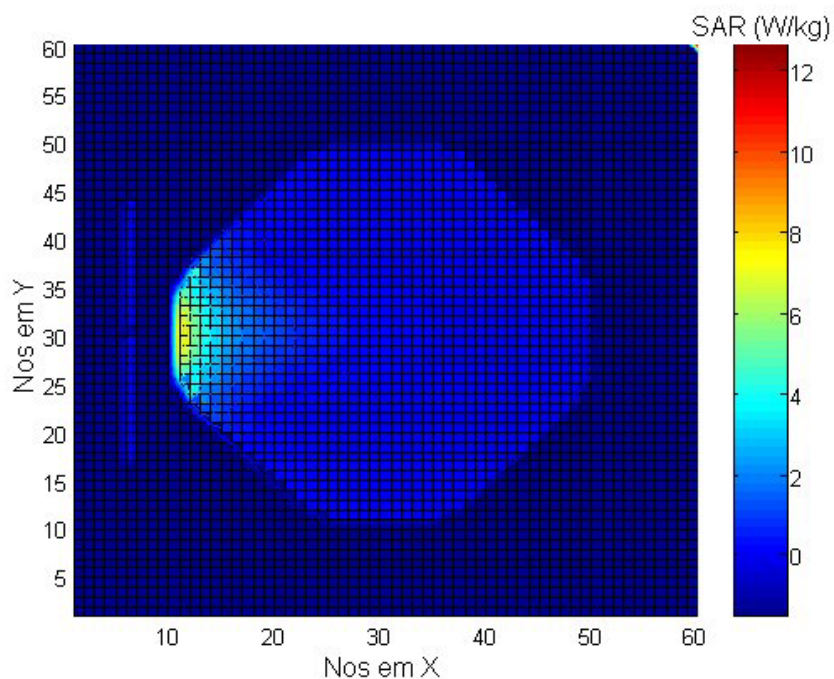
Utilizando o programa TLM-3D implementado segundo a formulação dispersiva apresentada no capítulo 4 (embora neste caso esteja sendo empregado para um problema a frequência fixa, considerando os parâmetros do meio constantes), calculou-se a distribuição espacial do campo elétrico em toda a região do problema, para um intervalo de tempo suficiente que garantisse atingir o estado estável de propagação em todos os pontos da malha (aproximadamente a partir de 10 períodos de oscilação do sinal de excitação). Partindo desses valores de campo, obteve-se os valores de SAR eficaz no interior do modelo da cabeça, para cada nó da malha, segundo a expressão (3.18).

No total, 4 rodadas do programa foram realizadas, uma para cada caso descrito na tabela 5.2. O passo de tempo de cálculo foi de  $\Delta t = 8,33$  ps. O tempo despendido nas simulações foi de aproximadamente uma iteração por segundo (num computador com as mesmas características do citado no capítulo 4, seção 4.6.4). Foram necessárias 2000 iterações no tempo para os casos a 900 MHz e 1000 iterações para os casos a 1800 MHz (correspondentes à 15 períodos de oscilação do sinal de excitação).

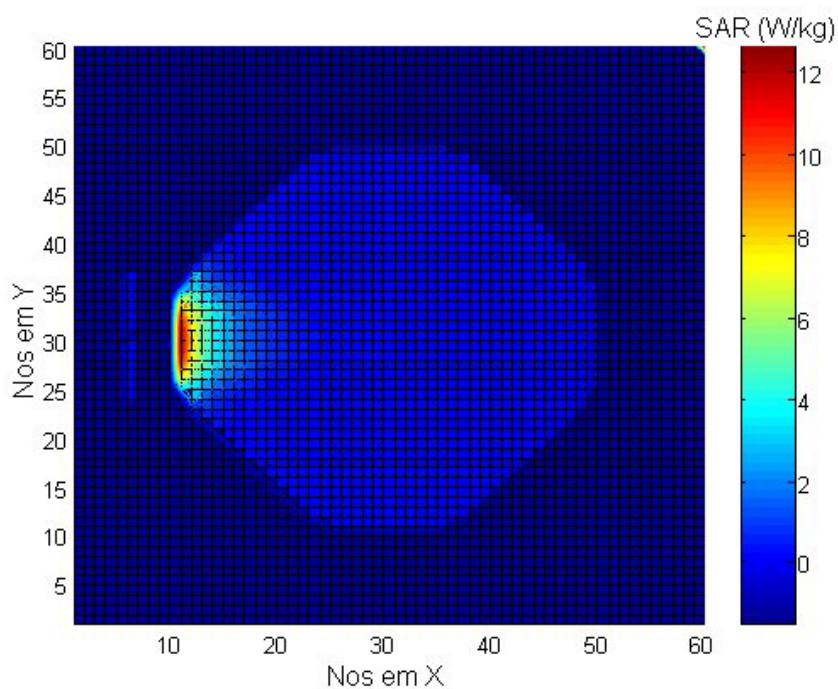


Os valores de SAR eficaz (por nó) no interior dos modelos da cabeça podem ser vistos nas figuras 5.9a – 5.9d, onde é mostrada a distribuição espacial da SAR para toda a seção transversal  $xy$  do plano central das malhas ( $z = 30$ ).

**(a)****(b)**



(c)



(d)

Figura 5.9 - Distribuição espacial da SAR eficaz para toda a seção transversal  $xy$  do plano central ( $z = 30$ ) dos modelos canônicos descritos na tabela 5.3. a) Caso  $g_3t_1f_1s_1$  (cúbico – 900 MHz); b) Caso  $g_3t_1f_2s_1$  (cúbico – 1800 MHz); c) Caso  $g_1t_1f_1s_1$  (esférico – 900 MHz); d) Caso  $g_1t_1f_2s_1$  (esférico – 1800 MHz).

Percebe-se, através da análise dos resultados das figuras, que os valores máximos de SAR são produzidos na superfície do modelo, com valor pico no ponto da cabeça mais próximo à fonte excitadora, decrescendo rapidamente na medida em que aumenta a distância no interior dos tecidos. Estes resultados estão em sintonia com as conclusões a que chegaram nos últimos anos as pesquisas envolvendo modelos experimentais e computacionais da interação do corpo humano com fontes de RF, comentadas na seção 3.6 do capítulo 3. Ainda, as simulações mostraram (como também pode ser observado na figura 5.9 e na tabela 5.4), que a absorção de energia para 1800 MHz é maior do que para 900 MHz.

Em relação aos valores de SAR obtidos, estes foram coerentes e ficaram na mesma ordem de grandeza que os apresentados na maioria das referências estudadas. Na tabela 5.4 são sintetizados os valores picos de SAR eficaz obtidos nas simulações.

**TABELA 5.4 – Maiores valores de SAR obtidos nas simulações TLM-3D dos modelos canônicos da tabela 5.2.**

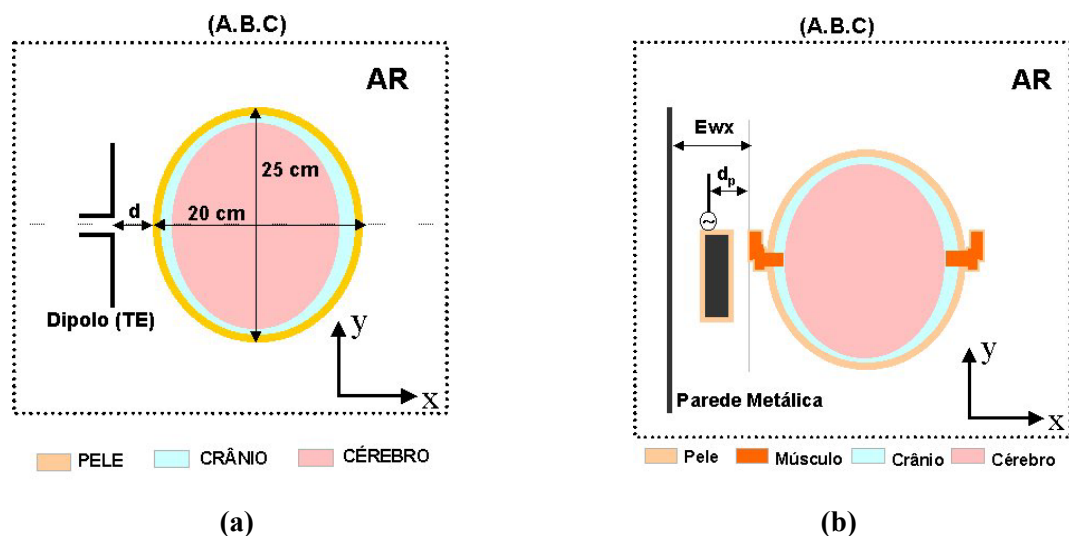
<b>Modelo</b>	<b>SAR (W/kg)</b>
$g_3t_1f_1s_1$ (cúbico – 900 MHz)	8,98
$g_1t_1f_1s_1$ (esférico – 900 MHz)	7,80
$g_3t_1f_2s_1$ (cúbico – 1800 MHz)	12,54
$g_1t_1f_2s_1$ (esférico – 1800 MHz)	12,05

### **5.3.1 Modelagem 2D de modelos multicamadas da interação de antenas próximas à cabeça humana**

Nesta seção será apresentado o estudo para dois modelos bidimensionais da interação “antena- cabeça humana”. Neste caso, além do cérebro, serão considerados outros tipos de tecidos como a pele e o osso do crânio. Para a modelagem TLM-2D foi utilizada a malha de topologia Série modificada, à parâmetros constantes, segundo a formulação desenvolvida na seção 2.7 do capítulo 2. Foram calculadas as componentes de campo elétrico  $E_x$  e  $E_y$  propagadas no interior dos tecidos e, a partir desses valores de campo, foram obtidos os padrões de distribuição da SAR no modelo.

Em um primeiro estudo (ver figura 5.10a), a antena do telefone foi simulada por um dipolo elétrico polarizado verticalmente, operando a uma frequência fixa de 835 MHz e uma potência de 0,6 W, valores típicos dos telefones celulares analógicos. O dipolo possui um comprimento de  $0,3\lambda$  (10,1 cm). A cabeça humana foi representada por camadas ovais concêntricas de tecidos. Três tipos de meios foram considerados: pele, crânio (osso com gordura infiltrada) e cérebro.

Em um segundo estudo, um pouco mais realista (ver figura 5.10b), o telefone foi modelado por uma antena tipo monopolo de comprimento  $\lambda/4$ , colocada acima de uma caixa metálica (120 x 25 mm) coberta por um material dielétrico ( $\epsilon_r = 2,0$ ), representando o corpo do telefone. Os cálculos foram feitos para uma frequência de operação de 1800 MHz e uma potência de transmissão da antena de 0,125 W, valores típicos dos telefones celulares digitais atuais. No modelo da cabeça foi incorporada a representação das orelhas (pele e músculo). Adicionalmente, neste último caso foi considerada a presença de uma parede metálica próxima ao telefone, situação pouco relatada na literatura, embora seja importante o seu estudo, como será demonstrado mais adiante.



**Figura 5.10 - Modelos 2D da interação “telefone celular-cabeça humana” estudados. a) Representação da antena por um dipolo elétrico; b) Representação da antena por um monopolo, considerando a caixa do telefone e a presença de uma parede metálica próxima ao telefone.**

As propriedades elétricas dos tecidos para as frequências analisadas, bem como a densidade específica de massa dos mesmos são definidas na tabela 5.5.

TABELA 5.5 - Parâmetros elétricos dos tecidos utilizados na modelagem [77,80].

Tecido	835 MHz		1800 MHz		$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	Esp. (cm)*
	$\epsilon_r$	$\sigma$ (S/m)	$\epsilon_r$	$\sigma$ (S/m)		
Cérebro	45,26	0,92	50,11	1,85	1050	18,8 x 23,8
Crânio	17,40	0,11	11,40	0,23	1200	0,4
Pele	35,40	0,63	38,87	1,19	1000	0,2
Músculo	58,00	1,21	53,55	1,34	1020	-

\* Espessura das camadas dos tecidos

Para a construção dos modelos numéricos das figuras 5.10a e 5.10b, foi escolhida uma malha 2D contendo 1000 nós na direção  $x$  e 650 nós na direção  $y$  (650 000 no total), onde cada elemento possui  $\Delta\ell = 1,0$  mm. O passo do tempo obtido foi  $\Delta t = 2,3586$  ps.

No primeiro caso estudado, correspondente ao modelo da figura 5.10a, duas separações entre a fonte excitadora e o modelo da cabeça ( $d$ ) foram analisadas: 1,5 e 5 cm. A figura 5.11 mostra a distribuição do campo elétrico sobre o eixo na direção  $x$  indicado no modelo da figura 5.10a, após 1000 iterações no tempo (aproximadamente 2 períodos de oscilação do sinal de excitação). Percebe-se, tanto para a variante com a fonte de excitação afastada a 1,5 cm (linha cheia) quanto a 5 cm (linha tracejada), o amortecimento do campo ao penetrar na cabeça, devido as perdas provocadas pela condutividade elétrica dos tecidos.

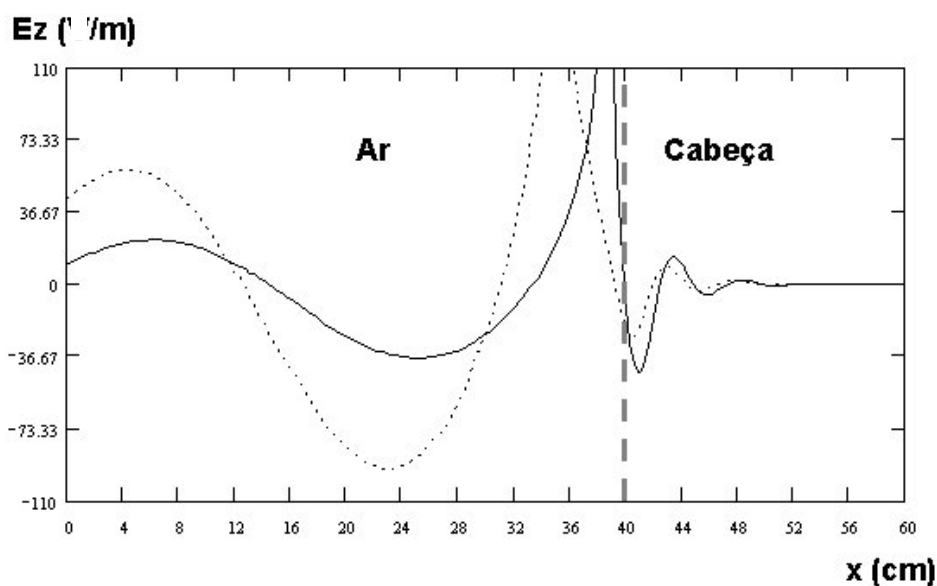
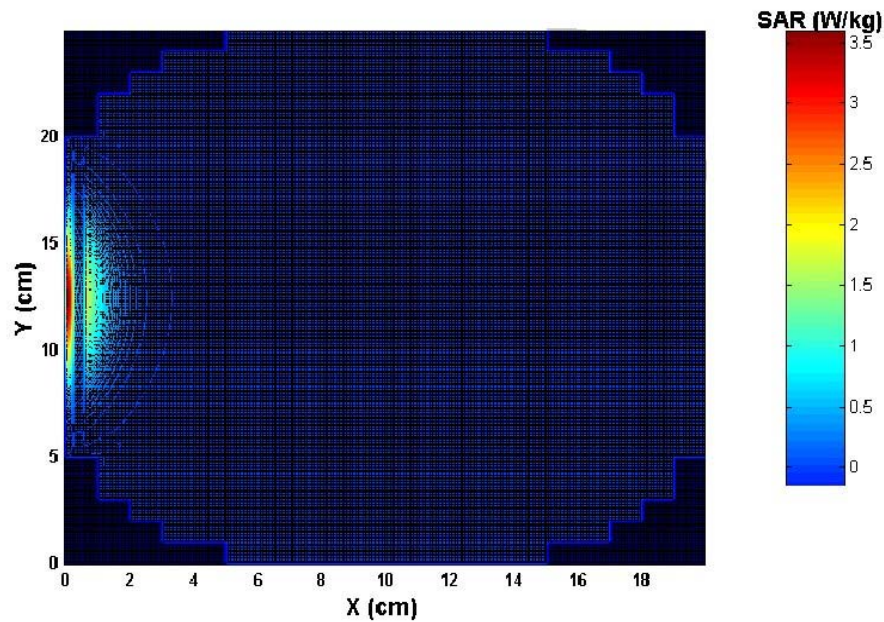


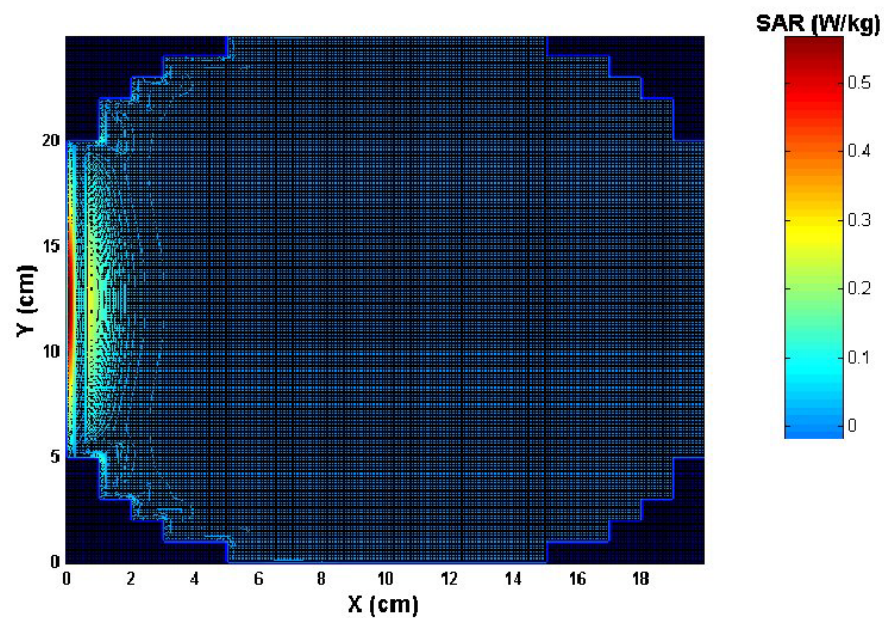
Figura 5.11 - Distribuição do campo elétrico sobre o eixo do modelo da figura 5.10a após 2 períodos de oscilação do sinal de excitação (linha cheia: separação antena-cabeça 1,5 cm; linha pontilhada: separação antena-cabeça 5,0 cm).



Os valores de SAR eficaz no interior do modelo da cabeça podem ser vistos nas figuras 5.12a e 5.12b, onde é mostrada a distribuição espacial da SAR para toda a seção transversal  $xy$  do modelo da cabeça, para as duas posições da antena excitadora analisadas.



(a)



(b)

Figura 5.12. Distribuição espacial da SAR eficaz para toda a seção transversal do modelo da cabeça da figura 5.10a, para uma separação antena-cabeça de: a)  $d = 1,5$  cm; b)  $d = 5,0$  cm.

Da comparação das figuras 5.12a e 5.12b, nota-se que, apesar de no caso 5.12b a antena estar mais afastada e, portanto, os valores da SAR serem menores, a absorção de energia na direção  $y$  é maior.

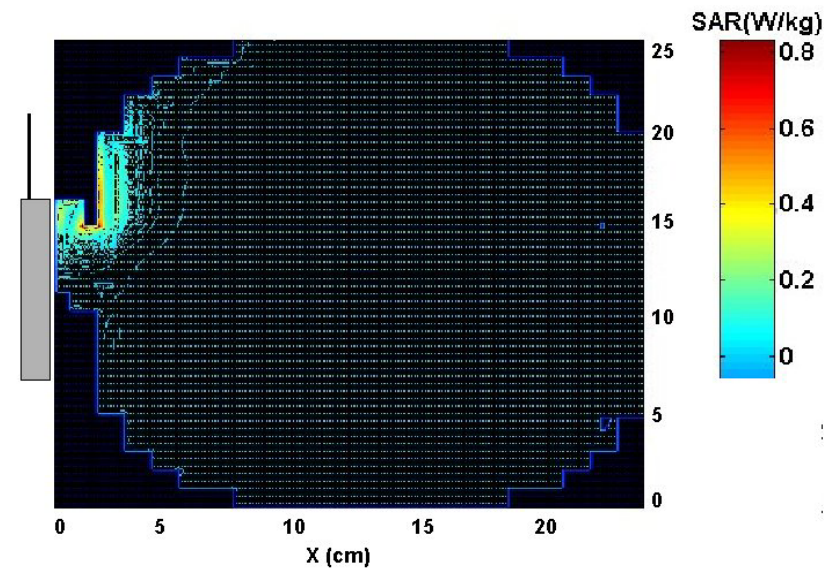
A influência dos parâmetros elétricos dos diferentes tecidos também é notável, fundamentalmente a condutividade elétrica. Na região do crânio, devido à sua baixa condutividade quando comparada com a da pele e do cérebro, os valores da SAR diminuem sensivelmente. Por outro lado, na região do cérebro o valor máximo da SAR será um pouco menor do que na pele, devido ao fato de estar mais afastada da fonte excitadora. Na tabela 5.6 são sintetizados os valores picos de SAR máxima obtidos das simulações, para cada tipo de tecido.

**TABELA 5.6 – Valores picos da SAR eficaz (W/kg), obtidos para cada tipo de tecido no modelo da figura 5.10a.**

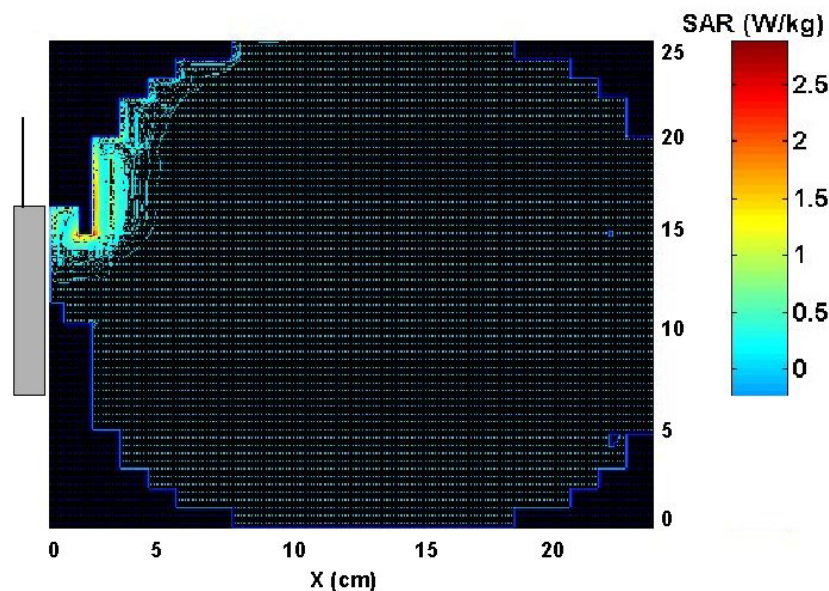
Tecido	Separação antena-cabeça, $d$ (cm)	
	1,5	5,0
Pele	3,6	0,57
Crânio	0,4	0,08
Cérebro	1,75	0,38

No segundo caso estudado, para avaliar como a presença de objetos metálicos próximos ao celular afeta os valores de SAR, foi considerada uma parede metálica (modelada como contorno elétrico) colocada do mesmo lado do aparelho, a uma distância  $E_{wx}$  da cabeça (ver figura 5.10b).

Das diferentes variantes analisadas deste estudo, serão mostrados os resultados da SAR obtidos para o caso do sistema telefone-cabeça no espaço livre (figura 5.13a) e para o sistema com uma parede a uma distância  $E_{wx} = 4,0$  cm da cabeça (figura 5.13b). Para ambos os casos o telefone foi colocado a uma distância  $d = 2,0$  cm da cabeça (correspondente ao caso onde a caixa do aparelho é encostada à orelha).



(a)



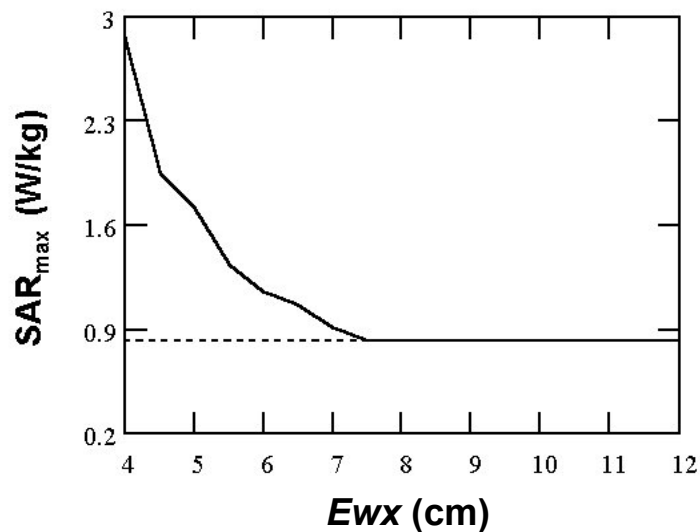
(b)

**Figura 5.13 - Distribuição espacial da SAR eficaz para toda a seção transversal do modelo da cabeça da figura 5.10b, para uma separação antena-cabeça  $d=2,0$  cm. a) Sistema telefone- cabeça no espaço livre; b) Sistema telefone- cabeça próximo de uma parede metálica (distância parede – cabeça  $E_{wx} = 4,0$  cm).**

Observando as figuras acima, nota-se que os valores máximos de SAR acontecem na região da pele próxima da orelha, precisamente nos pontos próximos à fonte de excitação da antena, sendo o padrão de distribuição da SAR muito parecido para ambos os casos. Entretanto, as magnitudes são muito maiores para o caso do sistema na presença da parede metálica (figura 5.13b) do que no espaço livre (figura 5.13a).



A figura 5.14 mostra os maiores valores de SAR eficaz obtidos no modelo, para diferentes distâncias  $E_{wx}$  entre a cabeça e a parede metálica.



**Figura 5.14 - Máximos valores de SAR obtidos no modelo versus a distância “parede metálica – cabeça” ( $E_{wx}$ ), para uma separação antena-cabeça  $d = 2,0$  cm. A linha tracejada corresponde ao valor da SAR na ausência da parede metálica.**

É importante destacar como para os casos onde a parede metálica fica muito próxima do celular e da cabeça ( $E_{wx} \leq 7,0$  cm), a SAR atinge valores maiores que no caso da ausência desta (por exemplo, para  $E_{wx} = 4,0$  cm a SAR máxima é de 2,88 W/kg, mais de três vezes superior à SAR na ausência da parede, que é de 0,83 W/kg). Isto significa que, em situações reais, se o uso do telefone gera valores de SAR que ficam perto dos limites estabelecidos pelas normas, a presença de objetos metálicos (cabines, portas ou armários metálicos, por exemplo) muito próximos pode fazer com que estes limites sejam excedidos.

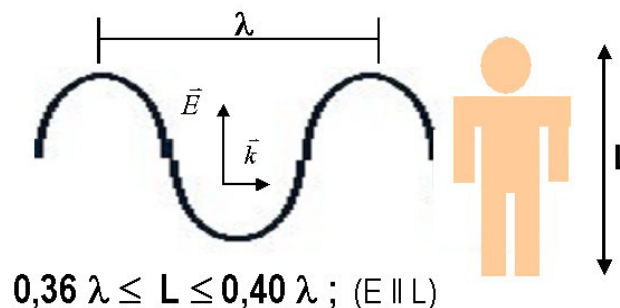
#### 5.4 Estudo de ressonância eletromagnética para o corpo humano exposto a campos distantes

O conceito físico da ressonância começou ser aplicado nas pesquisas relacionadas à interação dos campos de RF com os meios biológicos nos anos 70 do século passado [29]. Do ponto de vista eletromagnético, a ressonância está associada com a resposta do sistema biológico quando este é estimulado por um sinal oscilando na chamada frequência “natural” do sistema. A característica fundamental da ressonância consiste em que a resposta é grandemente amplificada para esse valor de frequência, quando comparado com as respostas para outras (não ressonantes) frequências. Nas condições de ressonância, a absorção de energia por parte do sistema biológico é maximizada.

Inúmeras pesquisas (teóricas e experimentais) relatadas na literatura publicada sobre o tema coincidem que, para o caso dos sistemas biológicos (animais e humanos) expostos à incidência de campos distantes, a condição de ressonância eletromagnética se dá nas seguintes circunstâncias [2,28,29,30,44]:

- Incidência normal da onda no objeto;
- O vetor campo elétrico encontra-se polarizado paralelo ao maior comprimento do objeto;
- O comprimento do objeto é da mesma ordem do comprimento da onda no espaço livre (em particular, para a condição:  $0,36\lambda \leq L \leq 0,4\lambda$ ).

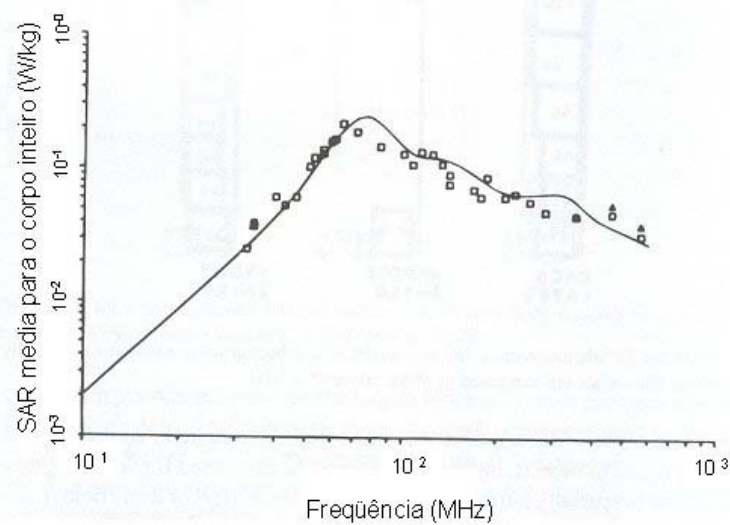
Na figura 5.15 apresenta-se, de maneira esquemática, a situação de ressonância eletromagnética.



**Figura 5.15 – Condições de ressonância eletromagnética (absorção máxima) para o corpo inteiro na presença de campos distantes.**

Sendo a frequência de ressonância inversamente proporcional ao tamanho da pessoa, quanto maior a altura, menor será a frequência para a qual a absorção de energia é máxima. Por exemplo, para o caso de uma pessoa com 1,75 m de altura, os estudos demonstraram que a condição de ressonância é alcançada para as frequências entre 60 – 80 MHz. Já no caso de uma criança, a ressonância aconteceu para frequências maiores [2, 28,29,30,44].

A figura 5.16 apresenta o comportamento da SAR média para o corpo inteiro na faixa de frequência que vai de 10 até 1000 MHz [28]. Esses resultados correspondem ao caso do modelo de uma pessoa de 1,75 m de altura, na qual incide na sua parte frontal uma onda plana uniforme, com densidade de potência de  $10 \text{ W/m}^2$ . Na figura, os valores da linha cheia foram obtidos numericamente, aplicando o método dos Momentos em um modelo de corpo humano conformado por 180 células cúbicas, de tamanhos entre 5 e  $12 \text{ cm}^3$ . O corpo foi preenchido por um meio homogêneo, com propriedades elétricas do 2/3 músculo (ver seção 4.6.2). No caso da linha pontilhada, os resultados foram obtidos experimentalmente, onde o *phantom* do corpo foi preenchido por uma solução salina, com propriedades próximas à do músculo [28].



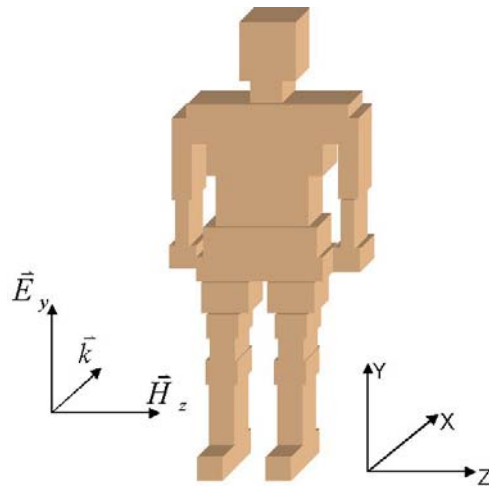
**Figura 5.16 – SAR média para o corpo inteiro em função da frequência, obtida para um modelo homogêneo (2/3 músculo) de corpo humano (1,75 m) exposto à incidência normal de uma onda plana uniforme de  $10 \text{ W/m}^2$ , polarizada com o campo elétrico paralelo ao comprimento do corpo. Linha cheia: resultado numérico aplicando o método dos Momentos. Linha pontilhada: Resultados experimentais [28].**

Nota-se, da figura acima, que a SAR média aumenta com a frequência, até atingir o valor máximo na condição de ressonância (aproximadamente 70 MHz para a curva experimental e 77 MHz para a curva numérica). A partir destes valores, a SAR decresce continuamente.

Com o intuito de testar as potencialidades do TLM para os estudos de ressonância eletromagnética, o caso acima descrito foi reproduzido, aplicando a formulação do TLM para meios dispersivos estudada no capítulo 4.

O modelo do corpo humano (1,75 m) utilizado mostra-se na figura 5.17. O mesmo foi preenchido com o tipo de tecido 2/3 músculo, igual que em [28]:

$$\hat{\epsilon}_r = 19 + \frac{10000}{1 + j\omega \cdot 113000 \cdot 10^{-12}} + \frac{42}{1 + j\omega \cdot 11,9 \cdot 10^{-12}} \quad (5.3)$$



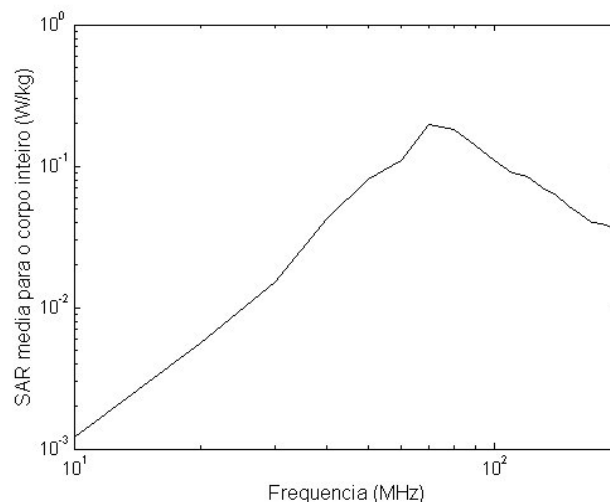
**Figura 5.17 – Modelo homogêneo (2/3 músculo) de corpo humano (1,75 m) exposto à incidência normal de uma onda plana uniforme, polarizada com o campo elétrico paralelo ao comprimento do corpo.**

Para a modelagem TLM do problema, foi definida uma malha 3D contendo 78 400 nós (20 x 98 x 40), formando uma caixa de ar, contendo no seu interior o modelo do corpo humano (conformado por 12 912 nós). Foram deixados 5 nós de distância, para cada direção, entre a superfície do modelo e os contornos absorventes. O comprimento espacial dos nós foi de  $\Delta\ell = 2$  cm.

Sendo o comprimento dos nós muito grande, para evitar erros por dispersão numérica, o estudo foi feito para a faixa de frequência que vai de 10 MHz até 200 MHz, valores para os quais é garantido que  $\Delta\ell < \frac{\lambda_{meio}}{10}$ .

Como excitação, foi empregado um plano de impulsos na parte do ar (no plano inicial  $x = 1$ ,  $y = 1:98$ ,  $z = 1:40$ ), correspondentes à componente de campo  $E_y$ , no instante inicial da simulação. A amplitude do campo elétrico foi obtida a partir de uma densidade de potência para onda plana de  $10 \text{ W/m}^2$ .

A figura 5.18 mostra o resultado TLM obtido da simulação para a SAR média do corpo inteiro (valores eficazes) na faixa de frequência especificada.



**Figura 5.18 – SAR média (valores eficazes) para o corpo inteiro em função da frequência. Valores obtidos da simulação TLM – 3D para o modelo mostrado na figura 5.17.**

Observa-se da figura 5.18 que a ressonância foi alcançada aproximadamente nos 70 MHz (SAR = 0,195 W/kg), como esperado. Em relação aos valores de SAR, estes ficaram abaixo dos relatados em [28], onde para a frequência de ressonância o máximo foi de 0,23 W/kg (ver figura 5.16). As diferenças encontradas podem ser devidas à discretização pobre da malha TLM utilizada ( $\Delta\ell = 2$  cm) e/ou às condições de excitação diferentes (a referência [28] consultada não fornece dados suficientes para reproduzir identicamente as mesmas condições de excitação).

Para obter o resultado mostrado na figura 5.18 apenas uma execução do programa TLM dispersivo foi necessária. O passo de tempo de cálculo foi de  $\Delta t = 33,36$  ps, sendo necessárias 1000 iterações no tempo. Os cálculos foram feitos para 20 valores de frequência (partindo de 10 MHz, com passo de 10 MHz, até 200 MHz). O tempo total despendido na simulação foi de aproximadamente 45 minutos (num computador com as mesmas características do citado no capítulo 4, seção 4.6.4).

Se o mesmo problema tivesse sido simulado utilizando o programa TLM considerando os parâmetros do meio constantes (aplicando uma excitação senoidal), seriam necessárias 20 execuções do programa (uma para cada valor de frequência). Nesse caso, o tempo de simulação para cada execução seria de aproximadamente 4 minutos e o tempo total de 80 minutos, quase o dobro do tempo do caso dispersivo. Isto sem levar em consideração que para cada execução do programa seria necessário inicialmente fazer uma nova entrada de dados, com os valores dos parâmetros correspondentes a cada frequência da faixa em estudo.

Finalmente, uma última comprovação foi feita. Para conferir se realmente a absorção de energia pelo corpo é maior para a frequência de ressonância do que para outros valores, foi simulado novamente o problema considerando apenas as frequências de 70 MHz (ressonância) e 200 MHz (maior valor analisado). As figuras 5.19 a – 5.19d mostram os resultados obtidos para a

distribuição da SAR eficaz em alguns planos representativos do modelo da figura 5.17. As escalas aplicadas foram as mesmas para todas as figuras, com o intuito de facilitar a comparação das magnitudes.

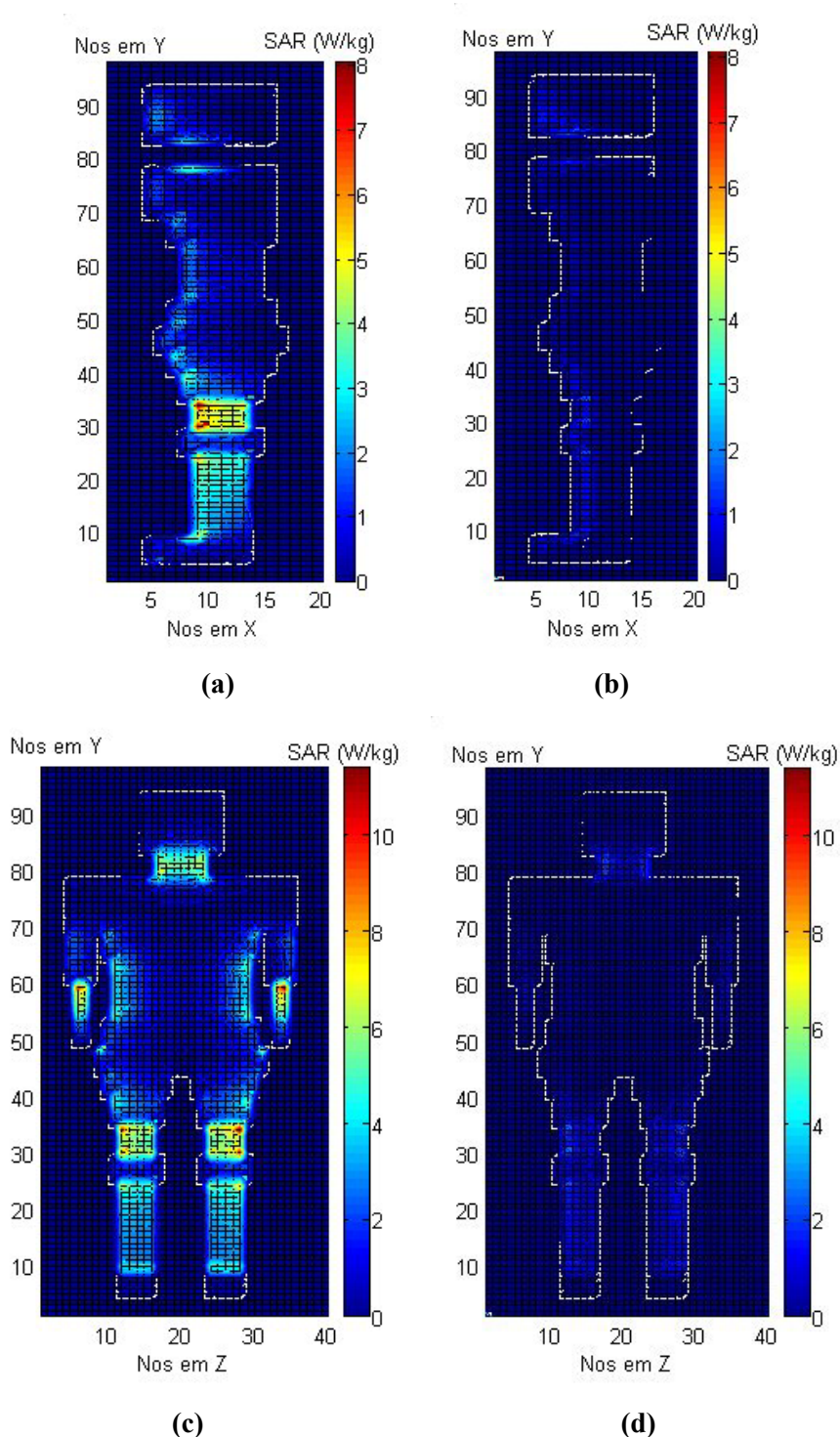


Figura 5.19 – Resultados da simulação TLM – 3D para a distribuição da SAR (valores eficazes) em alguns planos do modelo da figura 5.12. a) Plano lateral  $xy$ ,  $z = 24$ , para 70 MHz; b) Plano lateral  $xy$ ,  $z = 24$ , para 200 MHz; c) Plano frontal  $yz$ ,  $x = 9$ , para 70 MHz; d) Plano frontal  $yz$ ,  $x = 9$ , para 200 MHz.

Nota-se claramente das figuras acima que a penetração do campo e a absorção de energia é maior para o caso de 70 MHz. O ponto de maior absorção calculado (não mostrado nas figuras acima) foi na superfície do pescoço, onde a SAR atingiu o valor de 46,68 W/kg para 70 MHz e 4,78 W/kg para 200 MHz. Por outro lado, observa-se que a absorção de energia é elevada, além do pescoço, nas extremidades (pernas e braços), resultado que está em concordância com os apresentados na literatura consultada [28,29]. Outras regiões de alta absorção, também não mostradas nos planos escolhidos, são o tórax e a região pélvica.

### 5.5 Conclusões do capítulo

O principal objetivo do presente capítulo foi avaliar as potencialidades do método TLM na modelagem de problemas de interação dos campos eletromagnéticos de RF com o organismo humano.

Foram utilizadas todas as formulações TLM (2D e 3D) desenvolvidas e implementadas no trabalho de tese, tanto para meios à parâmetros constantes quanto para meios dielétricos com características dispersivas de primeira ordem.

Para os casos estudados o método mostrou-se eficiente. Os resultados obtidos das simulações foram coerentes e mostraram-se em boa concordância com os relatados na literatura consultada.

Uma limitação atual, que deverá ser superada em curto prazo, é a falta de um programa de pré-processamento (malhador) que facilite a entrada dos dados do problema, atualmente feita manualmente. Com isto, poderão ser estudados casos de geometrias complexas, como por exemplo, modelos de interação telefone celular – cabeça humana mais realistas.

Da mesma forma, faz-se necessário o desenvolvimento de pacotes para o pós-processamento e visualização dos resultados, que atendam às necessidades específicas dos cálculos TLM. No presente trabalho, para este fim, foram explorados aplicativos comerciais (como o MATLAB e o MATHCAD) os quais, apesar das suas amplas potencialidades, não satisfazem todas as possibilidades de saída requeridas. Por exemplo, foi impossível visualizar a distribuição espacial de grandezas, como o campo elétrico e a SAR, para os casos de malhas irregulares, devido a que as funções gráficas dos programas comerciais utilizados são limitadas para espaçamentos regulares.

## CONCLUSÕES GERAIS

No decorrer deste trabalho foram apresentadas as atividades de pesquisa desenvolvidas, referentes ao trabalho de tese de doutorado proposto. Os estudos objetivaram o desenvolvimento, a implementação e a aplicação do método da modelagem numérica TLM, com o intuito de contribuir aos esforços para torná-lo uma ferramenta de modelagem numérica ainda mais versátil, atraente e poderosa.

Numa primeira etapa foram apresentados em detalhes os aspectos fundamentais das versões bi e tridimensionais do método TLM tradicional, incluindo a formulação para a modelagem de problemas contendo não homogeneidades e perdas. No caso do equacionamento 3D correspondente ao modelo de nó SCN, foi apresentada aqui a metodologia desenvolvida por Naylor para a implementação do processo de espalhamento e para o cálculo das componentes de campo do nó, abandonando a tediosa tarefa de obtenção da matriz de espalhamento para o cálculo das tensões refletidas nos nós. Esta metodologia, apresentada no capítulo 1, fornece um algoritmo muito mais eficiente e elegante do ponto de vista da implementação computacional e ao mesmo tempo, seu vínculo com as equações de Maxwell e as topologias TLM-2D é explícito (vínculo não muito bem definido na formulação original de Johns), o que facilita uma melhor compreensão do modelo 3D.

A utilização de malhas irregulares (do tipo *graded mesh*) para as duas topologias empregadas na modelagem TLM-2D (Paralelo e Série) mostrou ser uma alternativa eficiente para contornar as limitações impostas tanto pelo aspecto geométrico da malha tradicional (malha quadrada regular) quanto pelas restrições desta última para a representação de não homogeneidades. A malha quadrada regular pode ser vista como um caso particular do equacionamento mais geral do método, correspondente às malhas irregulares aqui estudadas.

Foram desenvolvidos programas computacionais para a implementação do método utilizando malhas 2D irregulares. Estes códigos constituem por sua vez ferramentas para a simulação bidimensional de inúmeros problemas de propagação de ondas eletromagnéticas em estruturas de geometria arbitrária, sempre que os meios sejam lineares, isotrópicos e não dispersivos, e que os comprimentos dos nós sejam adequadamente selecionados atendendo ao comprimento da onda propagada.

Além das implementações computacionais, o trabalho apresentou contribuições quanto à incorporação da análise de perdas (elétricas e magnéticas) no equacionamento para malhas 2D irregulares e quanto à modificação da topologia do nó Série convencional, com o intuito de possibilitar o tratamento de casos de polarização TE em estruturas dielétricas com perdas.



O trabalho de tese teve também, entre seus objetivos principais, aplicar o TLM aos estudos de interação dos campos eletromagnéticos de RF com os sistemas biológicos. Assim, no capítulo 3 foram abordados os principais aspectos teóricos deste fenômeno, ficando evidente sua alta complexidade. De maneira geral, concluiu-se que os meios biológicos podem ser tratados como materiais dielétricos com perdas, apresentando características lineares, isotrópicas, não homogêneas e dispersivas. Do ponto de vista macroscópico, estes podem ser caracterizados pelas suas propriedades elétricas, em particular, pela permissividade dielétrica complexa, que pode ser modelada matematicamente como uma equação linear de primeira ordem com múltiplos termos de relaxação, conhecida como equação de Debye.

Viu-se também que a principal característica dos materiais biológicos é a capacidade de absorção de energia eletromagnética e a transformação desta energia em calor e que, para a quantificação da energia absorvida na faixa das RF, a medida dosimétrica que tem sido amplamente adotada internacionalmente é a Taxa de Absorção Específica (SAR).

É importante ressaltar que na ampla pesquisa bibliográfica realizada durante o período de desenvolvimento do trabalho, não foi encontrado material algum, escrito na língua portuguesa, que tratasse dos aspectos teóricos das propriedades elétricas da matéria biológica e o seu equacionamento para a faixa das radiofrequências. Assim, acredita-se que a presente tese poderia contribuir no preenchimento da lacuna bibliográfica existente no país nesta área do bioeletromagnetismo.

Para a modelagem no domínio do tempo de fenômenos envolvendo meios dispersivos (que é o caso dos meios biológicos), foi estudada a formulação TLM modificada (2D e 3D) utilizando técnicas de Transformada Z. O método assim reformulado permitiu a manipulação direta no domínio do tempo das equações com parâmetros dependentes da frequência. Assim, com apenas uma rodada do código computacional, utilizando uma excitação transiente, foi possível obter com precisão resultados para uma larga faixa de frequências. Com o método TLM convencional, isto é somente possível para os casos onde os parâmetros dos meios sejam independentes das variações da frequência.

Outras importantes vantagens da formulação dispersiva puderam ser observadas, mesmo para o estudo de problemas a parâmetros constantes. Por exemplo, não é necessária a introdução de tocos no modelo do nó para a representação das características reativas do meio, o qual é imprescindível no TLM convencional.

Sendo o presente trabalho focado para os estudos de meios biológicos, o equacionamento do TLM dispersivo foi condicionado para o tratamento de meios dielétricos de primeira ordem com múltiplos termos (materiais de Debye).

Para testar as potencialidades do TLM na modelagem de problemas em bioeletromagnetismo, três exemplos de aplicações foram estudados no capítulo 5. Foram utilizadas como esse fim todas as formulações TLM (2D e 3D) mostradas nesta tese, tanto para meios à parâmetros constantes quanto para meios dielétricos com características dispersivas de primeira ordem.

A eficácia do TLM foi comprovada com os resultados obtidos das simulações, estes foram altamente satisfatórios, concordando com boa aproximação com aqueles apresentados na literatura consultada, onde foram aplicados outros métodos numéricos como ferramenta de cálculo. De fato, nas referências consultadas (com a única exceção de [22,57]) não foram encontradas aplicações do TLM para a resolução de problemas bioeletromagnéticos, o que reafirma a originalidade do presente tema de pesquisa.

Um conjunto de novas pesquisas é indicado como proposta para a continuidade dos estudos, no sentido de contornar as dificuldades encontradas e continuar aperfeiçoando a formulação e as possibilidades de aplicação do método TLM:

- Adaptar a formulação TLM (2D e 3D) para a consideração de materiais com parâmetros dispersivos, utilizando malhas irregulares;
- Estender a formulação TLM dispersiva para a análise de meios magnéticos;
- Estender a aplicação do TLM dispersivo para outros tipos de problemas, como por exemplo, a modelagem de materiais absorvedores em câmaras anecóicas;
- Implementar condições de contorno que considerem os efeitos da variação do ângulo com o qual a onda incide na fronteira e o fenômeno da interação com paredes dispersivas. Uma alternativa possível seria incorporar na formulação TLM a técnica PML para o tratamento das fronteiras;
- Desenvolver pacotes de programas para as etapas de pré e pós-processamento, que atendam às necessidades específicas dos cálculos TLM;
- Aplicar o TLM no estudo de casos bioeletromagnéticos mais realistas, como por exemplo, modelos 3D de procedimentos terapêuticos por hipertermia para o tratamento de câncer e modelos heterogêneos de interação telefone celular-cabeça humana, baseados em geometrias mais complexas.

Finalmente, é importante destacar que parte do que foi obtido como resultado dos estudos realizados foi publicado em congressos e revistas, no Brasil e no exterior (ver Anexo 2).

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] JOHNS, P. B.; BEURLE, R. L. Numerical solution of 2-dimensional scattering problems using a transmission-line matrix. *Proc. IEEE*, v. 118, n. 9, p.1203 – 1208, September 1971.
- [2] STUCHLY, M. A. Mobile Communication Systems and Biological Effects on their Users. *The Radio Science Bulletin - URSI*, n. 275, p. 7 – 12, December 1995.
- [3] CHOU, C. K. Application of RF and Microwave energy in Cancer Treatment. *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, v. 37, n. 4, p. 547 – 551, December 1988.
- [4] HOEFER, W. J. R. The Transmission-Line Matrix Method – Theory and Applications. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. MTT-33, n. 10, p. 882 – 893, October 1985.
- [5] \_\_\_\_\_. Huygens and the Computer – A Powerful Alliance in Numerical Electromagnetics. *IEEE Proceedings*, v. 79, n. 10, p. 1459 – 1471, October 1991.
- [6] \_\_\_\_\_. The Transmission Line Matrix (TLM) Method. In: ITOH, T. *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter – Wave in Passives Structures*. New York: John Wiley & Sons, 1989. Charter 8.
- [7] CHRISTOPOULOS, C. *The Transmission-Line Modeling Method – TLM*. 1. ed. New York: IEEE PRESS, 1995.
- [8] JOHNS, P. B. Application of the transmission-line matrix method to homogeneous waveguides of arbitrary cross-section. *Proc. IEEE*, v. 119, n. 8, p.1086 – 1091, August 1972.
- [9] \_\_\_\_\_. The Solution of Inhomogeneous Waveguide Problems Using a Transmission-Line Matrix. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. MTT-22, n. 3, p. 209 – 215, March 1974.
- [10] AKHTARZAD, S.; JOHNS, P. B. Generalised elements for t.l.m. method of numerical analysis. *Proc. IEEE*, v. 122, n. 12, p.1349 – 1352, December 1975.
- [11] FERMINO, A. C. *Contribuição ao estudo de Métodos Numéricos em Eletromagnetismo: O Método TLM em Duas Dimensões*. Florianópolis, 1998. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina.
- [12] MATHIAS, M. A. *Estudo da Aplicação do Método TLM-2D à Análise de Campos Eletromagnéticos*. São Paulo, 1998. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.
- [13] SADIKU, M. Transmission – line- matrix Method. In: \_\_\_\_\_. *Numerical Techniques in Electromagnetics*. 2. ed. Florida: CRC Press Inc., 2000. Chapter 7.
- [14] AKHTARZAD, S.; JOHNS, P. B. Solution of 6 – component electromagnetic fields in three space dimensions and time by the T.L.M. method. *Electronic Letter*, v. 10, n. 25/26, p. 535 – 537, December 1974.
- [15] \_\_\_\_\_. Solution of Maxwell’s equations in three space dimensions and time by the t.l.m. method of numerical analysis, *Proc. IEEE*, v. 122, n. 12, p.1344 – 1348, December 1975.

- [16] JOHNS, P. B. A symmetrical Condensed Node for the TLM Method, *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. MTT – 35, n. 4, p. 370 – 377, April 1987.
- [17] FERREIRA, G. S. *Modelamento Numérico de Problemas de Compatibilidade Eletromagnética Utilizando TLM (Transmission-Line Modelling Method)*. Florianópolis, 1999. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina.
- [18] FACCIONI F<sup>o</sup>., M. *Estudo de Modelagem Eletromagnética com o Método das Linhas de Transmissão (TLM)*. Florianópolis, 2000. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Centro Tecnológico, Universidade Federal de Santa Catarina.
- [19] NAYLOR, P.; AIT – SAID, R. Simple Method for Determining 3 – D TLM Nodal Scattering in Nonscalar Problems, *Electronics Letters*, v. 38, n. 25, p. 2353 – 2354, December 1992.
- [20] HERRING, J. L. *Developments in the Transmission – Line Modelling Method for electromagnetic Compatibility Studies*. England, 1993. Ph. D. Thesis – University of Nottingham.
- [21] SCARAMUZZA, R.; LOWERY, A. Hybrid symmetrical condensed node for the TLM method. *Electronics Letters*, v. 26, p. 1947 – 1949, 1990.
- [22] PAUL, J. *Modelling of General Electromagnetic Material Properties in TLM*. England, 1998. Ph. D. Thesis – University of Nottingham.
- [23] AI-MUKHTAR, D. A.; SITCH, B. J. E. Transmission-line matrix method with irregularly graded space. *Proc. IEE*, v. 128, n. 6, p. 299 – 305, December 1981.
- [24] HOEFER, W. J. R.; SAUTIER, P. Characteristics of the General Rectangular 2D-TLM Network. *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, v. 7, p. 127 – 139, 1994.
- [25] ZHANG, Q. *Development and Characterization of Generalized TLM Networks for Electromagnetic Modeling*. Canada, 1996. Ph.D. Thesis – University of Victoria.
- [26] YI-CHI S.; HOEFER W. J. R. Dominant and Second-Order Mode Cutoff Frequencies in Fin Lines Calculated with a Two-Dimensional TLM Program. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. MTT-28, n. 12, p. 1443 – 1449, December 1980.
- [27] BALANIS, C. A. *Advanced Engineering Electromagnetics*. 1. ed. New York: John Wiley & Sons Inc., 1989.
- [28] POLK, C.; POSTOW, E. *Biological Effects of Electromagnetic Fields*. 2. ed. New York: CRC Press, 1996.
- [29] TIMOTHY, R. H.; PATTERSON, R. M. *Radio – Frequency and ELF Electromagnetic Energies – A Handbook for Health Professionals*. New York: Van Nostrand Reinhold – International Thomson Publishing (ITP) Inc., 1995.
- [30] OSEPCHUK, J.; PETERSEN, R. Safety Standards for Exposure to RF Electromagnetic Fields. *Microwave*, p. 57 – 69, June 2001.

- [31] ANSI - AMERICAN NATIONAL STANDARDS INSTITUTE. *IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3kHz to 300 GHz*. IEEE C95.1-1991. New York.
- [32] MOULDER, J. E. *Cellular Phone Antennas (Base Stations) and Human Health*. Medical College of Wisconsin, July 2000. <http://www.mcw.edu/gcrc>.
- [33] DAVID O. *Microwave and Optical Transmission*. England: John Wiley & Sons Ltd., 1992.
- [34] *Forno de microondas*. <http://br.geocities.com/saladefisica.htm>.
- [35] GABRIEL, S.; LAU, R. W.; GABRIEL, C. The dielectric properties of biological tissues: III – Parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Phys. Med. Biol.*, v. 41, n. 11, p. 2271 – 2293, November 1996.
- [36] LUEBBERS, R.; HUNSBERGUER, K.; STANDLER, R.; *et al.* A Frequency – Dependent Finite – Difference Time – Domain for Dispersive Materials. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, v. 32, n. 3, p. 222 – 227, August 1990.
- [37] GHANDI, O. P.; CHEN, Y.; FURSE, C. M. A Frequency – Dependent FDTD Method for Induced – Current Calculations for a Heterogeneous Model of the Human Body. In: IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE SYMPOSIUM (June 1992). *Digest*. 1992. v. 3, p. 1283 – 1286.
- [38] SULLIVAN, D. M. Z – Transform Theory and the FDTD Method. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, v. 44, n. 1, p. 28 – 34, January 1996.
- [39] SADIKU, M. N. O. *Elements of Electromagnetics*. 2. ed. Florida: Saunders College Publishing, 1994.
- [40] PAUL, J.; CHRISTOPOULOS, C. General Material Models in TLM- Part I: Materials with Frequency – Dependent Properties, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, v. 47, n. 10, p. 1528-1534, October 1999.
- [41] VON H. A. *Dielectric and Waves*. New York : John Wiley & Sons, Inc., 1954.
- [42] BÉRUBÉ, D.; GHANNOUCHI, F. M.; SAVARD, P. A Comparative Study of Four Open – Ended Coaxial Probe Models for Permittivity Measurements of Lossy Dielectric/ Biological Materials at Microwave Frequencies. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 10, p. 1928 – 1934, October 1996.
- [43] FOSTER, K. R.; MOULDER, J. E. Are mobile phones safe?. *IEEE Spectrum – URSI*, n. 275, p. 23 – 28, August 2000.
- [44] INTERNATIONAL COMMISSION ON NON-IONIZING RADIATION PROTECTION (ICNIRP). Guidelines for Limiting Exposure to Time-Varying Electric, Magnetic, and Electromagnetic Fields (up to 300 GHz). *Health Physics*, n. 4, v. 74, p. 494 – 522, April 1998.
- [45] FEDERAL COMMUNICATIONS COMMISSION (FCC). Questions and Answers About Biological Effects and Potential Hazards of Radio-frequency Electromagnetic Fields. *OET Bulletin 56*. August 1999. <http://www.fcc.gov>.

- [46] QISHAN, Y.; GANDHI, O. P.; ARONSSON, M. An Automated SAR Measurement System for Compliance Testing of Personal Wireless Devices. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, v. 41, n. 3, p.234 – 245, August 1999.
- [47] STUCHLY, M. A.; KRASZEWSKI, A.; STUCHLY, S.; *et al.* RF Energy Deposition in a Heterogeneous Model of Man: Near – Field Exposures. *IEEE Trans. on Biomedical Engineering*, v. BME – 34, n. 12, December 1987.
- [48] KUSTER N.; BALZANO Q. Energy Absorption Mechanism by Biological Bodies in the Near Field of Dipole antennas Above 300 MHz. *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, v. 41, n. 1, February 1992.
- [49] AGENCIA NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES (ANATEL). *Regulamento sobre a Limitação da Exposição a Campos Elétricos, Magnéticos e Eletromagnéticos na Faixa de Radiofrequências entre 9 kHz e 300 GHz*. Anexo à Resolução n. 303 de 2 de Julho de 2002. <http://www.anatel.gov.br>.
- [50] MENEZES, L.R.A.X. *Modeling of General Medium Constitutive Relationships in the Transmission Line Matrix Method (TLM)*. Canada, 1996. Ph.D. Thesis – University of Victoria.
- [51] MENEZES, L.R.A.X.; Hoefler, W. J. R. Modeling of General Constitutive Relationships in SCN TLM. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 6, p. 854 – 860, June 1996.
- [52] STRUM, R. D.; KIRK, D. E. *First Principles of Discrete Systems and Digital Signal Processing*. New York: Addison – Wesley Publishing Company, 1989.
- [53] OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W. *Discrete – Time Signal Processing*. New Jersey: Prentice Hall, Inc., 1999.
- [54] O’FLYNN, M.; MORIARTY, E. *Linear System – Time domain and Transform Analysis*. New York: John Wiley & Sons, 1987.
- [55] OPPENHEIM, A.; WILLSKY, A.; YOUNG, I. *Signals and Systems*. London: Prentice – Hall, Inc., 1983.
- [56] CHEN, J.; JIN, J. M.; GAN, H. Analysis of Electromagnetic Wave Interaction with Biological Tissue Using CG – FFT Method. In: ANTENNAS AND PROPAGATION SOCIETY INTERNATIONAL SYMPOSIUM, AP-S. (July 1996). *Digest*. 1996. v. 3, p. 1814 – 1817.
- [57] EL – BABLI, I.; SEBAK, A.; SIMONS, N. Application of the TLM method to the interaction of EM fields with dispersive dielectric bodies. *IEE Proceedings – Microwave Antennas Propagation*, v. 147, n.3, pp. 211 – 217, June 2000.
- [58] VRBA, J.; LAPES, M.; OPPL, L. Technical and Clinical Activities of Microwave Thermotherapy in Czech Republic. In: 3<sup>RD</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON BIOELECTROMAGNETISM.(October 2000: Bled - Slovenia). *Proceedings*. Bled - Slovenia, 2000. TD – 18P, p. 107 – 108.
- [59] UNDERWOOD, H. R.; PETERSON, A. F.; MAGIN, R. L. Electric-Field Distribution Near Rectangular Microstrip Radiators for Hyperthermia Heating: Theory Versus Experiment in Water. *IEEE Trans. on Biomedical Engineering*, v. 39, n. 2, p.146 – 153, February 1992.

- [60] PAULSEN, K. D.; STROHBEHN, J. W.; LYNCH, D. R. Theoretical Electric Field Distributions Produced by Three Types of Regional Hyperthermia Devices in a Three-Dimensional Homogeneous Model of Man. *IEEE Trans. on Biomedical Engineering*, v. 35, n. 1, p.36 – 45, January 1998.
- [61] REG, J. H.; JAMES, J. R.; HAND, J. W.; *et al.* New Low – Profile Applicators for Local Heating of Tissues. *IEEE Trans. on Biomedical Engineering*, v. BME – 31, n. 31, p. 28 – 37, January 1984.
- [62] SHAW, J. A.; DURNEY, C. H.; CHRISTENSEN, D. A. Computer-aided design of two-dimensional electric-type hyperthermia applicators using the finite- difference time-domain method. *IEEE Trans. Biomed. Eng.* v. 38, n. 9, p. 861 – 870, September 1991.
- [63] LYNCH, D. R.; PAULSEN, K. D.; STROHBEHN, J. W. Finite element solution of Maxwell's equations for hyperthermia treatment planning. *J. Comp. Phys.*, v. 58, p. 246 – 269, 1985.
- [64] DENG, T. Use of the field-iteration method in studying the three-dimensional phased array for electromagnetic hyperthermia. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 44, n. 10, p. 1778 – 1787, October 1996.
- [65] CARMAT, J. C.; DESPRETZ, D.; CHIVÉ, M. Modeling of various kinds of applicators used for microwave hyperthermia based on the FDTD method. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 44, n. 10, p. 1811 – 1818, October 1996.
- [66] WORLD HEALTH ORGANIZATION (WHO). *International EMF Project*. <http://www.who.ch/peh-emf>.
- [67] COMAR REPORTS. Human Exposure to Radio Frequency and Microwave Radiation from Portable and Mobile Telephones and Other Wireless Communication Devices – A COMAR Technical Information Statement. *IEEE Engineering and Medicine and Biology*, p. 128 – 131, January/February 2001.
- [68] STEWARD, S. W. *Mobile Phones and Health*. Independent Expert Group on Mobile Phones, May 2000. <http://www.iegmp.org.uk/IEGMPtxt.htm>.
- [69] MOULDER, J.E.; ERDREICH, L.S. Cell phones and cancer: What is the evidence for a connection?. *Radiat. Res.*, v.151(5), p. 513 – 531, May 1999.
- [70] MOSHE N. Does radio frequency electromagnetic radiation (EMR) cause cancer?. *ITEM Update 2000*, p. 23 – 27, 2000.
- [71] INSTITUTION OF ELECTRICAL ENGINEERS (IEE). *The Possible Harmful Biological Effects of Low Level Electromagnetic Fields of Frequencies up to 300 GHz*. IEE Position Statement, May 2002. <http://www.iee.org/Policy/Areas/BioEffects/emfhealth.pdf>.
- [72] U. S. FOOD AND DRUG ADMINISTRATION (FDA). *Consumer Update on Mobile Phones*. October 1999. <http://www.fda.gov/cdrh/ocd/mobilphone.html>.
- [73] KALB, C.; SPRINGEN, K. *Is Your Cell Really Safe?*. Newsweek, July 2000. <http://www.msnbc.com/news/>.
- [74] MEYERSON, B. *Cell Phone Radiation To Be Revealed*. Excite News, July 2000. <http://www.news.excite.com/news/ap/000717/18/cell-phone-radiaton>.

- [75] CHEN, H. C.; WANG, H. H. Current and SAR Induced in a Human Head Model by the Electromagnetic Fields Irradiated from a Cellular Phone. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, v. 42, n. 12, p.2249 – 2254, December 1994.
- [76] COOPER, J.; HOMBACH, V. The Specific Absorption Rate in a Spherical Head Model from a Dipole with Metallic Walls Nearby. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, v. 40, n. 4, p.377 – 382, November 1998.
- [77] ROWLEY, J. T.; WATERHOUSE, R. B. Performance of Shorted Microstrip Patch Antennas for Mobile Communications Handsets at 1800 MHz, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, v. 47, n. 5, p.815 – 822, May 1999.
- [78] LAZZI, G.; PATTNAIK, S. Experimental and FDTD-Computed Radiation Patterns of Cellular Telephones Held in Slanted Operational Conditions. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, v. 41, n. 2, p.141 – 144, May 1999.
- [79] QISHAN Y.; GANDHI, O. P.; ARONSSON, M. An Automated SAR Measurement System for Compliance Testing of Personal Wireless Devices. *IEEE Trans. on Electromagnetic Compatibility*, v. 41, n. 3, p.234 – 245, August 1999.
- [80] GANDHI, O. P.; LAZZI, G.; FURSE, C. M. Electromagnetic Absorption in the human Head and Neck for Mobile Telephones at 835 and 1900 MHz. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 10, p.1884 – 1897, October 1996.
- [81] OKONIEWSKI, M.; STUCHLY, M. A. A Study of the Handset Antenna and Human Body Interaction. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 10, p.1855 – 1864, October 1996.
- [82] HOMBACH, V.; MEIER, K.; BURKHARDT, M.; *et al.* The Dependence of EM Energy Absorption Upon Human Head Modeling at 900 MHz. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 10, p.1865 – 1873, October 1996.
- [83] WATANABE, S.; TAKI, M.; NOJIMA, T. Characteristics of the SAR Distributions in a Head Exposed to electromagnetic Fields Radiated by a Hand – Held Portable Radio. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 44, n. 10, p.1874 – 1883, October 1996.
- [84] CAÍRES, V. G.; RODRIGUES, A. O.; PORTO, E. W.; RAMÍREZ, J. A. Caracterização de Campos Eletromagnéticos Gerados por Telefones Celulares na Cabeça Humana. In: IV CONGRESSO BRASILEIRO DE MAGNETISMO – CBMag'2000. (Novembro 2000: Natal – Brasil). *Anais*. Natal – Brasil, 2000. p. 37 – 40.
- [85] LAZZI, G.; GANDHI, O.; SULLIVAN, D. Use of PML Absorbing Layers for the Truncation of the Head Model in Cellular Telephone Simulations. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, v. 48, n. 11, p.2033 – 2039, November 2000.
- [86] YIOULTSIS, T.; KOSMANIS, T.; KOSMIDOU, E. A Comparative Study of the Biological Effects of Various Mobile Phone and Wireless LAN Antennas. In: 13<sup>TH</sup> CONFERENCE ON THE COMPUTATION OF ELECTROMAGNETIC FIELDS – COMPUMAG '2001. (July 2001: Evian – France). *Proceedings*. Evian – France, 2001. v. 2, p. 100 – 101.
- [87] D'INZEO, G. *Proposal For Numerical Canonical Models in Mobile Communications*. Working Group 3 of COST 244. <http://www.radio.fer.hr/cost244/canonical/prop-canon-94.htm>.



- [88] COOPER, J. Solutions for some of the COST 244 WG 3 Canonical Problems using the Finite Difference Time Domain Code XFDTD. In: 7<sup>TH</sup> COST 244 WORKSHOP ON DELINEATION OF DIFFERENCES IN THE MODE OF ENERGY COUPLING AND MECHANISMS OF INTERACTION AT ELF AND RF AND DOSIMETRY. (October, 1996: Zagreb). *Proceedings. Zagreb*, 1996. p. 9 – 19.
- [89] BIELLI, P.; CERRI, G.; DE LEO, R.; *et al.* Biological Tissue Dielectric Parameter Effects on SAR Evaluation. In: COST 244 MEETING ON EXPOSURE ASSESSMENT & DESIGN AND QUALITY. (March 1995: Athens – Greece). *Proceedings. Athens – Greece*, 1995. p. 10 – 14.