



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
ESCOLA DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA ELÉTRICA

Diogo Batista de Oliveira

**ANÁLISE DO AQUECIMENTO POR MICROONDAS EM
UMA CAVIDADE MONOMODO UTILIZANDO UMA
TÉCNICA SEMI-ANALÍTICA**

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Minas Gerais como parte integrante dos requisitos necessários para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Orientador: Prof. Dr. Élson José da Silva.

BELO HORIZONTE
MAIO DE 2007

*Aos meus pais e a
Deus*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço ao meu Deus pelo sustento e pela força em mais um passo na minha vida.

Agradeço a atenção e a orientação do Prof. Élson. Agradeço a paciência nesses quatro anos de trabalho.

Agradeço à minha família.

À minha mãe. Pelo carinho e consolo das horas difíceis. Pelas ligações que sempre me encontravam precisando de apoio. A sua amizade e entrega no momento difícil da doença... Muito obrigado Mãe.

Ao meu pai. Meu incentivador nos estudos, exemplo de que todo esse esforço valia a pena. Obrigado pelas palavras de encorajamento e firmeza. Obrigado por sempre acreditar em mim Pai...

A você minha irmã. Por sustentar a nossa família, dedicando a sua vida em favor de todos nós... Você fará falta!

A você meu amor. Tenho muito que te agradecer... Pelo seu carinho, amor e dedicação; pela paciência em me esperar todo esse tempo e por me fazer compreender que a vida ia além dos campos aqui estudados. Enfim amor, por ter sido meu sustento em tantos momentos difíceis...

Aos meus amigos.

Ao pessoal do GOU. Pela amizade e conforto. Ao pessoal da República. Pelos momentos de descontração e pela disponibilidade. Aos colegas do CPDEE e do GOPAC.

Ao CNPq pelo financiamento deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho o aquecimento de um material cerâmico (mulita) dentro de uma cavidade monomodo é estudado. São obtidas as soluções do problema eletromagnético e térmico dentro da cavidade para três diferentes geometrias da cerâmica.

Para resolver o problema eletromagnético, um método semi-analítico é utilizado. Esse método procura contornar as dificuldades de convergência na solução do sistema matricial encontradas na aplicação direta do Método dos Elementos Finitos (MEF) à cavidade. O método semi-analítico é baseado na teoria da matriz de espalhamento e em uma técnica numérica onde neste trabalho foi utilizado o MEF. Já a solução do problema térmico é obtida utilizando exclusivamente a formulação escalar do MEF no domínio do tempo.

É desenvolvida também neste trabalho uma técnica para a sintonia da cavidade monomodo. Na sintonia são ajustados a abertura da íris e o comprimento da cavidade para que a impedância da cavidade esteja casada com a do sistema de aquecimento. A técnica de sintonia descrita mostrou-se eficaz, pois para cada geometria da cerâmica analisada não houve reflexão de potência.

Por fim, é realizada uma caracterização da cavidade monomodo que consiste em uma análise da sensibilidade da sintonia em relação à variação de alguns parâmetros. Embora a sintonia tenha sido eficaz o resultado da caracterização da cavidade mostrou que a sensibilidade analisada foi muito grande com relação aos parâmetros observados.

ABSTRACT

In this work the electromagnetic and the thermal problems inside a single-mode cavity are solved. A sample of ceramic material is heated inside the cavity.

To solve the electromagnetic problem a semi-analytical method is used. It is based on the scattering matrix theory and a numerical technique. This method eliminates the convergence problems presented by the Finite Element Method (FEM) in solving the matrix equation. The thermal problem uses time-domain nodal finite element method.

An analytical technique to tuning a single-mode cavity is presented. In this technique the iris aperture and the cavity length are adjusted.

Finally, the single-mode cavity is characterized. This characterization consists in evaluating the sensibility of the tuning by changing some cavity parameters.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO 14

1.1 OBJETIVO DA DISSERTAÇÃO 16

1.2 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO 17

CAPÍTULO 2

DESCRIÇÃO DOS FENÔMENOS ELETROMAGNÉTICOS E TÉRMICOS NA CAVIDADE MONOMODO 19

2.1 INTERAÇÃO DA MICROONDA COM UM MATERIAL DIELÉTRICO 20

2.2 EQUAÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE CALOR 21

2.3 DESCRIÇÃO DE UM SISTEMA DE AQUECIMENTO 22

2.4 CAVIDADE MONOMODO 24

2.4.1 Casamento de Impedância ou Sintonia 27

2.4.2 Modelo de Circuitos 29

CAPÍTULO 3

MODELAGEM DO PROBLEMA ELETROMAGNÉTICO E TÉRMICO UTILIZANDO O MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS 36

3.1 PROBLEMA ELETROMAGNÉTICO 36

3.1.1 Forma Forte 37

3.1.2 Forma Fraca 39

3.1.3 Dedução das constantes da condição de contorno do 3º tipo 39

3.1.4 Discretização Espacial 41

3.2 PROBLEMA TÉRMICO 42

3.2.1 Forma Forte 42

3.2.2 Forma Fraca 43

3.2.3 Discretização Espacial 44

3.2.4 Discretização Temporal 44

CAPÍTULO 4

MÉTODO SEMI-ANALÍTICO PARA CÁLCULO DE CAMPO NUMA CAVIDADE MONOMODO 46

4.1 MÉTODO SEMI-ANALÍTICO 46

4.1.1 Motivação 46

4.1.2 Idéia Básica do Método Semi-Analítico 47

4.1.3 Formulação 48

4.2	SINTONIA DA CAVIDADE.....	52
CAPÍTULO 5		
RESULTADOS.....		56
5.1	PROPRIEDADES FÍSICAS DA MULITA.....	56
5.2	PROBLEMA ELETROMAGNÉTICO E TÉRMICO DA CAVIDADE MONOMODO	57
5.2.1	<i>Mulita em forma de barra</i>	<i>58</i>
5.2.2	<i>Mulita em forma de poste retangular.....</i>	<i>63</i>
5.2.3	<i>Mulita em forma de poste cilíndrico.....</i>	<i>67</i>
5.3	CARACTERIZAÇÃO DA CAVIDADE MONOMODO	70
5.3.1	<i>Variação do Comprimento da Cavidade e da Abertura da Íris.....</i>	<i>70</i>
5.3.2	<i>Efeito do Fator de Perdas da Mulita</i>	<i>73</i>
5.3.3	<i>Variação da Frequência da Fonte</i>	<i>74</i>
5.4	COMPARAÇÃO COM A SOLUÇÃO DO PROBLEMA COMPLETO	75
CAPÍTULO 6		
CONCLUSÃO		78
TRABALHOS FUTUROS		79
APÊNDICE I		
DETERMINAÇÃO NUMÉRICA DE COEFICIENTES DE REFLEXÃO E DE TRANSMISSÃO DE UM OBSTÁCULO NUM GUIA RETANGULAR		80
A.1.1	FORMULAÇÃO.....	80
A.1.2	OBSTÁCULOS SEM PERDAS.....	82
APÊNDICE II		
ESTIMATIVA DO ALCANCE DOS MODOS EVANESCENTES		84
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		86

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Esquema básico de um sistema de aquecimento: (1)Fonte de Microondas, (2)Sistema de Transmissão/Condicionamento da Microonda e (3)Aplicador	22
Figura 2.2 – Cavity monomodo	24
Figura 2.3 – Cavity multimodo.....	25
Figura 2.4 – Casamento de impedâncias no sistema de aquecimento.....	26
Figura 2.5 – Tipos de íris: (a) indutiva, (b) capacitiva e (c-d) ressonante.....	27
Figura 2.6 – Obstáculo situado num guia de onda retangular	29
Figura 2.7 – Modelamento de um problema de microondas com uma LT	31
Figura 2.8 – Circuito T equivalente do obstáculo.....	32
Figura 2.9 – Circuito equivalente para a cavity monomodo	33
Figura 3.1 – Guia de onda retangular com um obstáculo no seu interior.....	37
Figura 3.2 – (a) Guia de onda curto circuitado. (b) Cavity monomodo.....	40
Figura 3.3 – Geometria do dielétrico que é aquecido na cavity monomodo, (a) barra,(b) poste retangular e (c) poste cilíndrico.....	41
Figura 4.1 – Descrição dos modos propagantes na cavity	47
Figura 4.2 – Subdomínio da cavity monomodo.....	50
Figura 4.3 – Descrição mais detalhada dos modos propagantes na cavity	52
Figura 5.1 – Descrição das dimensões da barra.....	57
Figura 5.2 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico: (a) ao longo da coordenada z, (b) e no plano xz da cavity	58
Figura 5.3 – Distribuição da temperatura na superfície externa da barra nos tempos, $t=10, 50, 75$ e 108 min	59
Figura 5.4 – Distribuição volumétrica de temperatura na barra	59
Figura 5.5 – Distribuição de temperatura ao longo da direção $\hat{x}$ na barra	60
Figura 5.6 – Influência da potência absorvida na evolução da temperatura.....	61
Figura 5.7 – Influência do parâmetro h na evolução da temperatura. A potência absorvida é de 50 W.....	61
Figura 5.8 – Descrição das dimensões do poste retangular	62
Figura 5.9 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico: (a) ao longo da coordenada z e (b) no plano xz da cavity	63
Figura 5.10 – Linhas de contorno do campo elétrico para o poste retangular.....	63
Figura 5.11 – Distribuição superficial de temperatura.....	64

Figura 5.12 – Distribuição volumétrica de temperatura.....	64
Figura 5.13 – Distribuição de temperatura ao longo da direção $\hat{x}$	65
Figura 5.14 – Evolução da temperatura no ponto central do poste retangular	65
Figura 5.15 – Dimensões para o poste cilíndrico.....	66
Figura 5.16 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico: (a) ao longo da coordenada z, (b) e no plano xz da cavidade.....	67
Figura 5.17 – Linhas de contorno do campo elétrico para o poste cilíndrico.....	67
Figura 5.18 – Distribuição de temperatura em um plano concêntrico	68
Figura 5.19 – Distribuição de temperatura ao longo do eixo central do poste cilíndrico	68
Figura 5.20 – Evolução da temperatura no ponto central do poste cilíndrico	69
Figura 5.21 – Sintonia da cavidade variando, L e d, para as três geometrias: (a-b) barra, (c-d) poste retangular e (e-f) poste cilíndrico	71
Figura 5.22 – Análise da perda de sintonia da cavidade considerando a variação na perda da mulita	72
Figura 5.23 – Perda da sintonia da cavidade devido a variação de frequência do magnetron.....	73
Figura 5.24 – Solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo com o MEF e o Método Semi-Analítico	74
Figura 5.25 – Comparação da qualidade da malha do problema resolvido por (a) método semi-analítico e (b) pelo MEF	75
Figura A.1.1 – Vista superior do guia e a descrição dos modos propagantes	82

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 – Parâmetros térmicos e elétricos da mulita [31-32].....	56
Tabela 5.2 – Parâmetros do problema térmico	56
Tabela 5.3 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões da barra	57
Tabela 5.4 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões do poste retangular ...	62
Tabela 5.5 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões do poste cilíndrico	66
Tabela 5.6 – Avaliação da variação da posição do curto e da abertura da íris para a perda da sintonia da cavidade em 70%	70
Tabela 5.7 – Avaliação da variação da frequência para a perda da sintonia da Cavidade.....	73
Tabela 5.8 – Análise da eficiência computacional do método semi-analítico.....	75
Tabela A.2.1 – Avaliação da parte imaginária da constante de propagação dos modos TE_{mn} e TM_{mn}	83

GLOSSÁRIO

$\alpha_{z_{mn}}$	parte imaginária da constante de propagação $k_{z_{mn}}$.
$\beta_{z_{mn}}$	parte real da constante de propagação $k_{z_{mn}}$.
$\delta, \bar{\chi}$	parâmetros da condição de contorno do terceiro tipo.
ε	permissividade elétrica.
ε_c	permissividade efetiva.
ε_c'	parte real da permissividade efetiva.
ε_c''	parte imaginária da permissividade efetiva.
ε_{c_r}	permissividade efetiva relativa.
γ	coeficiente de reflexão do domínio $z_1 \leq z \leq z_L$.
κ	condutividade térmica.
λ_g	comprimento de onda guiado.
$\lambda_{g_{mn}}$	comprimento de onda guiado associado a um modo de índice mn.
θ	parâmetro do método de solução de Crank-Nicolson.
ρ	densidade volumétrica.
σ	condutividade elétrica.
ω	frequência angular.
Ω	domínio de solução do Método dos Elementos Finitos.
a	largura do guia de onda retangular.
A_i	módulo dos modos na determinação do circuito equivalente.
b	altura do guia de onda retangular.
c_p	calor específico.

C_i	constante na definição dos parâmetros do circuito equivalente.
d	abertura da íris.
$\overline{E}$	campo elétrico.
g	vetor de incógnitas do Método dos Elementos Finitos.
h	coeficiente de transferência de calor por convecção.
I_i	corrente no circuito equivalente.
k_o	constante de propagação do vácuo.
$k_{z_{mn}}$	constante de propagação de um modo de índice mn.
L	tamanho da cavidade.
m, n	índices dos modos TE e TM.
$\hat{n}$	vetor normal unitário que aponta para fora do domínio Ω .
$\hat{n}_d$	vetor normal unitário à superfície S_d .
p_c	densidade volumétrica de potência convertida por condução iônica.
p_d	densidade volumétrica de potência convertida por reorientação dipolar.
p_{ef}	densidade volumétrica total de potência convertida.
q	taxa líquida de transferência de calor pela fronteira em um sólido.
q'	taxa de calor dissipada por efeito da microonda.
Q	fator de qualidade da cavidade.
r_c	coeficiente de reflexão de um obstáculo num guia retangular.
t_c	coeficiente de transmissão de um obstáculo num guia retangular.
r_1	coeficiente de reflexão da íris num guia retangular.
t_1	coeficiente de transmissão da íris num guia retangular.
S_k	superfície definida para condição de contorno.
S_d	superfície de interface ar-dielétrico na cavidade.
S_{ij}	elemento da matriz de espalhamento.

T	temperatura.
U	energia interna.
v	função de teste escalar.
$\bar{v}$	função de teste vetorial.
V_i	tensão no circuito equivalente.
$Z_{TE_{mn}}$	impedância de onda de um modo de índice mn.
Z_{ij}	elemento da matriz de impedância.

Capítulo 1

Introdução

O uso da energia eletromagnética em processos de aquecimento por microondas tem provado ser bastante efetivo em diversos ramos do conhecimento [1-3], tais como: na engenharia química, na engenharia de alimentos, na medicina, no meio ambiente, entre outras. Dentre as aplicações destacam-se: a desidratação e o aquecimento de alimentos [4], secagem (tecido, madeira, papel), fabricação de biodiesel, tratamento de lixo hospitalares, processos químicos (sinterização de cerâmicas [5], cura de polímeros [6], reações de síntese), tratamento de doenças.

Nos processos térmicos convencionais, a energia é transferida ao material através dos processos de convecção, condução e radiação do calor a partir da superfície do material. Em contraste, a energia da microonda é entregue diretamente ao material através da interação molecular com o campo eletromagnético. Enquanto no aquecimento convencional a troca de calor se dá pela transferência de energia devido a gradientes térmicos, no aquecimento por microonda, a energia térmica é resultado da conversão de energia eletromagnética.

Como as microondas podem penetrar os materiais dielétricos, o calor é gerado através do volume do material. Conseqüentemente, por não depender da difusão de calor a partir da superfície, é possível conseguir aquecimento mais rápido e uniforme.

Além do caráter volumétrico, a transferência a nível molecular proporciona outras vantagens. Por exemplo, as microondas podem ser utilizadas para aquecimento seletivo de materiais. Como a estrutura molecular afeta a capacidade da microonda transferir energia, quando materiais em contato possuem diferentes propriedades dielétricas, a microonda irá seletivamente acoplar com o material de acordo com o fator de perdas (propriedade dielétrica).

Outra vantagem da microonda é o fato dela ser uma energia limpa. Diferentemente de outros processos de aquecimento, o aquecimento por microondas não emite gases poluentes, contribuindo assim para a preservação do meio ambiente.

Entretanto, obstáculos técnicos impedem a obtenção completa dessas vantagens em implementações práticas. A distribuição de energia eletromagnética no dielétrico implica na sua distribuição de temperatura. E essa distribuição de energia eletromagnética é influenciada por diversos fatores, tais como a geometria do objeto e o tipo aplicador, as propriedades elétricas do material, a forma de introduzir as microondas no aplicador. Devido aos fatores mencionados, o aquecimento seletivo e uniforme, é de difícil obtenção.

A dependência da permissividade com a temperatura é também responsável pelas variações de campo no aplicador e, conseqüentemente, pela quantidade de calor que é convertida dentro do material durante o processamento. Esse fato também limita o controle preciso da distribuição de energia dentro do material.

Para a otimização dos processos envolvendo aquecimento por microondas, um entendimento da geração, propagação e interação dos materiais com a microonda é fundamental. Essa compreensão passa fundamentalmente pelo entendimento dos componentes físicos que formam o sistema de aquecimento.

O objeto de estudo deste trabalho é a análise de um tipo específico de aplicador, o monomodo, também conhecido como cavidade monomodo. A cavidade monomodo, devido às suas características físicas, é muito utilizada em processamento de materiais com pouca perda e de pequena dimensão. Com essa descrição existem algumas aplicações que se encaixam perfeitamente, como por exemplo, a soldagem de pequenas peças e a sinterização de cerâmicas. Essa cavidade também é muito utilizada em laboratórios de pesquisa na investigação do comportamento de materiais aquecidos com microonda.

Uma prática necessária nas cavidades monomodo é a realização da sua sintonia, ou seja, do casamento de sua impedância com a do restante do sistema de aquecimento. Essa prática é importante para que a energia da fonte do sistema de aquecimento possa ser convertida em calor no material a ser processado na cavidade.

O desenvolvimento de um modelo numérico para sistemas de aquecimento por microonda é muito válido. Esses modelos permitem, num espaço curto de tempo, prever o comportamento da distribuição de campo eletromagnético e da temperatura.

O conhecimento da distribuição dos campos é muito importante para projeto e otimização de sistemas de aquecimento.

A cavidade monomodo possui algumas características que dificultam a sua modelagem numérica. A referência [7] discute algumas dessas dificuldades utilizando a FDTD (Finite Difference Time Domain) e o MEF (Método dos Elementos Finitos).

Para o caso do MEF, essas dificuldades são encontradas na convergência da solução do sistema matricial. As razões do problema de convergência são a presença da íris e o caráter ressonante da cavidade. Isso acarreta em um enorme tempo de cálculo da distribuição do campo eletromagnético nessa cavidade.

Este trabalho apresenta um método semi-analítico que busca contornar as dificuldades de convergência citadas acima. O método foi proposto por Kriegsmann [7] e utiliza a teoria da matriz de espalhamento e uma técnica numérica. Nos resultados obtidos utilizando o método semi-analítico se conseguiu uma redução no tempo de cálculo da solução do problema eletromagnético da cavidade de aproximadamente 32 vezes.

1.1 Objetivo da Dissertação

Este trabalho tem por objetivo a investigação do processo de aquecimento por microondas em um material cerâmico (mulita) dentro de uma cavidade monomodo.

Para isso é analisado tanto o problema eletromagnético quanto o problema térmico dentro da cavidade. No problema eletromagnético, é utilizado o método semi-analítico comentado acima para o cálculo da distribuição de campo elétrico. E, no problema térmico, é aplicado o MEF para calcular a distribuição e a evolução de temperatura no material.

Antes, porém, da obtenção da distribuição dos campos, é realizada a sintonia da cavidade. A sintonia fornece a abertura da íris e o comprimento da cavidade, parâmetros esses que permitem o melhor acoplamento possível entre a fonte de microondas e o material a ser processado na cavidade.

Outro objetivo do trabalho é investigar a sensibilidade da sintonia em relação à alguns parâmetros da cavidade. Essa investigação vai permitir conhecer, de forma qualitativa, algumas características da cavidade monomodo.

Toda a análise acima vai ser feita considerando três diferentes geometrias para o material processado dentro da cavidade monomodo. Algumas interações são observadas entre a geometria do material e os parâmetros que sintonizam a cavidade.

1.2 Estrutura da Dissertação

O primeiro capítulo (1) apresenta o problema de aquecimento por microondas na cavidade monomodo num cenário amplo. Faz uma introdução ao tema da dissertação e expõe seus objetivos.

No segundo capítulo (2), o qual é dividido em quatro seções, é realizada uma descrição dos fenômenos físicos do processo de aquecimento na cavidade e é apresentada uma visão geral de um sistema de aquecimento real. Em sua primeira seção (2.1), o capítulo trata dos fenômenos de conversão da energia eletromagnética da microonda em energia térmica no material a ser aquecido na cavidade. São apresentadas as expressões matemáticas que modelam esse fenômeno. A segunda seção (2.2) equaciona a transferência de calor por condução num elemento infinitesimal de um material aquecido por microondas. Em 2.3, é apresentada uma visão geral de um sistema de aquecimento por microondas. Essa visão é muito importante para se conhecer a interação dos componentes que formam o sistema. Finalmente em 2.4, realiza-se uma análise eletromagnética da cavidade monomodo.

O terceiro capítulo (3) apresenta a formulação matemática dos problemas numéricos encontrados neste trabalho. Mostra-se a formulação utilizada pelo MEF para a solução dos problemas eletromagnéticos, em 3.1, e a formulação utilizada pelo MEF para a solução do problema térmico do aquecimento na cavidade, em 3.2.

O capítulo quarto (4) se refere, em sua primeira seção (4.1), à descrição do método semi-analítico para o cálculo da solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo. Já 4.2 trata da apresentação de uma técnica de sintonia para a cavidade monomodo.

No capítulo de número cinco são revelados os resultados do aquecimento da cerâmica na cavidade. São mostrados o campo eletromagnético e a distribuição de temperatura utilizando a metodologia exposta nos capítulos anteriores para diferentes geometrias da cerâmica.

As conclusões deste trabalho estão no sexto capítulo.

A dissertação ainda contém dois apêndices. O Apêndice I desenvolve duas técnicas de cálculo de coeficientes de reflexão e transmissão de obstáculos situados num guia de onda retangular. Esses coeficientes são importantes para a metodologia utilizada neste trabalho. O Apêndice II estima o alcance de propagação de alguns modos evanescentes excitados no guia retangular utilizado neste estudo.

Capítulo 2

Descrição dos Fenômenos Eletromagnéticos e Térmicos na Cavity Monomodo

Este capítulo tem o objetivo de analisar alguns fenômenos físicos encontrados na cavity monomodo. São descritos tanto os fenômenos eletromagnéticos quanto os fenômenos térmicos.

O capítulo é estruturado da seguinte forma: a primeira seção (2.1) trata da conversão da energia da microonda em energia térmica no material a ser aquecido na cavity; em 2.2 é realizado o modelamento matemático do problema térmico; na seção três são apresentados, de uma maneira geral, os componentes do sistema real de aquecimento e são descritas suas funcionalidades; finalmente em 2.4 é realizada uma análise eletromagnética da cavity monomodo.

As duas primeiras seções são importantes no objetivo central deste trabalho. A formulação matemática do problema térmico da cavity monomodo desenvolvida no Capítulo 3 é baseada na teoria exposta nessas seções.

A terceira parte do capítulo é importante na medida em que possibilita um entendimento global de um processo de aquecimento por microondas. Isso é de fato relevante, pois mudanças que ocorrem numa parte do sistema de aquecimento podem trazer consequências em outros lugares do sistema, inclusive no aquecimento do material que acontece dentro cavity.

E a seção quatro analisa do ponto de vista eletromagnético o objeto central da dissertação: a cavity monomodo. A análise se faz de grande valor uma vez que descreve alguns fenômenos eletromagnéticos ocorrentes dentro da cavity assim como cita algumas características dessa cavity.

2.1 Interação da Microonda com um Material Dielétrico

No aquecimento por microondas o objetivo é a conversão da energia eletromagnética contida nos campos da microonda em calor no material dielétrico que vai ser aquecido.

Na faixa de frequência ISM (Instrumental, Scientific and Medical), 400 MHz a 5.8 GHz, encontra-se parte da faixa de frequência associada à microonda. Na faixa de frequência ISM existem dois mecanismos físicos preponderantes que possibilitam a conversão da energia da microonda em energia térmica [2,8].

A condutividade elétrica é responsável por um desses mecanismos. A conversão da energia pela condutividade é mais significativa em frequências mais baixas da microonda (abaixo de 896 MHz). A conversão é devido à presença de correntes condutivas que fluem dentro do material e que por efeito Joule geram calor. Essa corrente é formada devido aos íons constituintes do material (ou alguma carga livre presente) e a presença do campo elétrico da microonda. A densidade de potência associada é:

$$p_c = \frac{1}{2} \sigma |\overline{E}|^2, \quad (2.1)$$

onde σ é a condutividade elétrica do material dielétrico, $|\overline{E}|$ é o módulo do campo elétrico da microonda.

Em frequências mais elevadas, encontra-se a segunda forma de conversão da energia. A conversão é devido à reorientação de dipolos elétricos presentes no material. Esses interagem com o campo eletromagnético da microonda e possibilitam a conversão da energia.

Os dipolos aparecem devido à estrutura molecular do material. Esses dipolos, quando na presença de um campo elétrico, sofrem uma força capaz de fazê-los reorientar suas posições. O consequente movimento dos dipolos é que causa a conversão de energia. A densidade de potência que quantifica essa conversão de energia é:

$$p_d = \frac{1}{2} \omega \varepsilon'' |\overline{E}|^2, \quad (2.2)$$

onde ω é a frequência angular e ε'' é a parte imaginária da permissividade.

O mais prático é definir a permissividade elétrica efetiva. Fazendo essa definição, podem-se tratar meios dielétricos e condutores da mesma forma e o efeito da condutividade e da permissividade são tratados com uma única expressão. A expressão é baseada na definição da permissividade efetiva mostrada abaixo:

$$\begin{aligned}\epsilon_c &= \epsilon_o \epsilon_r' - j \epsilon_o \left(\epsilon_r'' + \frac{\sigma}{\omega} \right), \\ \epsilon_{c_r}'' &= \epsilon_r'' + \frac{\sigma}{\omega},\end{aligned}\tag{2.3}$$

onde o subscrito r indica que a permissividade é relativa.

Agora as Equações 2.1 e 2.2 podem ser substituídas pela expressão:

$$p_{ef} = \frac{1}{2} \omega \epsilon_o \epsilon_{c_r}'' |\bar{E}|^2.\tag{2.4}$$

2.2 Equação de Transferência de Calor

Num material irradiado com microondas, a expressão de conservação da energia é:

$$q + q' = \frac{dU}{dt},\tag{2.5}$$

onde q é a taxa líquida de transferência de calor através das fronteiras do material, q' é a taxa de calor produzido no interior do material (devido à conversão de energia da microonda) e U é a energia interna do material.

A Equação 2.5 pode ser escrita na forma diferencial na seguinte maneira:

$$\nabla \cdot (\kappa \nabla T) + \frac{1}{2} \omega \epsilon_o \epsilon_{c_r}'' |\bar{E}|^2 = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t},\tag{2.6}$$

onde κ é a condutividade térmica, ρ é a densidade volumétrica e c_p o calor específico do material. A Equação 2.6 é expressa considerando que: (i) a taxa líquida de transferência de calor por condução através das faces de um elemento infinitesimal é dada pela lei de Fourier; (ii) que a taxa de variação da energia interna do elemento é igual ao produto da densidade volumétrica do material, pelo calor específico e pela taxa de aumento da temperatura; (iii) a taxa de calor gerado dentro do elemento é dada pela densidade de potência eletromagnética expressa pela Equação 2.4.

No material que vai ser aquecido por microondas, a troca de calor entre a sua superfície externa e o ambiente é feita por convecção. A densidade superficial de potência que é trocada com o meio é expressa por:

$$p_{conv} = h(T - T_{\infty}), \quad (2.7)$$

onde h é o coeficiente de transmissão de calor por convecção e T_{∞} é a temperatura ambiente.

2.3 Descrição de um Sistema de Aquecimento

Esta seção apresenta o esquema de um sistema de aquecimento por microondas real. É descrito o funcionamento e as características de cada componente que forma o sistema e a relação entre eles. Essa descrição será importante, pois permite entender a função que cada componente desempenha no processo de aquecimento que acontece dentro da cavidade.

Os sistemas de aquecimento por microondas podem ser analisados em três partes principais: (1) a fonte de microondas; (2) o sistema de transmissão e condicionamento da microonda e (3) a carga. Neste trabalho, o termo carga refere-se à cavidade juntamente com o material a ser processado.

A Figura 2.1 mostra o esquema de um sistema de aquecimento por microondas. E a seguir uma descrição dos componentes básicos desse sistema é apresentada.

Gerador de Microondas

As frequências aceitas comercialmente para aplicações de aquecimento por microondas são 896 MHz (Inglaterra) ou 915 MHz (EUA) e 2.45 GHz (mundialmente) [9]. As microondas são geradas pelos magnetrons.

Em um sistema, o magnetron encontra-se dentro de uma estrutura contendo outros componentes eletrônicos e um guia que permite a conexão com a parte de transmissão. O magnetron requer uma fonte potência para aquecimento do filamento, tensão do ânodo e campo magnético (em alguns casos). Para evitar problemas de compatibilidade e confiabilidade, o fornecedor do magnetron também fornece a fonte de alimentação. Assim, o que chamamos de gerador de microondas inclui também uma fonte de alimentação, um guia e o magnetron.

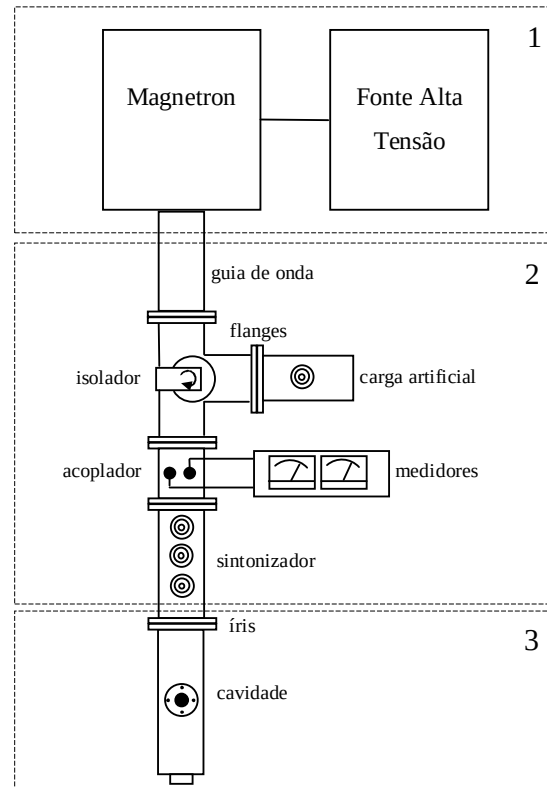


Figura 2.1 – Esquema básico de um sistema de aquecimento: (1) Fonte de Microondas, (2) Sistema de Transmissão/Condicionamento da Microonda e (3) Aplicador.

Circuladores e Isoladores

O circulador é um elemento passivo, não recíproco, com três ou mais portas, usado para transmitir a energia da microonda numa direção específica. O circulador pode ser usado como elemento de proteção evitando que a potência refletida retorne ao magnetron danificando-o. Um isolador é um circulador no qual uma carga, usada para dissipar a energia refletida, é ligada a uma das suas portas.

Sintonizador Manual ou Automático

O sintonizador é usado para casar a impedância de carga com a impedância da fonte. Assim, o sintonizador minimiza a quantidade de potência refletida, o que resulta num acoplamento mais eficiente da fonte com a carga. O sintonizador automático utiliza diais motorizados controlados eletronicamente por um microprocessador para casar a impedância da carga. Os sintonizadores automáticos

são muito úteis em aplicações onde a impedância de carga varia significativamente durante o processo de aquecimento.

Essa variação acontece por vários motivos, como por exemplo, a mudança das propriedades físicas do material processado na cavidade com a temperatura. Uma variação de impedância também pode ocorrer na fonte. Um motivo comum da variação é o desvio do ponto de funcionamento do magnetron devido ao aquecimento proporcionado pela potência refletida pela carga (instabilidade de acoplamento). Esse fenômeno justifica a presença do isolador no sistema de aquecimento.

Acoplador

É um componente utilizado para medição da potência incidente/refletida na carga. Existem acopladores direcionais que permitem separar as medições da potência incidente e refletida e os não-direcionais que não permitem realizar essa distinção.

Existem também os analisadores de rede. Esses são acopladores direcionais que permitem detectar a fase e a amplitude dos campos eletromagnéticos incidentes e refletidos. Essas medições são úteis para o cálculo dos elementos da matriz de espalhamento de um componente do sistema de aquecimento.

Íris

Tem a mesma função do sintonizador, buscando auxiliar no casamento das impedâncias da carga com o sistema de transmissão do dispositivo. Ela faz parte do aplicador.

Aplicador

O aplicador é a parte final do sistema de aquecimento onde se localiza o material a ser processado. Esse estudo tem o objetivo de analisar uma cavidade do tipo monomodo ou também conhecido como aplicador monomodo.

A cavidade monomodo tem uma parede condutora elétrica móvel na sua extremidade conhecida como curto. A mobilidade do curto também auxilia na realização do casamento de impedâncias.

2.4 Cavity Monomodo

A seção anterior procurou dar uma visão geral sobre o sistema de aquecimento. Serviu para perceber a interrelação entre as partes do sistema e definir o objetivo de cada uma dessas partes. Porém, o objetivo deste trabalho é estudar com detalhes a cavidade monomodo.

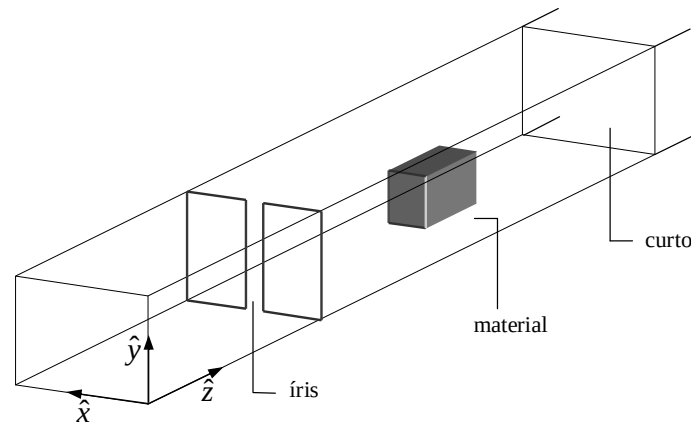


Figura 2.2 – Cavity monomodo.

A Figura 2.2 é uma representação detalhada da cavidade monomodo, a qual é constituída por uma íris e pelo curto.

A cavidade monomodo é utilizada normalmente em aplicações onde o tamanho e a perda do material processado são pequenos. Devido a essas limitações, o uso da cavidade monomodo na indústria é restrito. Mas existem aplicações onde o uso da cavidade é interessante. Entre algumas dessas aplicações é possível citar a soldagem de pequenas peças e a sinterização de cerâmicas.

Vale abrir um pequeno espaço aqui e citar algumas características de outro tipo de cavidade largamente utilizada no processo de aquecimento por microondas: a cavidade multimodo [10]. Um esquema básico dessa cavidade é mostrado na Figura 2.3.

A cavidade multimodo, pela sua capacidade de processar maior quantidade de material, é mais encontrada em processos industriais que a monomodo. Entre algumas de suas vantagens, está a possibilidade de se conseguir um aquecimento mais uniforme. Isso pode ser alcançado fazendo o acoplamento da energia na cavidade por diversos locais (várias fontes de energia).

A diferença básica entre as cavidades monomodo e multimodo está no aparecimento de modos dentro dessas cavidades.

Na cavidade multimodo, devido as suas dimensões, poderão aparecer em seu domínio a presença de muitos modos numa pequena faixa de frequências. Já na

cavidade monomodo acontece o contrário. Devido à escolha das dimensões da cavidade monomodo irá aparecer em seu interior preponderantemente um único modo, o dominante. Isso facilita uma análise rápida dessa cavidade, pois se pode de antemão ter uma estimativa do campo eletromagnético em seu interior.

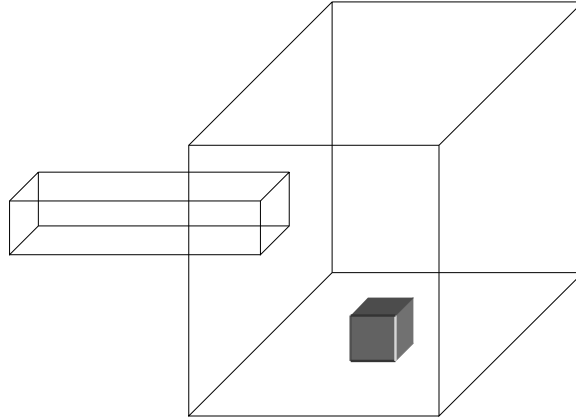


Figura 2.3 – Cavity multimodo.

Juntando a isso, vale dizer também que devido à presença da íris e do material a ser processado irão aparecer na cavidade monomodo alguns modos evanescentes nas vizinhanças desses elementos. Esses modos irão gerar pequenas perturbações sobrepostas ao campo do modo dominante. Quanto menor for a dimensão do material e pequena for o valor da sua perda (ϵ''_{c_r} tendendo para zero e ϵ'_{c_r} tendendo para a unidade), menor será essa perturbação.

Outra característica da cavidade monomodo é que, devido à pouca perda do material processado na cavidade, um alto valor de campo eletromagnético tem de ser obtido dentro dessa cavidade. Isso se faz necessário para que haja uma boa quantidade de energia absorvida pelo material (Equação 2.4). Então, para que essa cavidade funcione de maneira satisfatória, ela deve possuir um alto fator de qualidade. A expressão do fator de qualidade de uma cavidade é:

$$Q = \omega \frac{\text{energia armazenada}}{\text{potência dissipada}}, \quad (2.8)$$

onde o numerador da expressão acima é a energia armazenada no campo dentro da cavidade e o denominador é a potência dissipada no material.

Outra característica que aparece na cavidade monomodo, e que vale ser ressaltada, é a ressonância. Pelo fato da cavidade ter um alto fator de qualidade, ela vai possuir uma banda de passagem bem estreita, caracterizando, assim, a cavidade monomodo como ressonante.

O valor elevado de campo eletromagnético dentro da cavidade monomodo vai ser obtido devido à sintonia da cavidade. Esse processo de sintonia busca fazer com que o máximo de energia seja absorvido pelo material que vai ser aquecido através do casamento de impedâncias. No Capítulo 4 será desenvolvida uma técnica para a sintonia da cavidade monomodo.

2.4.1 Casamento de Impedância ou Sintonia

Em sistemas de microondas, o casamento de impedância é sempre um dos objetivos do projeto. O propósito do casamento de impedância, nos sistema de aquecimento, é fazer com que toda a energia disponibilizada pelo magnetron seja entregue ao material a ser processado. Para isso é necessário que a impedância do sistema de transmissão da microonda seja igual àquela da carga. Quando relacionado com cavidades, o processo de casamento de impedâncias é também conhecido como sintonia.

Neste estudo, um sistema constituído por um guia de onda diretamente acoplado a uma cavidade monomodo é considerado.

Para que o casamento de impedância seja realizado, é algumas vezes necessária a introdução de um componente adicional entre a carga e o sistema de transmissão. Esse componente é aqui denominado de rede de casamento de impedância, Figura 2.4.

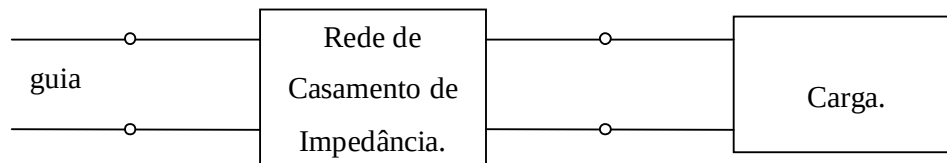


Figura 2.4 – Casamento de impedâncias no sistema de aquecimento.

A escolha prática de uma rede de casamento de impedância é feita levando-se em conta alguns pontos importantes. Entre estes, vale destacar a possibilidade de se fazer um ajuste fino. Isso é importante, pois em algumas aplicações a impedância da carga é variável, o que exige um reajuste da impedância da rede para que o dispositivo continue sintonizado. Outras características importantes na escolha de uma rede de casamento de impedância são: simplicidade, banda de passagem, facilidade de implementação e baixas perdas.

No sistema de aquecimento apresentado neste trabalho, a rede de casamento de impedância é uma íris. Na Figura 2.5, são apresentados alguns tipos de íris utilizadas na prática para sintonia dos sistemas de aquecimento. Conforme a predominância dos modos que as íris excitam elas podem ser denominadas indutiva, capacitiva ou ressonante.

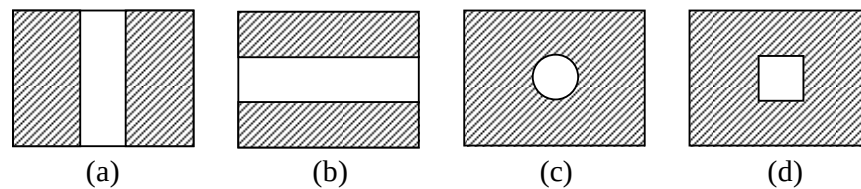


Figura 2.5 – Tipos de íris: (a) indutiva, (b) capacitiva e (c-d) ressonante.

Quando um modo TE_{10} é incidente sobre a íris do tipo (a) modos evanescentes TE_{n0} são excitados nas vizinhanças dessa íris para que as condições de contorno possam ser satisfeitas. Esses modos não propagantes excitados armazenam predominantemente energia magnética por isso o nome dado de íris indutiva. Já na íris do tipo capacitiva acontece diferente, pois os modos evanescentes excitados por ela têm mais energia elétrica do que magnética daí o nome de capacitiva. E no caso das íris ressonantes os modos evanescentes possuem tanto energia elétrica quanto energia magnética, não havendo predominância. A caracterização por isso se dá pela energia elétrica e magnética dos modos evanescentes excitados pelas íris.

Neste trabalho foi utilizada uma íris do tipo indutiva. Essa escolha foi feita devido à capacidade de ajuste na sua abertura. Esse ajuste é importante, pois como neste trabalho são processados materiais com diferentes geometrias, vão ser exigidas diferentes condições de sintonia para a cavidade.

Como dito anteriormente, a função da íris é realizar a sintonia da cavidade. No processo de aquecimento com cavidades monomodo, a perda dos materiais processados é pequena. Assim, sintonizar a cavidade significa, simultaneamente, realizar o casamento das impedâncias do guia com a da cavidade e também obter um elevado padrão de campo eletromagnético nessa cavidade.

Os fenômenos de reflexão que aparecem dentro da cavidade, devido à presença da íris e do curto, possibilitam o surgimento de um padrão de onda estacionária que leva ao aparecimento de campos elevados dentro da cavidade. Esse padrão de campo elevado dentro da cavidade é uma das características específicas da cavidade monomodo.

Desse modo, no Capítulo 4 é desenvolvida uma técnica de sintonia que busca maximizar o campo dentro da cavidade. A técnica utiliza a possibilidade de ajuste na abertura da íris e na posição do curto.

2.4.2 Modelo de Circuitos

Existem situações em que é possível e conveniente o uso de circuito equivalente em problemas de microondas [11]. Quando a análise do problema exige conhecer valores pontuais dos campos eletromagnéticos, o uso do conceito de circuito equivalente não se aplica e, nesse caso, as equações de Maxwell para o problema devem ser resolvidas.

Por outro lado, quando a análise não exige conhecer os detalhes do problema de microondas, mas sim em obter valores terminais, o uso do circuito equivalente é interessante.

Um exemplo onde o uso das técnicas de circuitos é interessante é na análise de sistemas com elementos ligados em cascata. Em projeto de sistemas como esses se faz necessário a análise de várias configurações para a escolha daquela que tem melhor desempenho. Nesses casos, o uso das técnicas de circuitos traz facilidade e rapidez na análise.

2.4.2.1 Circuito de Duas Portas de uma Rede de Microondas

A Figura 2.6 mostra um guia de onda com um obstáculo posicionado em seu interior, $z=0$. O obstáculo divide o guia em duas regiões: a região 1, $z<0$, e a 2, $z>0$. As dimensões do guia são tais que somente o modo TE_{10} propaga.

O obstáculo é iluminado por dois campos, um na direção $+\hat{z}$ e outro na direção $-\hat{z}$. Esses campos incidentes são espalhados pelo obstáculo em dois campos também nas direções $+\hat{z}$ e $-\hat{z}$. Para uma distância tal que se possa desprezar a influência dos modos evanescentes excitados pelo obstáculo, definem-se os campos nas regiões 1 e 2 da seguinte forma

região1:

$$\begin{aligned} E_{y_1} &= \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_1^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + A_1^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right), \\ H_{x_1} &= -\frac{1}{Z_{TE_{10}}} \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_1^+ e^{-jk_{z_{10}} z} - A_1^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right), \end{aligned} \quad (2.9)$$

região 2:

$$\begin{aligned} E_{y_2} &= \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_2^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + A_2^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right), \\ H_{x_2} &= -\frac{1}{Z_{TE_{10}}} \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \left(A_2^+ e^{-jk_{z_{10}} z} - A_2^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

onde a é a largura do guia, $Z_{TE_{10}}$ é a impedância de onda do modo TE_{10} , $k_{z_{10}}$ é a constante de propagação do modo TE_{10} , A_1 e A_2 são as amplitudes dos modos.

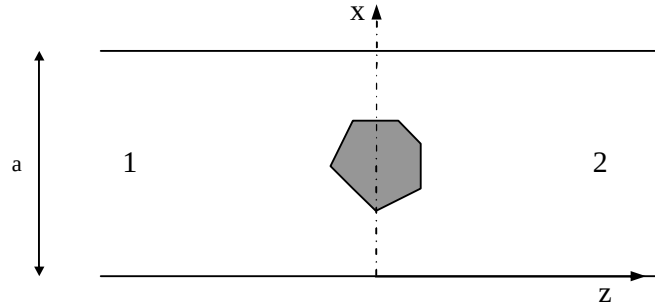


Figura 2.6 – Obstáculo situado num guia de onda retangular.

As equações acima podem ser reescritas como

$$\begin{aligned}
E_{y_i} &= \frac{\text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{C_1} \left(V_i^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + V_i^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right), \\
H_{x_i} &= -\frac{\text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{Z_{TE_{10}} C_2} \left(I_i^+ e^{-jk_{z_{10}} z} - I_i^- e^{+jk_{z_{10}} z} \right).
\end{aligned} \tag{2.11}$$

onde $i = 1, 2$ representa os meios 1 e 2, V_i e I_i são definidos a partir do campo elétrico e do magnético, respectivamente.

As duas condições para determinar os parâmetros C_1 e C_2 são:

- A impedância de onda do problema original deve ser igual à impedância característica do circuito equivalente deduzido.
- A potência calculada no circuito equivalente, na forma de $P = \frac{1}{2} VI^*$, deve ser igual à potência que propaga no guia, $P = \frac{1}{2} \iint_S \bar{E} \times \bar{H}^* dS$.

Para os modos TE_{10} 's

$$\begin{aligned}
C_1 &= \sqrt{\frac{ab}{2}}, \\
C_2 &= \frac{1}{Z_{TE_{10}}} \sqrt{\frac{ab}{2}}.
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Com as definições acima e a Equação 2.11, a representação dos campos, nas regiões 1 e 2, pode ser feita considerando somente a dependência com a coordenada z

$$\begin{aligned}
V_1 &= V_1^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + V_1^- e^{+jk_{z_{10}} z}, \\
I_1 &= I_1^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + I_1^- e^{+jk_{z_{10}} z}, \\
V_2 &= V_2^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + V_2^- e^{+jk_{z_{10}} z}, \\
I_2 &= I_2^+ e^{-jk_{z_{10}} z} + I_2^- e^{+jk_{z_{10}} z}.
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Essas relações satisfazem a conhecida equação das linhas de transmissão (LT) apresentada abaixo

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 V_i(z)}{dz^2} + k_{z_{10}}^2 V_i(z) &= 0, \\
\frac{d^2 I_i(z)}{dz^2} + k_{z_{10}}^2 I_i(z) &= 0.
\end{aligned} \tag{2.14}$$

Vale colocar aqui também as relações úteis:

$$\frac{V_i^+}{I_i^+} = \frac{V_i^-}{I_i^-} = Z_{TE_{10}},$$

$$P = \frac{1}{2} V_i^+ (I_i^+)^* = \frac{ab|A|^2}{4Z_{TE_{10}}}. \quad (2.15)$$

Portanto, as regiões 1 e 2 podem ser representadas como LT's (circuitos equivalentes) como o demonstrado abaixo

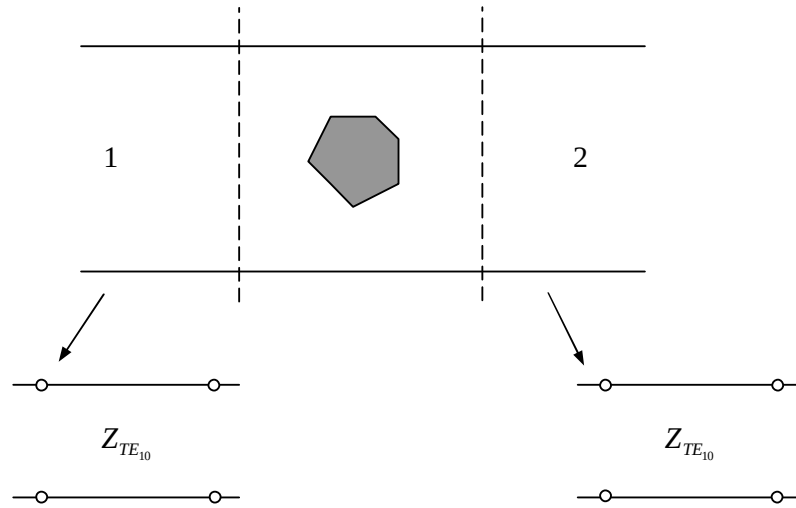


Figura 2.7 – Modelamento de um problema de microondas com uma LT.

Em redes de microondas usa-se muito a modelagem através das matrizes de impedância e de espalhamento para representar circuitos equivalentes.

Um obstáculo num guia retangular é modelado por uma matriz de impedância da seguinte forma

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix},$$

$$[V] = [Z][I], \quad (2.16)$$

onde $[Z]$ é a matriz de impedância e é determinada pelas propriedades do obstáculo. A Figura 2.8 mostra um circuito equivalente da matriz de impedância.

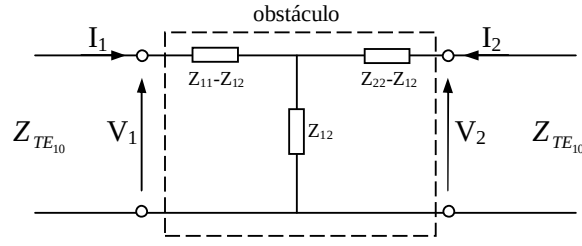


Figura 2.8 – Circuito T equivalente do obstáculo.

A modelagem do obstáculo feita pela matriz de espalhamento resulta no sistema abaixo

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix},$$

$$[V^-] = [S][V^+], \quad (2.17)$$

onde $[S]$ é a matriz de espalhamento.

Se a rede é recíproca, então, as matrizes $[Z]$ e $[S]$ são simétricas. A relação entre os elementos de $[Z]$ e $[S]$ são da seguinte forma

$$\begin{aligned} Z_{11} &= Z_{TE_{10}} \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12}^2}{\Delta S}, \\ Z_{12} &= Z_{TE_{10}} \frac{2S_{12}}{\Delta S}, \\ Z_{22} &= Z_{TE_{10}} \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}^2}{\Delta S}, \\ \Delta S &= (1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12}^2. \end{aligned} \quad (2.18)$$

2.4.2.2 Circuito Equivalente para a Cavity Monomodo

A análise anterior, feita para um obstáculo situado no guia, pode ser estendida para qualquer rede de microondas de duas portas. Todo esse desenvolvimento será aplicado também para a íris.

A matriz de espalhamento é obtida calculando-se os coeficientes de reflexão e de transmissão dos obstáculos. Com os elementos da matriz de espalhamento, a matriz de impedância é calculada, como demonstrado na Equação 2.18.

Coeficientes de reflexão e de transmissão para obstáculos como aquele mostrado na Figura 2.6 podem ser calculados de várias formas. No Apêndice I são

discutidas duas técnicas de cálculo numérico desses coeficientes. Na referência [12] outra técnica diferente é apresentada utilizando o casamento de modos e também relações integrais. O inconveniente dessa técnica é que ela foi desenvolvida apenas para obstáculos retangulares e cilíndricos.

Já coeficientes de reflexão e transmissão de obstáculos do tipo da íris possuem soluções analíticas. Essas soluções são clássicas e apresentadas em várias referências [11, 13-15].

Os coeficientes de reflexão e transmissão podem também ser obtidos de maneira prática através dos acopladores (analisadores de rede) descritos na Seção 3 desse capítulo.

Dessa maneira, o único elemento da cavidade que falta a descrição por um circuito equivalente é o curto. Como no caso do guia, a sua representação no circuito equivalente também é através de um curto no circuito.

A Figura 2.9 mostra a forma completa do circuito equivalente da cavidade. Os dois obstáculos do aplicador, a íris e o material processado, são representados por suas impedâncias concentradas. As distâncias tanto entre a íris e o material processado quando entre o material processado e o curto são mostradas na Figura 2.9. Essas distâncias são aquelas percorridas pelas ondas de tensão e corrente numa LT equivalente (ou as distâncias percorridas pelo campo elétrico e pelo magnético no dispositivo).

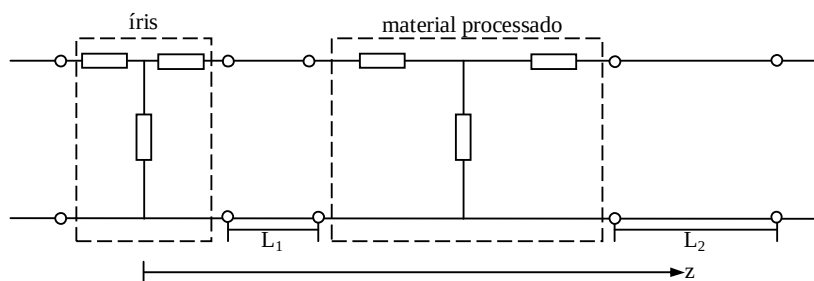


Figura 2.9 – Circuito equivalente para a cavidade monomodo.

Muitas informações a respeito de componentes de um sistema de aquecimento são fornecidas baseadas nas impedâncias equivalentes, como por exemplo os

coeficientes de reflexão e de transmissão. Por isso toda a metodologia desenvolvida nessa seção é importante.

No próximo capítulo será desenvolvida toda a formulação matemática necessária aos métodos numéricos que irão resolver o problema eletromagnético e o térmico da cavity monomodo.

Capítulo 3

Modelagem do Problema Eletromagnético e Térmico Utilizando o Método de Elementos Finitos

Neste capítulo, o MEF é aplicado na discretização do problema eletromagnético e térmico dentro de uma cavidade monomodo parcialmente preenchida com um material dielétrico.

No problema eletromagnético, a formulação vetorial é usada no domínio da frequência com elementos de aresta de primeira ordem [16-17]. No problema térmico, é utilizada a formulação escalar no domínio do tempo com elementos nodais de primeira ordem [18]. No domínio do tempo, a discretização espacial do problema térmico resulta em um sistema de equações diferenciais ordinárias de primeira ordem. Esse sistema é resolvido com a discretização temporal feita com método de Crank-Nicolson.

Este capítulo está dividido em duas seções. A primeira descreve a formulação do MEF para a solução do problema eletromagnético e a segunda descreve a formulação para a solução do problema térmico.

3.1 Problema Eletromagnético

A solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo, utilizando o MEF, apresenta algumas dificuldades de convergência na solução do sistema matricial comentadas no Capítulo 1. Para contornar essas dificuldades, é apresentado no Capítulo 4 um método semi-analítico. Mediante algumas simplificações, esse método consegue resolver numericamente um problema eletromagnético mais simples do que aquele que o MEF resolve para a cavidade monomodo.

O referido método necessita, em sua formulação, do cálculo dos coeficientes de reflexão e de transmissão do material a ser processado situado num guia infinito. Técnicas que calculam os coeficientes são apresentadas no Apêndice I. No entanto,

essas técnicas utilizam a solução numérica do problema eletromagnético de um guia retangular carregado com o material.

Pelo descrito acima, e visto que este trabalho se propõe em resolver o problema eletromagnético da cavidade monomodo utilizando o método semi-analítico, existem três problemas eletromagnéticos diferentes que são resolvidos neste trabalho utilizando o MEF; eles são: (i) aquele resolvido na parte numérica do método semi-analítico, (ii) aquele resolvido para o cálculo dos coeficientes de reflexão e de transmissão e (iii) aquele da cavidade monomodo propriamente dito. O resultado de (iii) é importante para avaliar a eficiência computacional do método semi-analítico.

Nesta seção, é desenvolvida a formulação do MEF para o problema eletromagnético encontrado no Apêndice I, que é o problema utilizado no cálculo dos coeficientes de reflexão e transmissão do material em um guia retangular. Isso será feito, pois as formulações utilizadas nos outros dois problemas podem ser facilmente deduzidas a partir dessa formulação.

3.1.1 Forma Forte

A Figura 3.1 mostra um guia de onda retangular infinito com um obstáculo no seu interior. O obstáculo é assumido ser um dielétrico com perdas e permeabilidade relativa unitária. O guia é alimentado por uma fonte de energia que gera os modos propagantes.

A equação diferencial parcial que governa a distribuição de campo elétrico no interior do guia é

$$\nabla \times \nabla \times \bar{E} - k_o^2 \epsilon_{c_r} \bar{E} = 0, \quad (3.1)$$

onde $k_o^2 = \omega^2 \epsilon_o \mu_o$ é a constante de propagação no espaço livre e ϵ_{c_r} é a permissividade efetiva relativa.

A superfície lateral do guia, S_1 , é considerada condutora elétrica perfeita e, portanto, nela a condição de contorno de Dirichlet é homogênea

$$\hat{n} \times \bar{E} = 0, \quad (3.2)$$

sendo $\hat{n}$ é o vetor unitário normal que aponta para fora do guia.

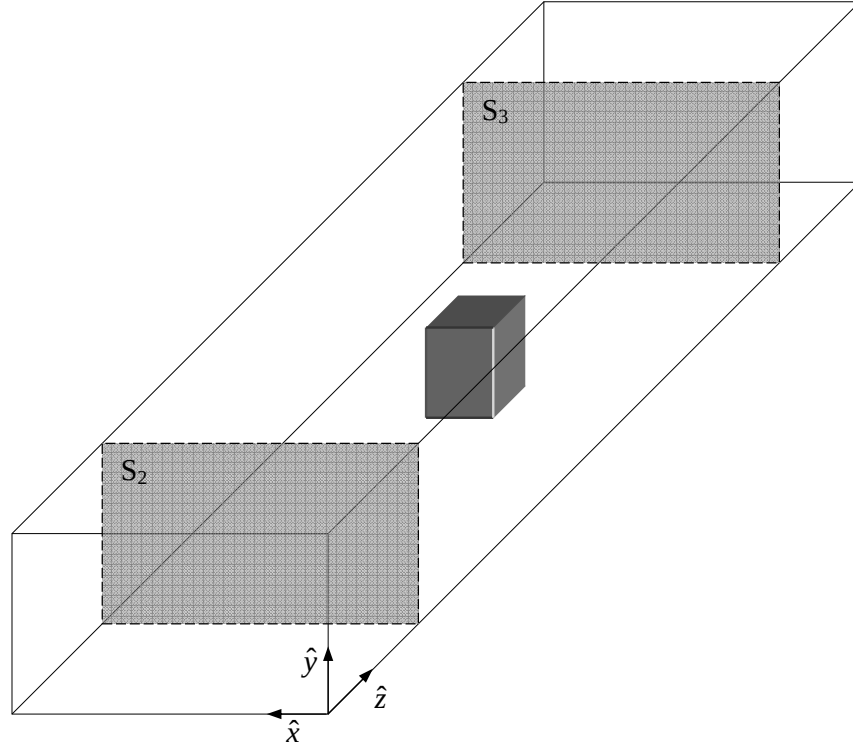


Figura 3.1 – Guia de onda retangular com um obstáculo no seu interior.

Na fronteira ar-obstáculo, S_d , a descontinuidade apresentada em ε_{c_r} introduz a seguinte condição de interface

$$\hat{n}_d \times (\nabla \times \bar{E}^-) = \hat{n}_d \times (\nabla \times \bar{E}^+), \quad (3.3)$$

onde $\hat{n}_d$ é o vetor normal à S_d . Os sobrescritos (+) e (-) indicam valores de campo tomados dentro e fora do obstáculo, respectivamente.

Como o domínio de solução do MEF deve ser limitado, o guia é truncado através de duas superfícies, S_2 e S_3 , mostradas na Figura 3.1. Nesse sentido, o domínio de solução é a união do dielétrico com a região de ar, $\Omega = \Omega_{ar} \cup \Omega_d$, limitado pela superfície $S = S_1 \cup S_2 \cup S_3$.

As superfícies S_2 e S_3 são modeladas através de condições de contorno que refletem a física do problema. Assim, a superfície S_3 deve ser transparente para as ondas incidentes nela. Por outro lado, S_2 deve tanto permitir a entrada da onda gerada pela fonte quanto ser transparente para as ondas refletidas pelo obstáculo. A expressão matemática para as condições de contorno impostas nessas superfícies é dada abaixo:

$$\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E}) + \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E}) = \bar{\chi}. \quad (3.4)$$

Essa é uma condição de contorno do terceiro tipo. Os parâmetros δ e $\bar{\chi}$ são constantes específicas para cada superfície. A dedução dessas constantes está na Seção 3.1.3.

3.1.2 Forma Fraca

O primeiro passo na obtenção da forma fraca é realizar a integração, sobre o domínio Ω , do resíduo da Equação 3.1 ponderado por uma função de teste $\bar{v}$

$$\int_{\Omega} \bar{v} \cdot (\nabla \times \nabla \times \bar{E} - k_o^2 \epsilon_{c_r} \bar{E}) d\Omega = 0, \quad (3.5)$$

de modo que $\bar{v}$ deve ser tal que $\hat{n} \times \bar{v} = 0$ sobre S_1 .

Fazendo a integração por partes da Equação 3.5, tem-se

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} [(\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_o^2 \epsilon_{c_r} \bar{v} \cdot \bar{E}] d\Omega + \int_{S_1} \bar{v} \cdot [\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E})] dS_1 + \int_{S_2, S_3} \bar{v} \cdot [\bar{\chi} - \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E})] dS + \\ \int_{S_d} \bar{v} \times (\nabla \times \bar{E}^- - \nabla \times \bar{E}^+) \cdot \hat{n} dS_d = 0. \end{aligned} \quad (3.6)$$

A primeira integral de superfície sobre S_1 é sempre nula, pois $\bar{v}$ tem as componentes tangenciais nulas sobre essa superfície. A terceira integral de superfície também é nula pela imposição da condição de interface.

Portanto, determinar o campo vetorial $\bar{E}$, cuja componente tangencial é nula sobre S_1 , requer resolver a seguinte forma fraca

$$\int_{\Omega} ((\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_o^2 \epsilon_{c_r} \bar{v} \cdot \bar{E}) d\Omega = - \int_{S_2, S_3} \bar{v} \cdot (\bar{\chi} - \delta \hat{n} \times (\hat{n} \times \bar{E})) dS. \quad (3.7)$$

3.1.3 Dedução das constantes da condição de contorno do 3º tipo

Os valores das constantes $\bar{\chi}$ e δ são dependentes da superfície onde é aplicada a condição de contorno do terceiro tipo [19]. Nesta seção, as referidas constantes são deduzidas para as superfícies S_2 e S_3 da Figura 3.1.

Para o problema eletromagnético analisado, as dimensões do guia de onda são consideradas tais que somente o modo TE_{10} propaga na frequência de trabalho.

As superfícies S_2 e S_3 são posicionadas a uma distância do obstáculo tal que a influência dos modos evanescentes, excitados pelo obstáculo, possa ser desprezada. Assim, somente o modo TE_{10} existe nessas superfícies.

Na superfície S_2 existem dois modos TE_{10} . Um deles é o incidente produzido pela fonte e o outro é o refletido pelo obstáculo. Esses modos são dados pelas expressões abaixo.

$$\bar{E}_{total} = \bar{E}_{inc} + \bar{E}_{ref} = \left[E_o \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} + R \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z} \right] \hat{y}. \quad (3.8)$$

Na superfície S_3 , existe apenas o modo TE_{10} transmitido pelo obstáculo devido à incidência de $\bar{E}_{inc}$. Esse modo é dado por

$$\bar{E}_{trans} = T \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y}. \quad (3.9)$$

Aplicando a Equação 3.4 em S_2 com os campos da Equação 3.8 tem-se

$$-\hat{z} \times (\nabla \times \bar{E}_{tot}) = -jk_{z_{10}} (\bar{E}_{inc} - \bar{E}_{ref}) = +jk_{z_{10}} (\bar{E}_{tot} - 2\bar{E}_{inc}), \quad (3.10)$$

o que fornece $\delta = jk_{z_{10}}$ e $\bar{\chi} = -2jk_{z_{10}} \bar{E}_{inc}$.

De maneira semelhante em S_3 , só que considerando o campo da Equação 3.9, obtém-se

$$\hat{n} \times (\nabla \times \bar{E}_{trans}) = \hat{z} \times (\nabla \times \bar{E}_{trans}) = jk_{z_{10}} \bar{E}_{trans}, \quad (3.11)$$

o que fornece $\delta = jk_{z_{10}}$ e $\bar{\chi} = 0$.

Substituindo as Equações 3.10 e 3.11 na Equação 3.7, chega-se à equação abaixo

$$\int_{\Omega} ((\nabla \times \bar{v}) \cdot (\nabla \times \bar{E}) - k_0^2 \epsilon_{c_r} \bar{v} \cdot \bar{E}) d\Omega + jk_{z_{10}} \int_{S_2} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_2 + jk_{z_{10}} \int_{S_3} \bar{v} \cdot \bar{E} dS_3 = -2jk_{z_{10}} \int_{S_2} \bar{v} \cdot \bar{E}_{inc} dS_2. \quad (3.12)$$

A Figura 3.2 (a) e (b) mostra duas variações do problema discutido, sendo que tais variações também são resolvidas nesta dissertação. Na Figura 3.2 (a), o guia de onda é terminado com um curto. Desse modo, a superfície S_3 se torna condutora elétrica perfeita com condição de contorno de Dirichlet homogênea. Esse é o problema eletromagnético resolvido no método semi-analítico.

Já o outro problema, Figura 3.2 (b), representa a cavidade monomodo propriamente dita. Nesse caso, a superfície S_3 também se torna condutora elétrica perfeita juntamente com as paredes que formam a íris. No entanto, os modos evanescentes excitados pela íris deslocam a superfície S_2 acarretando um aumento do domínio computacional.

A solução do problema mostrado na Figura 3.2 (b) usando diretamente a formulação do MEF apresenta algumas dificuldades de convergência na solução do sistema matricial. Será descrito um método semi-analítico que procura eliminar essas dificuldades e obtém a solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo de uma maneira mais eficiente computacionalmente, no capítulo seguinte.

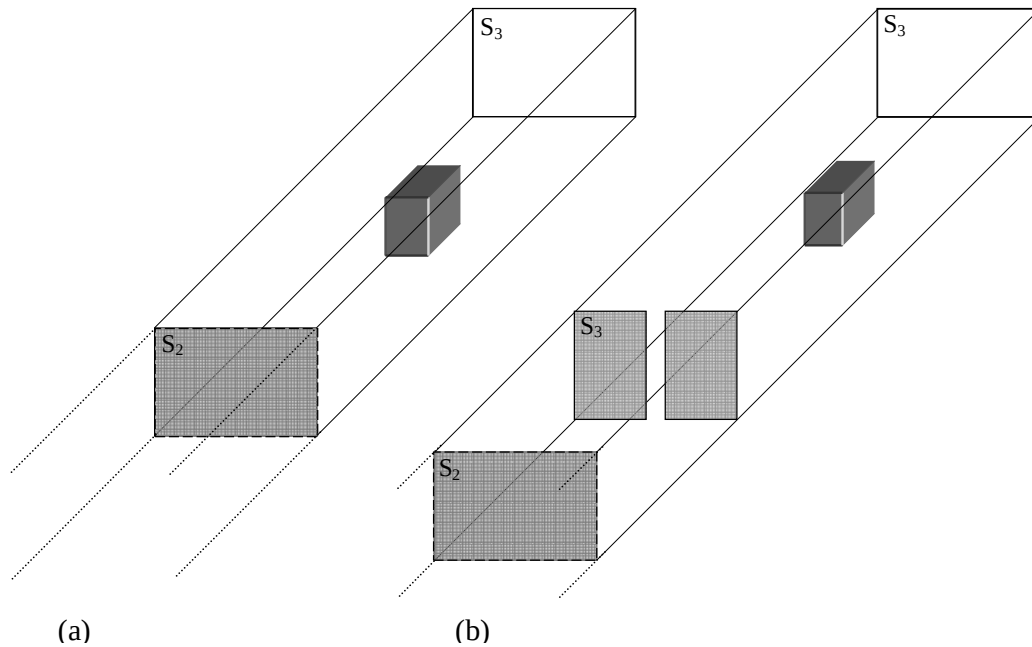


Figura 3.2 – (a) Guia de onda curto circuitado. (b) Cavidade monomodo.

3.1.4 Discretização Espacial

O MEF implementado neste trabalho utiliza funções de forma definidas na aresta de primeira ordem para interpolar o campo elétrico numa malha de tetraedros. A discretização da Equação 3.12 resulta em um somatório de integrais realizadas nos elementos tetraédricos da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
k_{ij}^e &= \int_{\Omega^e} (\nabla \times \bar{N}_i^e) \cdot (\nabla \times \bar{N}_j^e) d\Omega^e - k_0^2 \epsilon_{c_r} \int_{\Omega^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e d\Omega^e + jk_{z_{10}} \int_{S_2^e, S_3^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{N}_j^e dS^e, \\
f_i^e &= -2jk_{z_{10}} \int_{S_2^e} \bar{N}_i^e \cdot \bar{E}_{inc} dS_2^e,
\end{aligned} \tag{3.13}$$

resultando no sistema matricial:

$$K g = F, \tag{3.14}$$

onde Ω_e e S_i^e representam, respectivamente, o domínio de cada tetraedro e a área de alguma face do tetraedro coincidente com a superfície de contorno S_i . A função de base associada à aresta i é representada por $\bar{N}_i^e$ e tem domínio em Ω^e . Os coeficientes k_{ij}^e e f_i^e são contribuições de cada aresta à matriz rigidez, K , e ao vetor força, F . O vetor g é o vetor de incógnitas, circulação do campo elétrico nas arestas da malha.

3.2 Problema Térmico

O problema térmico modelado neste capítulo é o aquecimento de um dielétrico dentro da cavidade monomodo. A solução desse problema é feita utilizando a formulação escalar do MEF no domínio do tempo.

3.2.1 Forma Forte

O domínio de solução do problema térmico, $\Omega_d \subset R^3$, é o interior do material a ser processado na cavidade. Na Figura 3.3, são apresentadas algumas geometrias típicas dos materiais a serem processados na cavidade.

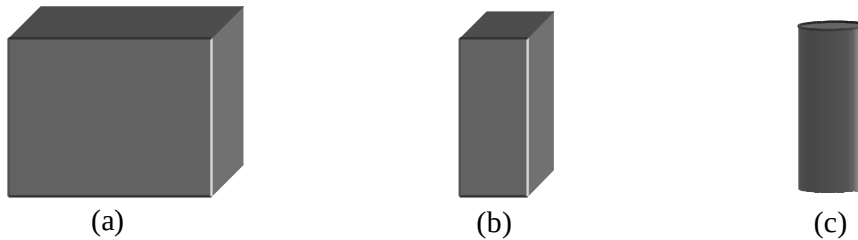


Figura 3.3 – Geometria do dielétrico que é aquecido na cavidade monomodo, (a) barra, (b) poste retangular e (c) poste cilíndrico.

A equação diferencial parcial a ser resolvida em Ω_d para o problema térmico é a equação que governa a transferência de calor por condução que é mostrada abaixo:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k \nabla T) + q'. \quad (3.15)$$

O domínio Ω_d é limitado pela superfície S_d , onde é aplicada a condição de contorno que descreve o fluxo de calor por convecção, dada pela seguinte relação:

$$-k(\nabla T) \cdot \hat{n} = h(T - T_\infty). \quad (3.16)$$

3.1.2 Forma Fraca

A obtenção da forma fraca segue o mesmo procedimento do problema eletromagnético. Porém, a função de teste é escalar.

$$\int_{\Omega_d} v \left(\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (k \nabla T) - q' \right) d\Omega_d = 0. \quad (3.17)$$

Fazendo a integração por partes e substituindo a expressão da condição de contorno sobre S_d obtém-se a seguinte forma fraca

$$\int_{\Omega_d} \left(\rho c_p v \frac{\partial T}{\partial t} + k \nabla v \cdot \nabla T \right) d\Omega_d + \int_{S_d} v h (T - T_\infty) dS_d = \int_{\Omega_d} v q' d\Omega_d. \quad (3.18)$$

O termo fonte do problema térmico, q' , provém do campo elétrico da microonda, que é solução do problema eletromagnético. Nas simulações apresentadas nesse trabalho, não serão consideradas as variações nas propriedades elétricas e térmicas do material que, em geral, são funções da temperatura. Por isso, o termo fonte fica constante durante toda a simulação.

As referências [20-21] apresentam um modelo mais realista do acoplamento entre o problema eletromagnético e o térmico. A referência [20] desenvolve um modelo unidimensional para um material semi-infinito incidido por uma onda plana que permite tratar a variação da permissividade elétrica com a temperatura. O cálculo do campo eletromagnético nesse caso é feito analiticamente. Já a referência [21] traz um modelo mais completo que permite não somente considerar a variação da permissividade com a temperatura, mas também com a frequência. Essa referência calcula a distribuição de temperatura num material processado numa cavidade multimodo. Nesse caso, o cálculo do campo foi feito utilizando a FDTD.

3.1.3 Discretização Espacial

O MEF implementado para o problema térmico utiliza funções de forma nodais de primeira ordem para interpolar a temperatura numa malha de tetraedros. A discretização da Equação 3.18 resulta em um somatório de integrais realizadas dentro dos elementos tetraédricos da seguinte forma

$$\begin{aligned} m_{ij}^e &= \rho c_p \int_{\Omega^e} N_i^e N_j^e d\Omega^e, \\ k_{ij}^e &= \kappa \int_{\Omega^e} \nabla N_i^e \cdot \nabla N_j^e d\Omega^e + h \int_{S^e} N_i^e N_j^e dS^e, \\ f_i^e &= \int_{\Omega^e} N_i^e q' d\Omega^e + h \int_{S^e} N_i^e T_\infty dS^e, \end{aligned} \quad (3.19)$$

resultando em um sistema de equações diferenciais ordinárias que pode ser representado pelo sistema matricial a seguir

$$M \frac{dg}{dt} + K g = F, \quad (3.20)$$

onde N_i^e é a função de base associada ao nó i com domínio em Ω^e . Os coeficientes m_{ij}^e , k_{ij}^e e f_i^e são as contribuições de cada nó à matriz massa, M , à matriz rigidez, K , e ao vetor força, F , respectivamente. O vetor g é o vetor de incógnitas, temperatura em cada instante, do MEF.

3.1.4 Discretização Temporal

O problema térmico analisado nesse capítulo é um problema no domínio do tempo. É interessante para este trabalho analisar o regime transitório da distribuição de temperatura no material a ser processado na cavidade monomodo.

O sistema de equações diferenciais do MEF da Equação 3.20 é resolvido num intervalo de tempo, $0 \leq t \leq t_{\max}$, e para tanto é usado um método de discretização temporal.

O método de discretização utilizado é o de Crank-Nicolson. A evolução no tempo e a avaliação da derivada do vetor g são feitas da seguinte forma nesse método

$$\begin{aligned} g_{n+1} &= g_n + \Delta t \dot{g}_{n+\theta}, \\ \dot{g}_{n+\theta} &= (1-\theta)\dot{g}_n + \theta\dot{g}_{n+1}, \end{aligned} \quad (3.21)$$

onde $\theta=0.5$, devido ao método de discretização escolhido, g_n é o vetor de incógnitas no tempo $n\Delta t$ e $\dot{g}_n$ é a derivada desse vetor avaliada no tempo $n\Delta t$.

Vale ressaltar que o método de Crank-Nicolson é convergente, estável e tem ordem de precisão dois (erro por passo de tempo) [18].

Capítulo 4

Método Semi-Analítico para Cálculo de Campo numa Cavity Monomodo

Pelo que foi dito nos capítulos anteriores, a aplicação direta do MEF na solução do problema eletromagnético da cavity monomodo apresenta dificuldades na convergência da solução do sistema matricial.

Para tentar eliminar essas dificuldades de convergência, é apresentado neste capítulo um método semi-analítico. Esse método é assim chamado por ser baseado em técnicas analíticas (teoria da matriz de espalhamento) e numéricas (MEF).

Também é apresentada neste capítulo uma técnica para a sintonia da cavity monomodo. Como comentado no Capítulo 2, o objetivo da sintonia é tornar o sistema de aquecimento mais eficiente. A técnica também utiliza a teoria da matriz de espalhamento e busca a maximização do campo eletromagnético dentro da cavity.

Este capítulo é dividido em duas seções. A primeira apresenta a formulação do método semi-analítico. A segunda seção apresenta a técnica de sintonia para a cavity monomodo.

4.1 Método Semi-Analítico

4.1.1 Motivação

A aplicação direta do MEF à cavity monomodo, conforme apresentado no Capítulo 3, é realizável (Figura 3.2 (b)). Porém, a presença da íris e o caráter ressonante da cavity tornam o uso direto do MEF ineficiente devido à dificuldade de solução do sistema matricial através de métodos iterativos.

A presença da íris na cavity, como observado no Capítulo 2, excita modos evanescentes na sua vizinhança. Devido à presença desses modos será necessário um

maior grau de refinamento da malha do MEF na vizinhança da íris para se ter uma melhor descrição do campo nessa região.

Esse maior refinamento na vizinhança da íris traz uma não homogeneidade na malha resultante de toda a cavidade, o que torna a matriz do MEF mal-condicionada.

Outra característica da cavidade que torna a matriz do MEF mal-condicionada é a ressonância [7,22]. Na referência [22], Dibben e Metaxas justificam o mal-condicionamento da matriz afirmando que pequenas variações na frequência da fonte causam grandes mudanças na distribuição de campo elétrico na cavidade. Os autores reforçam que essa instabilidade faz com que o conjunto de equações derivadas do MEF se torne mal-condicionado. Uma medida da ressonância é feita avaliando o fator de qualidade da cavidade.

Então, o aumento da dimensão da matriz do MEF (devido a íris) e o mal-condicionamento dessa matriz (devido a ressonância e não homogeneidade da malha) é que trazem as dificuldades na convergência da solução do sistema matricial na aplicação direta do MEF à cavidade monomodo.

Nesse sentido, uma técnica capaz de contornar essas dificuldades é relevante. Por isso, nesta dissertação um método semi-analítico proposto por [7] é utilizado. A idéia básica do método é eliminar a íris do modelo numérico. Isso é feito aplicando a teoria da matriz de espalhamento para levar em conta o efeito da íris na cavidade.

4.1.2 Idéia Básica do Método Semi-Analítico

Kriegsmann e Hile [7] utilizam uma combinação de técnica analítica e numérica para se resolver o problema eletromagnético de uma cavidade monomodo. Neste trabalho, essa abordagem está sendo chamada de método semi-analítico.

A parte analítica do método aplica a teoria da matriz de espalhamento para levar em conta o efeito da íris na cavidade. A parte numérica do método semi-analítico fornece a distribuição de campo eletromagnético dentro da cavidade incluindo o material a ser processado. Em [7], os autores utilizam o FDTD como método numérico. Nesta dissertação, o MEF é utilizado. E como aplicação o processo de aquecimento na cavidade é investigado.

O método semi-analítico também apresenta um caráter assintótico, isto é, os modos evanescentes excitados tanto pelo material a ser processado quanto pela íris não interagem. Isso é garantido avaliando a distância de alcance desses modos para

uma dada atenuação. No Apêndice II, uma estimativa desse alcance é calculada. Assim, a rigor, o método semi-analítico não se aplica às cavidades de comprimento muito pequeno.

4.1.3 Formulação

Como considerado no Capítulo 2, as dimensões do guia de onda são tais que somente o modo TE_{10} propaga.

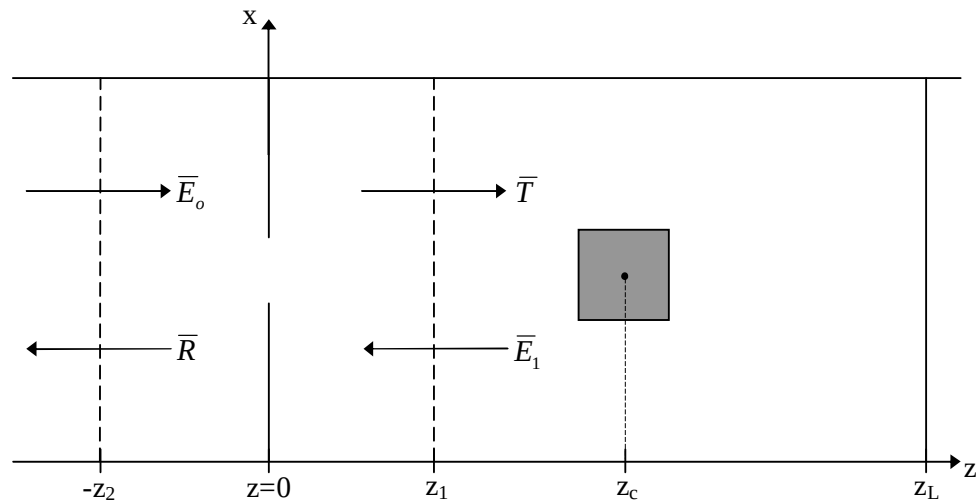


Figura 4.1 – Descrição dos modos propagantes na cavidade.

A Figura 4.1 mostra a cavidade e os campos elétricos resultantes, levando-se em conta as hipóteses anteriores. No plano z_1 (desprezando a presença de modos evanescentes), consideram-se dois modos propagantes (TE_{10}): um na direção $+\hat{z}$ e outro na direção $-\hat{z}$. Os campos elétricos desses modos podem ser escritos como

$$\begin{aligned}\bar{T} &= T \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y}, \\ \bar{E}_1 &= E_1 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z} \hat{y}.\end{aligned}\quad (4.1)$$

Da mesma forma, no plano $-z_2$ (onde também pode desconsiderar a presença de modos evanescentes), outros dois modos propagantes (TE_{10}) são considerados. O primeiro, na direção $+\hat{z}$, é o modo fonte, $\overline{E}_o$, gerado pela fonte de energia do sistema de aquecimento, também chamado de incidente. O segundo, na direção $-\hat{z}$, é o modo

refletido pela cavidade, $\bar{R}$. A energia desse modo não é utilizada no processo de aquecimento e, portanto, deve ser a menor possível.

O campo elétrico de cada um desses modos é

$$\begin{aligned}\bar{E}_o &= E_o \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y}, \\ \bar{R} &= R \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z} \hat{y}.\end{aligned}\tag{4.2}$$

Os modos $\bar{R}$, $\bar{T}$ e $\bar{E}_1$ são resultantes das interferências causadas pelos infinitos fenômenos de reflexão e transmissão devido à presença da íris, do material a ser processado e do curto.

O próximo passo é aplicar a teoria da matriz de espalhamento para representar a íris. Relembrando, a idéia é retirar a íris do problema numérico sem deixar de levar em conta a sua influência no processo de aquecimento. Para isso, considera-se a íris posicionada em $z=0$. Seguindo a notação das Equações 4.1 e 4.2, a matriz de espalhamento da íris tem a seguinte forma

$$\begin{bmatrix} R \\ T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 & t_1 \\ t_1 & r_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_o \\ E_1 \end{bmatrix},\tag{4.3}$$

onde r_1 e t_1 são os coeficientes de reflexão e transmissão da íris, respectivamente.

O problema de determinar os coeficientes de reflexão e de transmissão da íris é um problema clássico e existem várias referências que abordam o assunto [11, 13-15]. Neste trabalho, foram adotadas as seguintes expressões obtidas de [7]:

$$r_1 = \frac{jS}{1 - jS},$$

$$t_1 = 1 + r_1,$$

onde

$$S = \frac{\pi}{k_{z_{10}} a} \left[\tan^2\left(\frac{\pi d}{a}\right) - \frac{3\delta \operatorname{sen}^4\left(\frac{\pi d}{a}\right)}{1 - \delta \cos\left(\frac{\pi d}{a}\right)} \right],$$

e

$$\delta = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega a}{c} \right)^2}, \quad (4.4)$$

sendo que d é a abertura da íris e c é a velocidade da luz no vácuo. A referência [23] utiliza o MEF para calcular esses coeficientes. Avaliar os coeficientes de forma numérica não foi feito neste trabalho, pois é desejado avaliar esses coeficientes para diferentes valores da abertura da íris.

Retornando a Figura 4.1, especificamente observando o lado direito do plano z_1 , pode-se separar o domínio $z_1 \leq z \leq z_L$ como um problema a parte de toda a cavidade, Figura 4.2. Observa-se que o modo $\bar{T}$ incide sobre o material, enquanto o modo $\bar{E}_1$ é refletido. Desse modo, pode-se definir um coeficiente de reflexão, γ , que leva em conta o material e o curto. Utilizando esse novo coeficiente a expressão (4.1-b) pode ser reescrita como

$$\bar{E}_1 = \gamma T \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z10}z} \hat{y}. \quad (4.5)$$

O coeficiente γ é dependente da distância L (tamanho da cavidade, z_L), da geometria e das propriedades elétricas do material. As propriedades elétricas do material e a sua geometria são levadas em conta nos coeficientes de reflexão e transmissão do mesmo, aqui denotados por r_c e t_c , respectivamente. Então, pode-se escrever $\gamma = f(L, r_c, t_c)$.

Substituindo 4.5 em 4.3 obtém-se

$$T = \frac{t_1 E_o}{1 - r_1 \gamma}, \quad (4.6)$$

e

$$R = r_1 E_o + \frac{t_1^2 \gamma E_o}{1 - r_1 \gamma}. \quad (4.7)$$

Pelas expressões acima, fica explícita a dependência dos coeficientes T e R com as características elétricas do material, a abertura da íris e o tamanho da cavidade.

A distribuição de campo deve ser conhecida no domínio $z_1 \leq z \leq z_L$, onde se encontra o objeto a ser aquecido. Para isso, basta conhecer o valor de T e utilizar a

formulação do MEF apresentada no Capítulo 3, (Figura 3.2 (a)). Isso pode ser feito já que o subdomínio da cavidade apresentado na Figura 4.2 consiste apenas de um guia em curto (carregado) onde é incidido um modo TE_{10} de módulo T .

Entretanto, a expressão para avaliação de T , Equação 4.6, requer o cálculo de γ . Na próxima seção, uma expressão analítica é desenvolvida para a avaliação desse coeficiente.

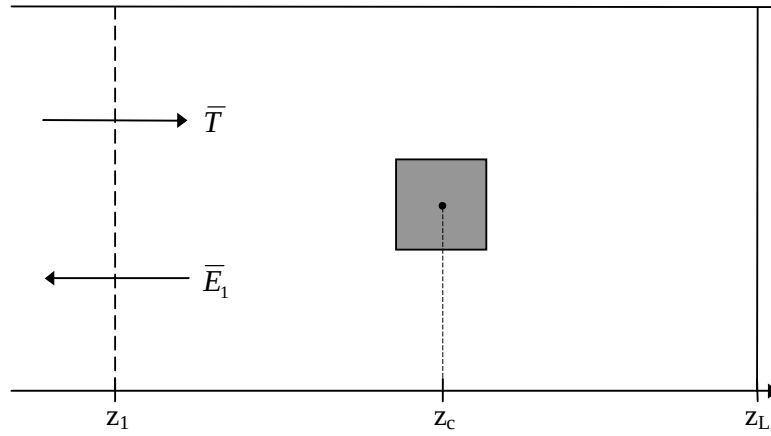


Figura 4.2 – Subdomínio da cavidade monomodo.

Agora focando a atenção sobre o domínio $-\infty \leq z \leq -z_2$, o campo nessa região é descrito analiticamente pela superposição dos modos $\bar{E}_0$ e $\bar{R}$

$$\bar{E}(z < -z_2) = \left[E_0 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_0} z} + R \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_0} z} \right] \hat{y}. \quad (4.8)$$

Portanto, com o método semi-analítico é possível obter o campo na cavidade monomodo nos subdomínios $-\infty \leq z \leq -z_2$ e $z_1 \leq z \leq z_L$. A única região onde o método não fornece o campo é na vizinhança da íris, $-z_2 \leq z \leq z_1$. A referência [24] descreve a distribuição de campo eletromagnético de uma íris incidida por um modo TE_{m0} num guia retangular. Essa solução pode ser combinada com o método semi-analítico para calcular o campo em todo o domínio da cavidade. Isso não será realizado neste trabalho, uma vez que o interesse está na avaliação do processo de aquecimento dentro da cavidade. Para isso, basta o conhecimento do campo no domínio $z_1 \leq z \leq z_L$, onde se encontram os materiais a serem aquecidos.

Considerando tudo o que foi apresentado, pode-se resumir o método semi-analítico nos seguintes passos. Primeiramente, avalia-se γ analiticamente através da expressão apresentada na próxima seção. Em seguida, são calculados os valores dos coeficientes T e R . Com esses valores, o campo em $-\infty \leq z \leq -z_2$ é descrito analiticamente e o campo em $z_1 \leq z \leq z_L$ é descrito numericamente através do MEF.

Calculando o campo eletromagnético na cavidade monomodo com o método semi-analítico, as dificuldades de convergência na solução do sistema matricial do MEF ficam amenizadas.

Com o uso da matriz de espalhamento, consegue-se retirar matematicamente a íris do problema numérico, retirando, assim, as dificuldades que a presença dela traz à solução do sistema matricial. A retirada da íris também diminui o domínio computacional de solução.

A ressonância da cavidade, que também introduz dificuldades de convergência na solução do sistema matricial, tem seus efeitos diminuídos com o uso do método semi-analítico. O problema numérico resolvido no método semi-analítico possui um caráter menos ressonante que o do problema eletromagnético da cavidade monomodo em sua forma completa.

O método semi-analítico apresentado é simples e possui boa exatidão. Entretanto a exatidão é muito dependente da obtenção do coeficiente γ .

4.2 Sintonia da Cavidade

A cavidade monomodo, para funcionar de forma eficiente, precisa ser ajustada com muita exatidão. O ajuste é necessário para que a potência fornecida pela fonte acople no material a ser processado dentro da cavidade. Com esse objetivo, esta seção apresenta uma técnica para sintonia de uma cavidade monomodo.

A técnica apresentada neste trabalho para sintonizar a cavidade utiliza a teoria da matriz de espalhamento e a possibilidade no ajuste da abertura da íris e do tamanho da cavidade. Essa técnica foi baseada no estudo feito por [25]. Já as referências [26-28] utilizam técnicas de otimização, controle de fase e controle de frequência, respectivamente, para conseguir o melhor acoplamento possível entre a fonte e o material a ser aquecido.

Para que o retorno de potência para a fonte seja o menor possível, uma grande quantidade de energia precisa ser dissipada no material processado. Para isso, o

campo elétrico dentro da cavidade tem de ser elevado, Equação 2.4. Então, no processo de sintonia descrito nesta seção busca-se a maximização do módulo de $\bar{T}$, que é o modo incidente no material dentro da cavidade. Foi percebido nos resultados investigados que a maximização do módulo de $\bar{T}$ corresponde a minimização do módulo de $\bar{R}$.

A seguir, uma forma analítica de maximizar T variando os parâmetros d e L é discutida.

Para a avaliação analítica de T, é necessário descrever em mais detalhes o campo elétrico na cavidade. Na Figura 4.3, há a presença de dois novos modos no plano $z=z_3$.

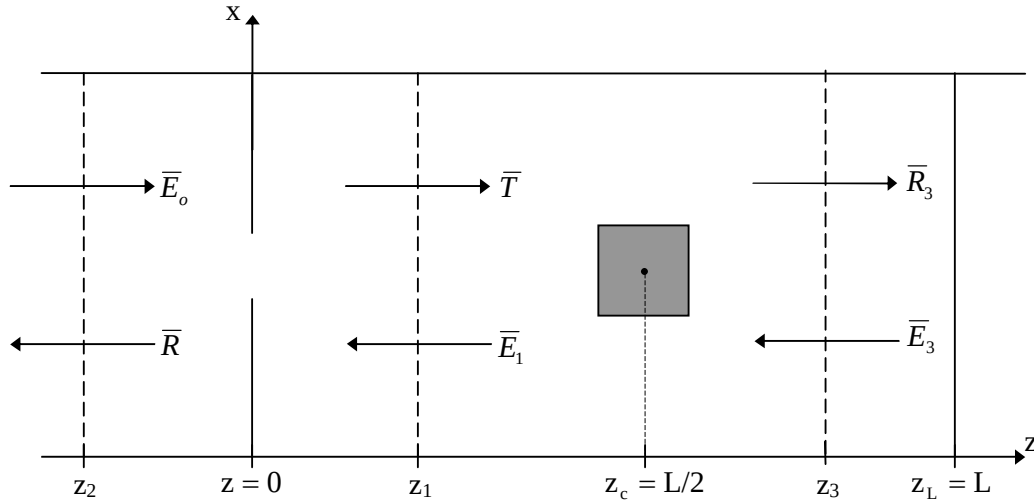


Figura 4.3 – Descrição mais detalhada dos modos propagantes na cavidade.

O campo elétrico desses modos é descrito como

$$\begin{aligned}\bar{R}_3 &= R_3 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y}, \\ \bar{E}_3 &= E_3 \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z} \hat{y}.\end{aligned}\tag{4.9}$$

Neste ponto, a dedução da matriz de espalhamento do material é necessária. De acordo com a Figura 4.3

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ R_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_c e^{-jk_{z10}L} & t_c \\ t_c & r_c e^{+jk_{z10}L} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T \\ E_3 \end{bmatrix}, \quad (4.10)$$

onde r_c e t_c são, respectivamente, os coeficientes de reflexão e de transmissão do material, situado num guia infinito e posicionado simetricamente na origem $z=0$. Esses coeficientes são obtidos de forma numérica e a forma de obtê-los é tratada no Apêndice I.

Para a avaliação de T , em função dos parâmetros ajustáveis da cavidade, a relação entre os modos representados por $\bar{E}_3$ e $\bar{R}_3$ é necessária. Os módulos desses modos estão relacionados pelo coeficiente de reflexão de um guia homogêneo e semi-infinito com um curto em $z=L$. Esse coeficiente de reflexão é dado por $-e^{-2jk_{z10}L}$, então,

$$E_3 = -e^{-2jk_{z10}L} R_3. \quad (4.11)$$

Rearranjando as expressões 4.5, 4.10 e 4.11, e considerando que o material está posicionado em $z_c = L/2$, pode-se avaliar γ de forma analítica da seguinte forma

$$\gamma = \left(\frac{r_c + (r_c^2 - t_c^2) e^{-jk_{z10}L}}{1 + r_c e^{-jk_{z10}L}} \right) e^{-jk_{z10}L}. \quad (4.12)$$

Substituindo o resultado acima na Equação 4.6, avalia-se T em função dos parâmetros ajustáveis da cavidade da seguinte maneira

$$T = \frac{|t_1(d)E_o|}{|1 - r_1(d)\gamma(L)|}, \quad (4.13)$$

assim, sintonizar a cavidade significa obter os valores de d e de L que maximizem o coeficiente T acima.

Por fim, vale lembrar que a expressão analítica, para avaliação de γ , também é usada no método semi-analítico da seção anterior. Deve-se tomar cuidado ao utilizar essa expressão, pois, como já dito, a exatidão do método semi-analítico é muito dependente da obtenção desse coeficiente. Como γ é função de r_c e t_c , a exatidão do método semi-analítico é dependente da avaliação desses coeficientes.

No capítulo seguinte é apresentada a solução do problema eletromagnético e térmico da cavidade monomodo. Na solução do problema eletromagnético é utilizado o método semi-analítico aqui apresentado.

E na última seção do próximo capítulo, também se encontra a solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo aplicando diretamente o MEF. Esse resultado comprovará a boa exatidão e a eficiência computacional do método semi-analítico.

Capítulo 5

Resultados

Neste capítulo, a metodologia apresentada nos capítulos anteriores é aplicada na solução do problema eletromagnético e térmico dentro de uma cavidade monomodo. O aquecimento um material cerâmico, a mulita, é investigado para três geometrias diferentes (barra, poste retangular e poste cilíndrico).

A caracterização da cavidade monomodo é feita mostrando como a sintonia é sensível à variação de alguns parâmetros: o tamanho da cavidade, a abertura da íris, a frequência da fonte e o fator de perdas da mulita.

A validação do método semi-analítico é feita comparando sua solução com a obtida resolvendo o problema eletromagnético da cavidade monomodo diretamente com o MEF.

5.1 Propriedades Físicas da Mulita

A mulita é o nome comercial de uma cerâmica cuja fórmula química é dada por $3\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 2\text{SiO}_2$. Ela é o produto de um processo de sinterização onde o aquecimento por microondas pode ser utilizado com grandes vantagens.

Essa cerâmica é um bom material refratário e de baixo custo. Algumas de suas propriedades úteis na engenharia são: boa resistência a choque térmico, baixa condutividade térmica, resistência a alta temperatura, resistência a ataque químico e também boa resistência a tensão mecânica e baixa condutividade elétrica. As principais aplicações onde se utilizam a mulita são: formas para fundição, construção de fornos [30], incineradores, componentes de turbina, componentes eletrônicos, isoladores elétricos.

Na Tabela 5.1 são mostrados os valores dos parâmetros térmicos e elétrico da mulita à temperatura ambiente e na frequência de 2.45 GHz.

Calor específico (c_p)	700 J/Kg.K
Condutividade térmica (κ)	0.5 W/m.K
Permissividade elétrica efetiva	10.2 – j 0.01
Temperatura de trabalho	1800° C
Temperatura de fusão	2050° C

Tabela 5.1 – Parâmetros térmicos e elétricos da mulita [31-32].

5.2 Problema Eletromagnético e Térmico da Cavidade Monomodo

Nesta seção, será resolvido o problema eletromagnético e o térmico dentro de uma cavidade monomodo para três geometrias diferentes da mulita: barra, poste retangular e poste cilíndrico.

Além dos dados da Tabela 5.1, na solução do problema térmico, deve ser fornecido: o tempo total de aquecimento, o passo de tempo e o coeficiente de transferência de calor por convecção, h . A Tabela 5.2 mostra os valores considerados para as três geometrias estudadas neste trabalho.

t_{final}	108 min
Δt	2 s
h	5 W/m ² K

Tabela 5.2 – Parâmetros do problema térmico.

O valor do parâmetro h foi escolhido considerando o fato do fluido que troca calor com o objeto aquecido na cavidade ser o ar. Frisa-se ainda que esse encontra-se em movimento natural. Uma representação real desse parâmetro é bastante difícil na prática. Ele é fortemente dependente das condições do ar que circunda o objeto bem como da superfície de contato.

O guia de onda utilizado nas simulações é tal que na frequência de aquecimento utilizada, 2.45 GHz, somente o modo TE₁₀ propaga, como exigido nas metodologias apresentadas nos capítulos anteriores e nos apêndices. Por causa disso, e também devido às dimensões dos objetos aquecidos na cavidade, escolheu-se o guia WR-430 (10.922cm x 5.461cm). A cavidade é iluminada com 50 W de potência para as três geometrias analisadas.

5.2.1 Mulita em forma de barra

Na metodologia apresentada, o primeiro passo é obter os parâmetros de sintonia da cavidade, L e d . Na Tabela 5.3, esses parâmetros são apresentados para a mulita em forma de barra. As dimensões da barra são apresentadas na Figura 5.1.

d [cm]	2.032
L [cm]	23.163

Tabela 5.3 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões da barra.

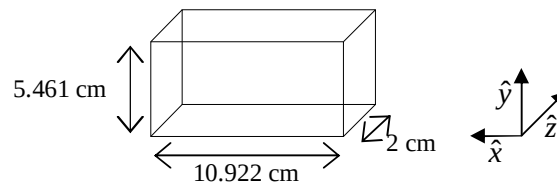


Figura 5.1 – Descrição das dimensões da barra.

O comprimento L equivale a $1.568\lambda_{g_{10}}$. Existem vários pares de valores ótimos, para a abertura da íris e o tamanho da cavidade, que realizam a sintonia. Foi escolhido o par que possui menor valor de L , respeitando a distância de desacoplamento dos modos evanescentes criados pela íris e pela barra, condição necessária para o uso do método semi-analítico. Esse critério vai ser utilizado nas outras geometrias, já que nelas também aparecem vários pares de valores ótimos para o comprimento da cavidade e a abertura da íris.

Para a solução do problema eletromagnético, utilizou-se o método semi-analítico apresentado no capítulo anterior. É mostrada somente a distribuição de campo elétrico calculada numericamente, no domínio $z_1 \leq z \leq z_L$, Figura 4.2. Nesse domínio, é apresentado o valor do módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico. A Figura 5.2 (a) e (b) mostra o campo.

Na Figura 5.2 (a), o campo é mostrado ao longo do eixo z normalizado pelo tamanho da cavidade, L . A barra encontra-se posicionada em $0.415 \leq z \leq 0.585$. Já na Figura 5.2 (b), o campo elétrico é mostrado no plano xz da cavidade. As coordenadas x e z estão normalizadas pela largura e pelo tamanho da cavidade, respectivamente. Essas normalizações serão utilizadas nos resultados ao longo deste capítulo.

O módulo do campo incidente no material dentro da cavidade ($\bar{T}$) é seis vezes maior que aquele incidente na cavidade ($\bar{E}_0$).

Existem dois modos incidentes na barra, um na direção $+\hat{z}$, $\bar{T}$, outro na direção $-\hat{z}$, $\bar{E}_3$. Esses modos geram um padrão de onda estacionária dentro da barra. Vai existir, nas faces da barra paralelas ao plano xy, um campo intenso que diminui à medida que se caminha para o interior da barra.

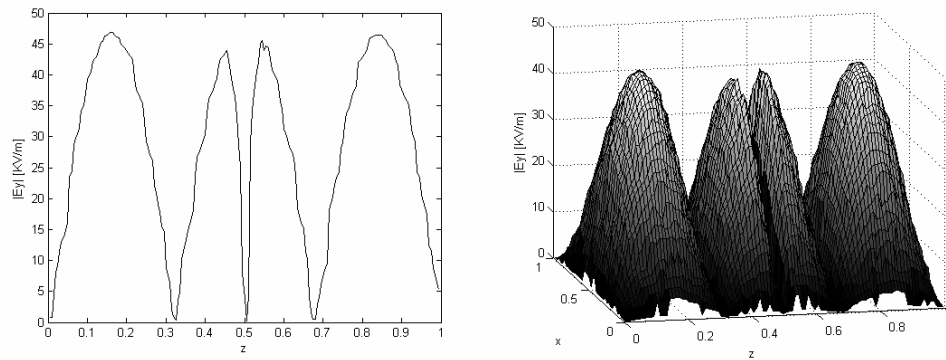


Figura 5.2 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico:

(a) ao longo da coordenada z, (b) e no plano xz da cavidade.

Para a solução do problema térmico, a formulação do MEF desenvolvida no Capítulo 3 é aplicada à barra.

A Figura 5.3 mostra a evolução da temperatura na superfície da barra. Essa distribuição de temperatura é apresentada para 10, 50, 75 e 108 minutos de aquecimento. Nessa figura, percebe-se a presença de uma região, localizada no centro da barra, de temperatura mais elevada.

O calor ao longo do processo de aquecimento continua muito concentrado no centro da barra como ainda se pode observar na Figura 5.3. Isso se deve a baixa condutividade térmica da mulita que impede que esse calor difunda para o restante da barra. Esse processo de aquecimento é um exemplo de como se pode alcançar um aquecimento localizado numa cavidade monomodo.

A Figura 5.4 mostra a distribuição volumétrica de temperatura na barra após 108 minutos de aquecimento. Percebe-se nessa figura que o aquecimento localizado no centro da barra, que era percebido na Figura 5.3 somente na superfície exterior,

também se mantém no interior da barra. O maior valor de temperatura obtida foi de 522° C.

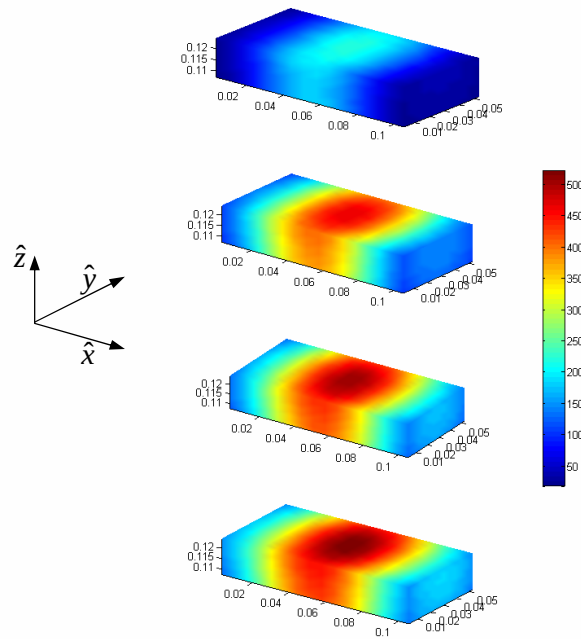


Figura 5.3 – Distribuição da temperatura na superfície externa da barra nos tempos, $t=10, 50, 75$ e 108 min.

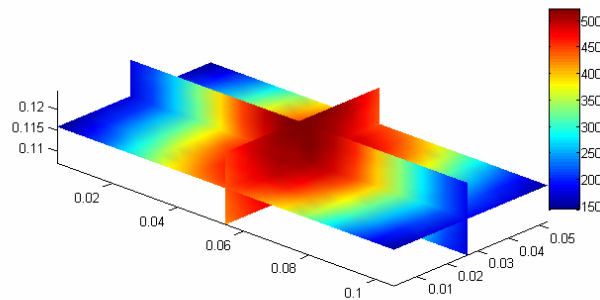


Figura 5.4 – Distribuição volumétrica de temperatura na barra.

O caráter localizado do aquecimento é também ilustrado na Figura 5.5, onde a distribuição de temperatura na barra é mostrada ao longo da direção $\hat{x}$. Percebe-se que essa distribuição apresenta um valor elevado de temperatura no centro (região de campo elétrico intenso) e que ele decai à medida que se afasta do centro (região de

campo elétrico baixo). Pode-se perceber também nessa figura que a distribuição de temperatura muda muito pouco depois de 75 minutos de aquecimento. Isso mostra que a solução do problema térmico está entrando em regime permanente.

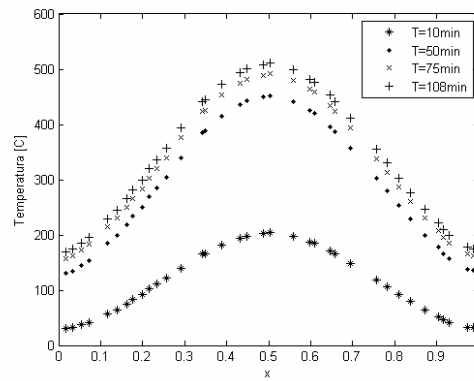


Figura 5.5 – Distribuição de temperatura ao longo da direção $\hat{x}$ na barra.

É investigado agora como a temperatura no ponto central da barra muda variando a potência absorvida pela barra e o coeficiente de troca de calor por convecção, h .

Na Figura 5.6, é apresentada a influência da variação da potência absorvida pela barra. São considerados três valores de potência absorvida: 25 W, 50 W e 100 W. As temperaturas finais foram aproximadamente 250° C, 500° C e 1000° C. Essas temperaturas apresentam uma relação direta com os valores das potências absorvidas, uma vez que dobrando a potência absorvida pela barra dobra-se também a sua temperatura final.

Vale destacar que a constante de tempo do processo de aquecimento não se alterou mediante a variação da potência absorvida pela barra. De fato, isso deveria acontecer, pois a potência não é um parâmetro físico do processo de aquecimento. Os parâmetros que influenciam nessa constante são os da equação diferencial do problema térmico, Equação 3.15, e o coeficiente de troca de calor por convecção (h).

A Figura 5.7 mostra a influência do parâmetro h na evolução da temperatura do ponto central da barra. Nessa figura, os seguintes valores de h são considerados: $h=2$, $h=5$ e $h=8$. Para cada um desses valores, a barra absorve um mesmo valor de potência. A variação do parâmetro h modifica a constante de tempo do processo de aquecimento.

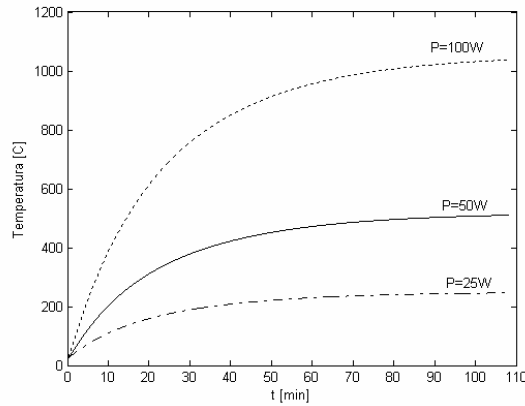


Figura 5.6 – Influência da potência absorvida na evolução da temperatura.

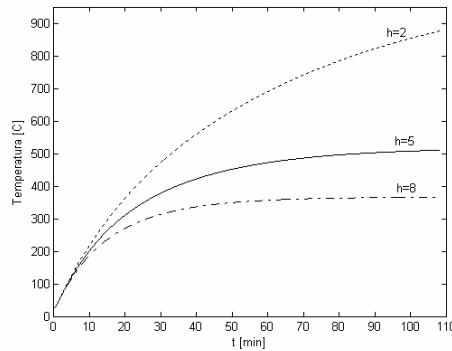


Figura 5.7 – Influência do parâmetro h na evolução da temperatura. A potência absorvida é de 50 W.

No regime permanente, a potência absorvida é totalmente perdida por convecção através da superfície exterior da barra. Sabendo que a potência perdida por convecção é dada por $p_{conv} = hA(T - T_{\infty})$, pode-se prever o fato de quanto menor for h maior será a constante de tempo do aquecimento. Isso porque menores valores de h necessitam de um maior valor de temperatura na superfície da barra, para transferir para o meio a mesma potência absorvida. E para se conseguir isso é necessário um maior tempo de aquecimento.

Interessante observar, na Figura 5.7, como a evolução da temperatura para os três valores analisados de h é praticamente a mesma nos instantes iniciais do processo de aquecimento. Isso mostra que o parâmetro h não influi muito na evolução da temperatura quando essa ainda se encontra com valores baixos.

Isso pode ser explicado pela relação de perda de potência por convecção apresentada acima. Já que o valor da temperatura na superfície exterior da barra, nos

instantes iniciais do aquecimento, não é elevado e a área de troca dessa potência também não é elevada, a perda por convecção é baixa para os três valores de h , em relação à potência absorvida pela barra.

Quando a temperatura superficial da barra aumenta, a perda por convecção começa ser significativa no aquecimento e a variar de um valor de h analisado para outro. É isso que causa diferença na temperatura da barra para os valores de h considerados desconsiderando os instantes iniciais do aquecimento.

5.2.2 Mulita em forma de poste retangular

São seguidos os mesmos passos da geometria anterior para calcular a solução do problema eletromagnético e do térmico da cavidade, agora carregada com uma amostra de mulita em forma de poste retangular. Na Tabela 5.4, são apresentados os parâmetros resultantes da sintonia e as dimensões do poste são apresentadas na Figura 5.8.

d [cm]	1.522
L [cm]	28.138

Tabela 5.4 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões do poste retangular.

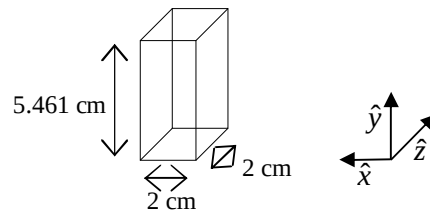


Figura 5.8 – Descrição das dimensões do poste retangular.

O comprimento L equivale a $1.904\lambda_{g_{10}}$. Por causa da sintonia realizada, toda a potência disponibilizada pela fonte é convertida em forma de calor no poste retangular.

O campo elétrico na cavidade é mostrado na Figura 5.9. Observa-se a componente $\hat{y}$ do campo ao longo da direção $\hat{z}$ e no plano xz . Embora as geometrias em forma de poste analisadas excitem outras componentes do campo, a componente na direção $\hat{y}$ é a mais significativa, e por isso ela será apresentada nos resultados.

O campo elétrico incidente no poste retangular, depois da sintonia, é aproximadamente 14 vezes maior que o campo incidente na cavidade.

A Figura 5.9 mostra que, como no caso da barra, os maiores valores de campo elétrico se encontram em regiões extremas da geometria na direção $\hat{z}$. A Figura 5.10 mostra as linhas de contorno do campo para o poste retangular. Pode-se perceber como essas linhas se concentram perto do poste na região onde o campo é mais elevado. O poste retangular encontra-se posicionado em $0.429 \leq z \leq 0.571$.

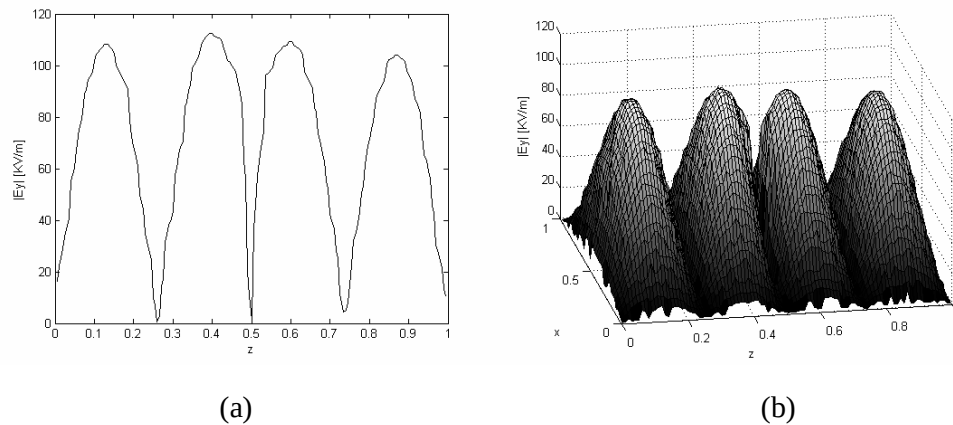


Figura 5.9 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico:

(a) ao longo da coordenada z e (b) no plano xz da cavidade.

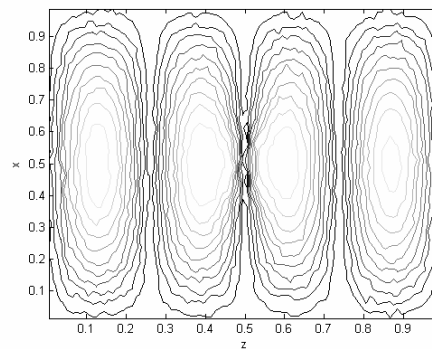


Figura 5.10 – Linhas de contorno do campo elétrico para o poste retangular.

Na solução do problema térmico, primeiramente são apresentados os valores da distribuição de temperatura no poste retangular após os 108 minutos de aquecimento. A Figura 5.11 mostra a distribuição superficial de temperatura e a Figura 5.12 mostra a distribuição volumétrica.

A temperatura apresentou maiores valores na região do poste onde o campo elétrico é mais intenso. A distribuição superficial de temperatura se assemelha à distribuição superficial de temperatura na barra, considerando somente o volume da barra que coincide com o do poste retangular.

Vale ressaltar que a máxima temperatura obtida no poste retangular foi de 1315°C .

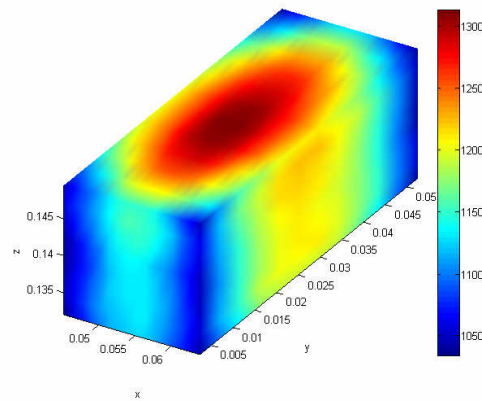


Figura 5.11 – Distribuição superficial de temperatura.

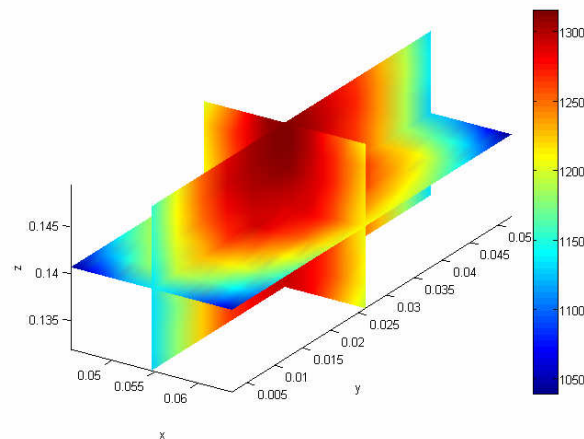


Figura 5.12 – Distribuição volumétrica de temperatura.

Agora é avaliada a evolução de temperatura ao longo da direção $\hat{x}$, Figura 5.13. É possível perceber, por essa figura, que a transferência de calor encontra-se no regime estacionário no fim do processo de aquecimento, pois nos últimos minutos do aquecimento a temperatura permaneceu constante.

Outra característica do aquecimento do poste retangular mostrada na Figura 5.13 é que a distribuição de temperatura permanece constante ao longo da direção $\hat{x}$.

Fato contrário ao apresentado na geometria anterior, pois a barra apresentou uma região de aquecimento mais acentuada no centro. Isso aconteceu devido à diferença na largura dessas geometrias. A diferença pode ser percebida analisando as Figuras 5.5 e 5.13.

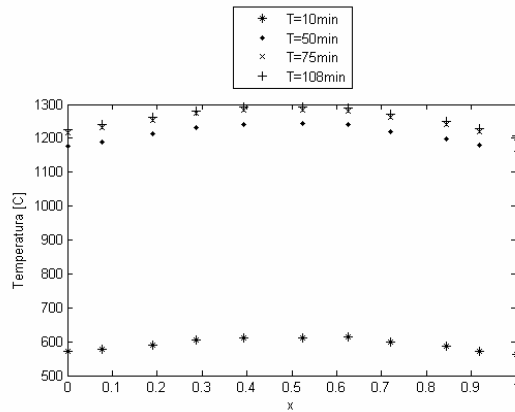


Figura 5.13 – Distribuição de temperatura ao longo da direção $\hat{x}$.

Por fim, é analisada a evolução da temperatura do ponto central do poste retangular. O poste foi aquecido por 108 minutos, e através da Figura 5.14, percebe-se que a evolução da temperatura permaneceu constante após 60 minutos de aquecimento.

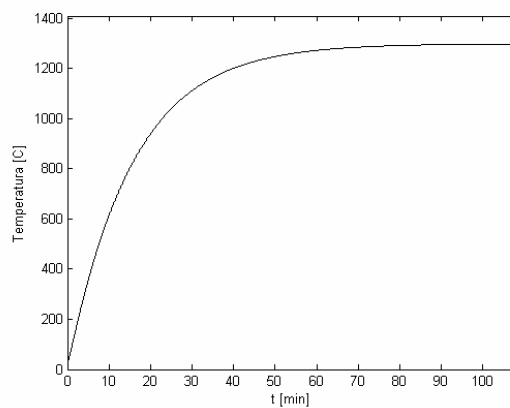


Figura 5.14 – Evolução da temperatura no ponto central do poste retangular.

5.2.3 Mulita em forma de poste cilíndrico

Finalmente é analisada a última geometria que vai ser processada na cavidade monomodo. Seguindo os passos adotados anteriormente, a Tabela 5.5 apresenta os valores resultantes da sintonia e a Figura 5.15 as dimensões do poste cilíndrico.

d [cm]	1.142
L [cm]	28.889

Tabela 5.5 – Valores da sintonia da cavidade e as dimensões do poste cilíndrico.

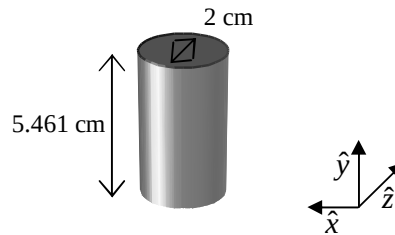


Figura 5.15 – Dimensões para o poste cilíndrico.

O tamanho da cavidade pode ser expresso em comprimentos de onda, $L = 1.955\lambda_{g_{10}}$. A sintonia faz com que a energia da fonte seja entregue ao poste cilíndrico.

Para o problema eletromagnético, como nas geometrias anteriores, será analisado o módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico. A Figura 5.16 e a Figura 5.17 apresentam esse campo. Pela análise dessas figuras, percebe-se que da mesma forma que nas outras geometrias, a intensidade maior de campo ficou nas regiões extremas da amostra na direção $\hat{z}$. A Figura 5.17 mostra as linhas de contorno do campo elétrico que tendem a aproximar do poste cilíndrico nas regiões onde o campo elétrico é mais intenso. O poste cilíndrico encontra-se posicionado em $0.431 \leq z \leq 0.569$.

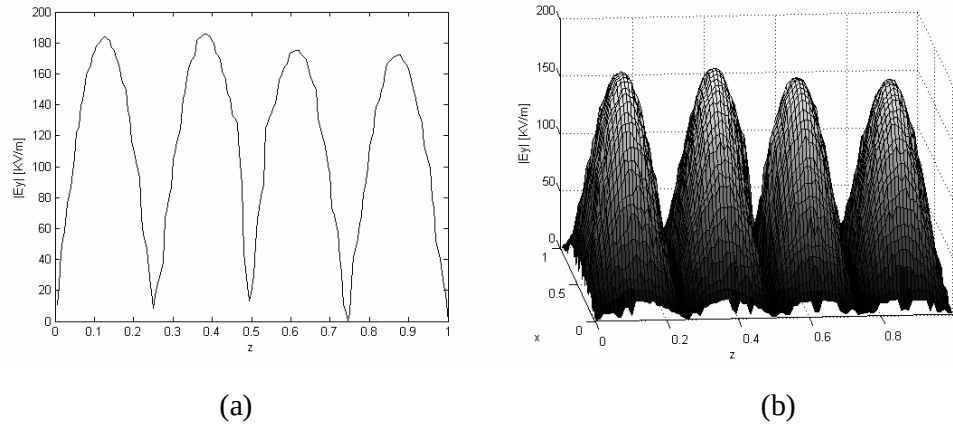


Figura 5.16 – Módulo da componente $\hat{y}$ do campo elétrico:
(a) ao longo da coordenada z , (b) e no plano xz da cavidade.

O campo incidente no poste cilíndrico é aproximadamente 23 vezes o campo que incide na cavidade.

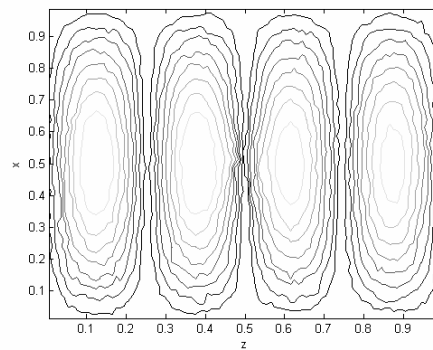


Figura 5.17 – Linhas de contorno do campo elétrico para o poste cilíndrico.

A distribuição de temperatura no poste cilíndrico, na superfície exterior do poste cilíndrico, é apresentada na Figura 5.18. Percebe-se, novamente, que os maiores valores de temperatura encontram-se nas regiões de campo mais intenso, nas extremidades do poste na direção $\hat{z}$.

O maior valor de temperatura obtido foi de 1508° C.

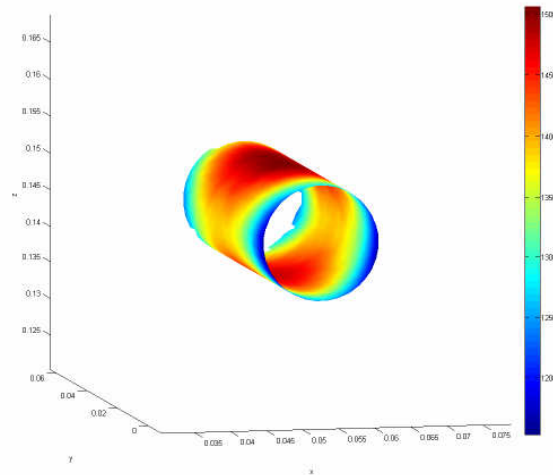


Figura 5.18 – Distribuição de temperatura na superfície exterior do poste cilíndrico.

A Figura 5.19 mostra a distribuição de temperatura ao longo do eixo central do poste cilíndrico. Observa-se através dessa figura que a temperatura é praticamente constante ao longo desse eixo.

E a Figura 5.20 mostra que a transferência de calor, depois de aproximadamente 60 minutos de aquecimento, já se encontra em regime permanente. Essa figura exibe a evolução no tempo da temperatura no ponto central do poste cilíndrico.

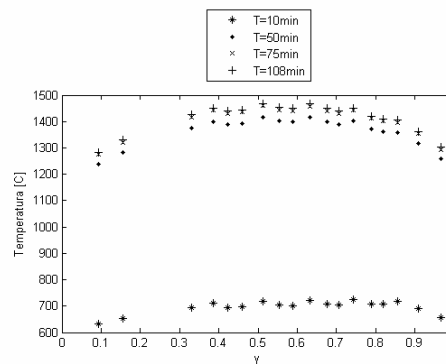


Figura 5.19 – Distribuição de temperatura ao longo do eixo central do poste cilíndrico.

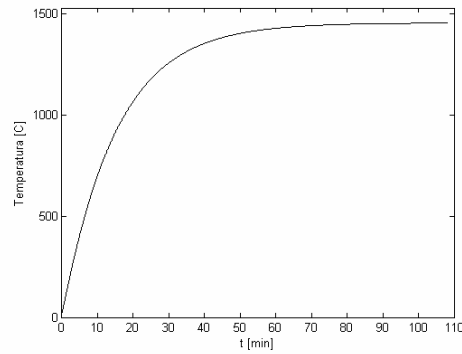


Figura 5.20 – Evolução da temperatura no ponto central do poste cilíndrico.

5.3 Caracterização da Cavidade Monomodo

Para o funcionamento eficiente, a cavidade monomodo necessita ser bem sintonizada. Mas devido ao seu caráter ressonante, a sintonia é difícil de ser obtida, pois pequenas variações em certos parâmetros podem fazer com que a cavidade perca totalmente a sintonia. Por isso o ajuste feito na sintonia tem de ser muito fino.

Para atender a essa necessidade, é que algumas cavidades são comercializadas permitindo posicionar o curto de uma forma muito precisa o que acarreta na elevação do preço desse componente.

Essa seção tem o objetivo de mostrar como se comporta a sintonia mediante a variação de alguns parâmetros, tais como: o tamanho da cavidade, a abertura da íris, a frequência da fonte e o fator de perdas da mulita.

5.3.1 Variação do Comprimento da Cavidade e da Abertura da Íris

Nesta seção, é mostrado como a variação da posição do curto e da abertura da íris influenciam na sintonia. O coeficiente T é utilizado como parâmetro de avaliação.

Esse coeficiente é calculado considerando que o módulo de $\bar{E}_0$ seja igual a 1. Essa consideração será feita em todos os resultados desta seção. A avaliação de T foi feita de acordo com as Equações 4.6 e 4.12.

São apresentados dois tipos de análise para cada geometria estudada anteriormente. No primeiro caso, a abertura da íris encontra-se na posição ótima e avalia-se o coeficiente T variando o tamanho da cavidade. No segundo caso, a posição do curto é fixada na posição ótima e a abertura da íris é variada.

Vale salientar que a posição do curto será avaliada na faixa entre $1.5\lambda_{g_{10}}$ a $2.0\lambda_{g_{10}}$. Isso foi feito, pois a aplicação do método semi-analítico necessita desconsiderar a influência dos modos evanescentes excitados pela íris e pelo material processado na cavidade. Foi calculada no Apêndice II a distância que permite essa desconsideração, tal distância é de aproximadamente 0.11 m ou $0.75\lambda_{g_{10}}$, o que impõe que o comprimento da cavidade tenha no mínimo de 0.22 m ou $1.5\lambda_{g_{10}}$.

Na Figura 5.21, são apresentados os gráficos descritos acima para as diferentes geometrias estudadas aqui. O valor de T está normalizado pelo seu valor máximo em cada geometria.

Observa-se nos gráficos da Figura 5.21 que o tamanho da cavidade exerce uma influência maior na perda da sintonia da cavidade. Isso pode ser visto observando que o pico no qual encontra-se o valor ótimo de L é mais estreito do que aquele onde se encontra o valor ótimo da abertura da íris. Isso quer dizer que pouca variação em L acarreta em uma grande perda de sintonia na cavidade. Já no caso da abertura da íris isso acontece de forma menos intensa.

A Tabela 5.6 mostra a variação na posição do curto e da abertura da íris necessárias para que o valor do coeficiente T caia para 70% do seu valor de pico.

	barra	poste retangular	poste cilíndrico
ΔL	0.66 mm	0.18 mm	0.03 mm
Δd	2.70 mm	1.10 mm	0.45 mm

Tabela 5.6 – Avaliação da variação da posição do curto e da abertura da íris para a perda da sintonia da cavidade em 70%.

Finalmente vale analisar os valores ótimos para a abertura da íris e para o tamanho da cavidade. A abertura da íris diminui à medida que se diminui a perda líquida nos materiais processados na cavidade (perda líquida é o fator de perdas ponderado pelo volume do material). Isso é visto pelos valores obtidos para as geometrias analisadas: aquela que possui menor valor de abertura para a íris na sintonia é o poste cilíndrico e aquela que possui maior valor de abertura é a barra.

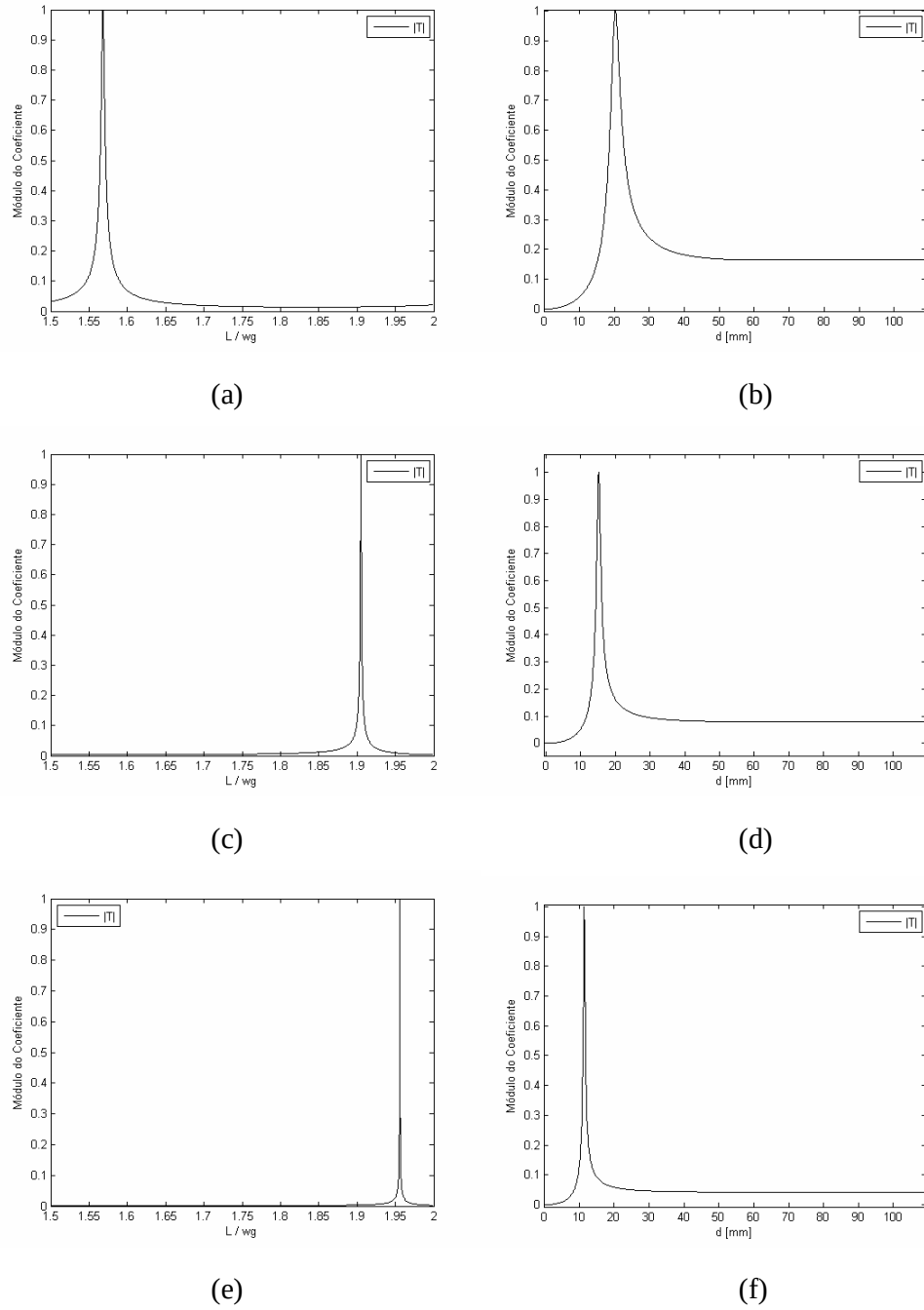


Figura 5.21 – Sintonia da cavidade variando, L e d , para as três geometrias:

(a-b) barra, (c-d) poste retangular e (e-f) poste cilíndrico.

Já os valores para o tamanho da cavidade são influenciados pelos valores de r_c e t_c da respectiva geometria. Como os valores desses coeficientes são parecidos para as duas geometrias em forma de poste, os valores para o tamanho da cavidade sintonizada também são parecidos. As geometrias em forma de poste refletem mais

energia por isso possuem maiores valores de r_c do que de t_c . E o poste cilíndrico possui o maior valor de r_c e possui o maior valor do tamanho da cavidade sintonizada.

Na barra acontece diferente, pois o valor de t_c é maior do que o valor de r_c . Por isso a barra é uma carga que transmite mais energia. Isso faz com que o tamanho da cavidade sintonizada seja o menor entre as geometrias analisadas.

5.3.2 Efeito do Fator de Perdas da Mulita

Um fenômeno já citado nesse texto que também pode causar a perda da sintonia é a variação das propriedades físicas do material processado na cavidade com a temperatura.

No caso da mulita a variação da parte imaginária da sua permissividade efetiva é bastante elevada com a temperatura. A referência [33] apresenta essa variação.

Será analisado aqui como a variação na perda da mulita numa barra influi na sintonia da cavidade. As dimensões da barra são as mesmas daquelas apresentadas na Tabela 5.3, e a perda sofrerá uma variação com os seguintes valores: 0.01, 0.1 e 1.

A cavidade é sintonizada para a barra com perda de 0.01, e com os parâmetros dessa sintonia a perda vai ser aumentada. A Figura 5.22 mostra a distribuição de campo elétrico dentro da cavidade para todos os valores da perda considerados. Ocorre uma grande perda na intensidade do campo dentro da cavidade à medida que é aumentada a perda na mulita.

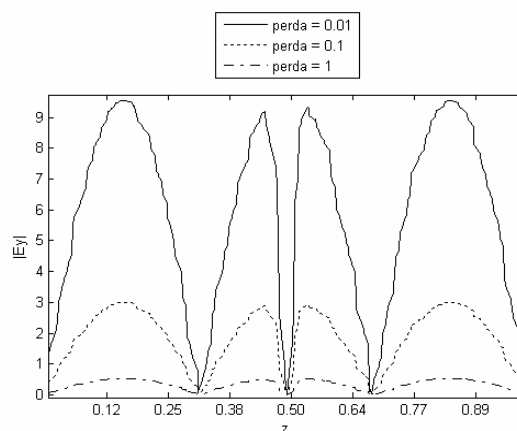


Figura. 5.22 – Análise da perda de sintonia da cavidade considerando a variação na perda da mulita.

5.3.3 Variação da Frequência da Fonte

A fonte de microondas geralmente utilizada em sistemas de aquecimento, como o descrito neste trabalho, é o magnetron. Devido a imperfeições ou envelhecimento a frequência da microonda gerada pelo magnetron pode sofrer variações.

Bons magnetrons comerciais possuem uma variação da ordem de 0.06% a 1% na frequência nominal. Esta seção irá investigar como essa variação influi na sintonia da cavidade.

Será analisado o comportamento do coeficiente R em função da frequência, Figura 5.23. Percebe-se que a banda de passagem é muito estreita, o que já era esperado, pois a cavidade monomodo é ressonante.

A Tabela 5.7 mostra a variação na frequência necessária para que o valor do coeficiente R seja de 0.707. Essa variação corresponde a 0.1% da frequência nominal do magnetron sendo portanto maior que a de alguns magnetrons comerciais. A banda de passagem calculada para a cavidade tende a ser um pouco maior na realidade, pois as perdas devido à condutividade finita das paredes do guia não foram consideradas.

	barra
Δf	0.0025 GHz

Tabela 5.7 – Avaliação da variação da frequência para a perda da sintonia da cavidade.

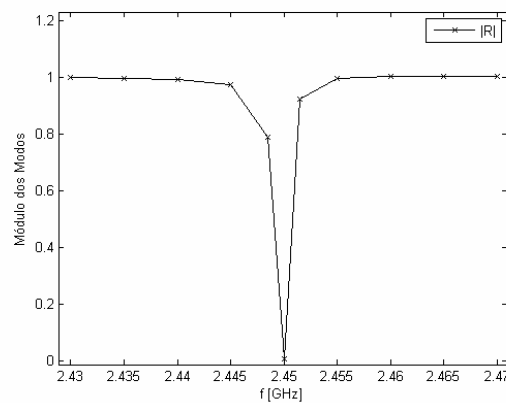


Figura 5.23 – Perda da sintonia da cavidade devido à variação de frequência do magnetron.

5.4 Comparação com a Solução do Problema Completo

Na solução do problema eletromagnético da cavidade carregada com a mulita, foi utilizado o método semi-analítico devido à sua eficiência computacional. Esta seção investiga essa eficiência e a qualidade dos resultados obtidos com esse método.

Nesta investigação, será usado um material com: o valor da permissividade efetiva $\varepsilon_{c_r} = 10 - j0.1$ e com uma geometria em forma de barra. É considerado que um modo TE₁₀ de módulo unitário incide na cavidade.

O computador utilizado nestas simulações foi um AMD Athlon (64) Processor 3500+, 2.2GHz e 2.00GB de RAM. E o método iterativo de inversão do sistema matricial do MEF foi o Biconjugado Gradiente.

A Figura 5.24 mostra o módulo da componente y do campo elétrico ao longo da coordenada z para as duas formas de solução. A distribuição de campo é a mesma nas duas soluções porém, os valores de pico são diferentes. Essa diferença nos valores do campo se deve as imprecisões nas avaliações dos coeficientes de reflexão e transmissão do material processado na cavidade.

Por sua vez, a diferença na forma do campo nas proximidades da íris, $z=0$, já era esperada devido aos modos evanescentes não considerados no método semi-analítico.

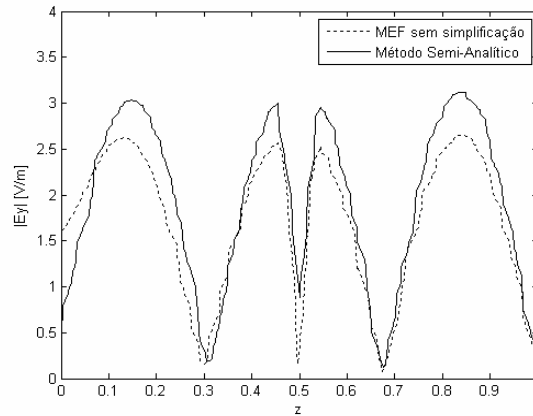


Figura 5.24 – Solução do problema eletromagnético da cavidade monomodo com o MEF e o Método Semi-Analítico.

Na Tabela 5.8, a eficiência computacional do método semi-analítico é mostrada. O tempo de cálculo da solução no método semi-analítico é aproximadamente 32 vezes menor que no outro caso. Vale dizer que no caso do MEF aplicado diretamente à cavidade não houve paginação em disco devido ao tamanho das estruturas de dados utilizadas.

Procedimento	Número de elementos	Número de iterações	Tempo Computacional [min]
Método Semi-Analítico	57030	3412	61
MEF sem simplificações	569532	11767	1963

Tabela 5.8 – Análise da eficiência computacional do método semi-analítico.

Pode-se perceber também a grande diminuição no número de elementos utilizando o método semi-analítico. De fato a retirada da íris e a conseqüente diminuição do domínio de solução do problema eletromagnético são os responsáveis por essa grande diferença.

Na Figura 5.25, são mostrados dois gráficos que exibem a qualidade da malha para os dois problemas resolvidos acima: (a) para o método semi-analítico e (b) para o MEF diretamente aplicado à cavidade. Embora a qualidade da malha de (b) seja melhor isso foi conseguido aumentando muito o número de elementos do problema resolvido pelo MEF diretamente.

O aumento do número de elementos evitou o problema de convergência do sistema matricial proporcionado pela não homogeneidade da malha, mas em compensação, aumentou a dimensão da matriz.

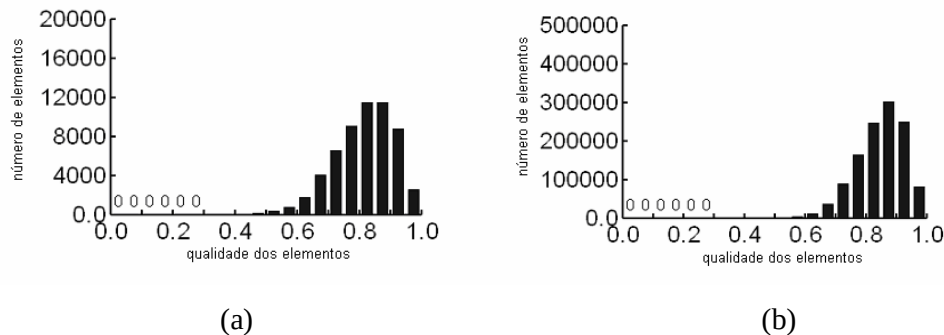


Figura 5.25 – Comparação da qualidade da malha do problema resolvido por (a) método semi-analítico e (b) pelo MEF.

A expressão que avalia a qualidade das malhas para cada tetraedro, $E(T)$, é uma função que penaliza os tetraedros de volume muito pequeno (primeiro termo da Equação 5.1) e tetraedros muito pequenos e muito grandes com relação ao máximo valor do tamanho das arestas (segundo termo da Equação 5.1). A expressão é a seguinte:

$$E(T) = \frac{1}{6^4 \sqrt{2}} \frac{(\sum_i l_i)^3}{Vol} + \sum_i \left(\frac{l_i}{h} + \frac{h}{l_i} - 2 \right), \quad (5.1)$$

onde h é o máximo tamanho da aresta, l_i é o tamanho de cada aresta e Vol é o volume do tetraedro.

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho foi analisado o aquecimento por microondas em amostras de um material cerâmico, a mulita. Nos problemas apresentados, a distribuição de campo elétrico na cavidade e de temperatura nas amostras de mulita foram obtidas. Foi feita a análise em três diferentes geometrias de amostras (barra, poste retangular e poste cilíndrico).

A presença de regiões de aquecimento mais elevado e localizado é característica da cavidade monomodo e foi percebida nos casos analisados.

O funcionamento eficiente da cavidade monomodo deve ser realizado mediante sua anterior sintonia. A sintonia é muito importante para que o processo de aquecimento seja eficiente do ponto de vista energético.

No Capítulo 4 foi desenvolvida uma técnica analítica para a sintonia da cavidade monomodo. A utilização dessa técnica permitiu que a potência vinda da fonte pudesse ser acoplada nas amostras de mulita.

Entretanto, apesar da sintonia da cavidade de ter sido boa, ela apresentou uma sensibilidade muito grande com relação a alguns parâmetros do sistema de aquecimento. Os resultados mostraram que uma pequena variação nesses parâmetros é o bastante para que a cavidade perca muito a sintonia. Por isso, no funcionamento prático dessa cavidade, é necessário fazer um ajuste muito preciso desses parâmetros.

O problema eletromagnético da cavidade monomodo foi resolvido utilizando o método semi-analítico descrito no Capítulo 4. A motivação em usar esse método foi devido à presença da íris e o caráter ressonante da cavidade que tornam, do ponto de vista de esforço computacional, a aplicação direta do MEF ineficiente.

A análise da eficiência computacional do método foi feita considerando o tempo computacional de cálculo do problema eletromagnético. O método semi-analítico provou ser mais eficiente. Uma das razões principais do método ser mais

rápido foi a diminuição do número de elementos utilizados no MEF. Essa redução se deveu a retirada da íris no problema numérico resolvido no método semi-analítico.

Já a exatidão do método semi-analítico é muito dependente da obtenção dos coeficientes de reflexão e transmissão dos materiais processados na cavidade. O cálculo numérico dos coeficientes é uma fonte de imprecisão do método semi-analítico. O cálculo dos coeficientes para os materiais processados na cavidade tem de ser feito utilizando métodos numéricos como aqueles desenvolvidos no Apêndice I. Esses métodos possuem limitações e são sujeitos a erros numéricos.

O método semi-analítico é uma boa ferramenta para a análise do problema eletromagnético na cavidade monomodo, uma vez que permite um enorme ganho de tempo na avaliação da solução. Apesar das limitações citadas acima, uma boa avaliação dos coeficientes de reflexão e de transmissão dos obstáculos na cavidade traz uma boa exatidão no método.

Trabalhos Futuros

Em continuação ao trabalho desenvolvido nesta dissertação pretende-se realizar:

- Propor um método de sintonia automático para a cavidade monomodo. Esse método buscaria resintonizar a cavidade toda vez que as propriedades elétricas do material que está sendo processado mudar com a elevação da temperatura.
- Analisar a cavidade cilíndrica e fazer uma comparação de desempenho com a cavidade retangular.
- Realizar medições em um sistema de aquecimento.
- Modelagem do problema eletromagnético da cavidade monomodo utilizando o MEF no domínio do tempo (para evitar o problema de convergência na solução do sistema matricial do MEF) com elementos de segunda ordem (para melhor descrever o campo dentro da cavidade).
- Utilizar métodos sem malha (Meshless):
 - o Na investigação da mudança de fase do material no processo de aquecimento.
 - o No movimento do fluido que troca calor por convecção com o material a ser aquecido na cavidade.

Apêndice I

Determinação Numérica de Coeficientes de Reflexão e de Transmissão de um Obstáculo num Guia Retangular

Este apêndice desenvolve duas expressões para obter coeficientes de reflexão e transmissão para um obstáculo situado no interior de um guia de onda retangular e infinito. O valor dos coeficientes é importante na técnica de sintonia mostrada no Capítulo 4.

A avaliação desses coeficientes utiliza a solução do problema eletromagnético da Figura 3.1. Essa solução é dada pelo MEF e a sua formulação é apresentada no Capítulo 3.

A.1.1 Formulação

A Figura 3.1 mostra o guia retangular com um obstáculo em seu interior. Assim como foi assumido no desenvolvimento da formulação desse problema, o guia possui dimensões tais que na frequência adotada, somente propaga o modo TE_{10} . Além disso, vale relembrar que as superfícies S_2 e S_3 estão posicionadas a uma distância do obstáculo que não existem modos evanescentes. As superfícies estão posicionadas em $z = -z_1$ e $z = z_2$, respectivamente, e o obstáculo em $z = 0$.

As Equações 3.8 e 3.9 do Capítulo 3 são expressões para o campo elétrico dos modos TE_{10} que estão presentes nas superfícies S_2 e S_3 . Essas expressões serão reescritas aqui, trocando os coeficientes R e T por r_c e t_c , que são os coeficientes de reflexão e transmissão do obstáculo, respectivamente. Considerando o modo incidente com módulo unitário, o campo elétrico em S_2 é dado por

$$\bar{E}(x, y, z) = \bar{E}_{inc} + \bar{E}_{ref} = \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y} + r_c \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z} \hat{y}. \quad (\text{A.1.1})$$

E em S_3 por

$$\bar{E}(x, y, z) = \bar{E}_{trans} = t_c \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z} \hat{y}. \quad (\text{A.1.2})$$

Conhecendo o campo nas superfícies S_2 e S_3 e utilizando o valor do campo elétrico calculado pelo MEF na solução do problema eletromagnético da Figura 3.1, $\bar{E}_{MEF}$, as Equações A.1.3 e A.1.4 fornecem r_c e t_c .

$$r_c = \frac{\bar{E}_{MEF}(x, y, -z_1) - \bar{E}_{inc}}{\bar{E}_{inc}} = \frac{\bar{E}_{MEF}(x, y, -z_1) - \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z_1}}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{+jk_{z_{10}} z_1}}, \quad (\text{A.1.3})$$

$$t_c = \frac{\bar{E}_{MEF}(x, y, z_2)}{\bar{E}_{inc}} = \frac{\bar{E}_{MEF}(x, y, z_2)}{\operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-jk_{z_{10}} z_2}}. \quad (\text{A.1.4})$$

Como a Equação A.1.3 é avaliada em $z = -z_1$ para obtenção de r_c com o obstáculo posicionado na origem, a fase deve ser corrigida, $\hat{r}_c = \frac{r_c}{e^{-2jk_{z_{10}} z_1}}$.

Os coeficientes fornecidos pelas Equações A.1.3 e A.1.4 são sujeitos a erros numéricos provenientes do cálculo de campo. Variações nesses coeficientes ao longo das coordenadas x e y são encontradas, o que fisicamente não ocorre.

Outras duas expressões para obtenção dos coeficientes são apresentadas abaixo. Elas também necessitam do conhecimento de $\bar{E}_{MEF}$.

$$r_c = \frac{2e^{+jk_{z_{10}} z_1}}{ab} \iint_{S_2} \bar{E}_{MEF}(x, y, -z_1) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dS_2 - e^{+2jk_{z_{10}} z_1}, \quad (\text{A.1.5})$$

$$t_c = \frac{2e^{+jk_{z_{10}} z_2}}{ab} \iint_{S_3} \bar{E}_{MEF}(x, y, z_2) \cdot \hat{e}_{10}(x, y) dS_3, \quad (\text{A.1.6})$$

onde $\hat{e}_{10}(x, y) = \operatorname{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) \hat{y}$.

Devido o modo propagante ser ortogonal aos outros modos de ordem superior que aparecem no guia, quando é realizado o produto escalar de $\bar{E}_{MEF}$ por $\hat{e}_{10}$ no núcleo das integrais das Equações A.1.5 e A.1.6, retira-se a influência dos modos de

ordem superior no cálculo dos coeficientes. Isso é devido à propriedade de ortogonalidade da função seno.

Um bom teste de avaliação da exatidão dos coeficientes calculados é a avaliação da expressão $|r_c|^2 + |t_c|^2$. Essa expressão reflete a conservação da energia e no caso de obstáculos sem perdas essa relação deve ser igual a um.

Como a técnica de sintonia da cavidade apresentada no Capítulo 3 necessita do cálculo de r_c e t_c , é interessante apresentar o tempo gasto na avaliação desses coeficientes. Na média, é gasto aproximadamente 60 minutos nessa avaliação.

Para os resultados ao longo desta dissertação foi utilizada as Equações A.1.5 e A.1.6 para avaliação de r_c e t_c .

A.1.2 Obstáculos Sem Perdas

A determinação numérica dos coeficientes de reflexão e transmissão muitas vezes viola a conservação da energia devido a erros numéricos. Isso limita a exatidão dos valores encontrados para os coeficientes.

Para obstáculos sem perdas, a conservação da energia pode ser usada para estimar os coeficientes de reflexão ou transmissão de maneira mais fisicamente correta. Nesta seção, é apresentado um método que avalia os coeficientes utilizando tanto a equação que representa a conservação da energia juntamente com a matriz de espalhamento do obstáculo quanto às expressões numéricas apresentadas na seção anterior.

Esse método obtém r_c numericamente utilizando uma das expressões apresentadas anteriormente, e o valor de t_c é estimado considerando que o obstáculo não tem perdas.

Primeiramente construindo a matriz de espalhamento do obstáculo no guia retangular baseada na Figura A.1.1

$$\begin{bmatrix} \bar{E}_{ref} \\ \bar{E}_{trans} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_c & t_c \\ t_c & r_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{E}_{inc} \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (A.1.7)$$

observando que não existe campo incidente do lado direito do obstáculo.

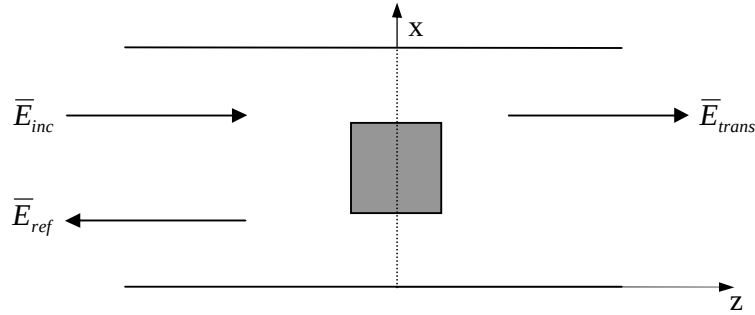


Figura A.1.1 – Vista superior do guia e a descrição dos modos propagantes.

A rede da Figura A.1.1 é uma rede recíproca e sem perda. Isso faz com que a matriz de espalhamento seja simétrica e unitária [11]. Devido à unicidade da matriz, deduz-se a expressão

$$r_c^* t_c + t_c^* r_c = 0. \quad (\text{A.1.8})$$

Juntando a essa expressão aquela da conservação da energia, estima-se t_c da seguinte forma

$$\begin{aligned} |t_c| &= \sqrt{1 - |r_c|^2}, \\ \angle t_c &= \angle r_c - \pi/2. \end{aligned} \quad (\text{A.1.9})$$

Calculando r_c numericamente, e estimando t_c através da Equação A.1.9, a conservação da energia vai ser respeitada nos valores encontrados para os coeficientes.

Apêndice II

Estimativa do Alcance dos Modos Evanescentes

Nesta seção, será estimado o alcance dos modos evanescentes presentes no guia de onda retangular estudado, WR-430.

Esses modos possuem um decaimento exponencial proporcional à parte imaginária da sua constante de propagação

$$e^{-jk_{z_{mn}}z} = e^{-\alpha_{z_{mn}}z} e^{-j\beta_{z_{mn}}z}, \quad (\text{A.2.1})$$

sendo $k_{z_{mn}}$ a constante de propagação do modo evanescente que possui somente uma componente imaginária. A Tabela A.2.1 apresenta valores de $\alpha_{z_{mn}}$ para alguns modos.

Deseja-se estimar uma distância de alcance dos modos evanescentes considerando um decaimento de 95% na amplitude desses modos. Considerando aquele de menor constante de decaimento, $\alpha_{z_{20}}$ ou $\alpha_{z_{01}}$, tem-se

$$\begin{aligned} e^{-\alpha_{z_{01}}z_{\max}} &= 0.05, \\ z_{\max} &\approx 0.11\text{ m} \approx 0.75\lambda_{g_{10}}, \end{aligned} \quad (\text{A.2.2})$$

estima-se com isso a distância de propagação dos modos evanescentes no guia estudado.

Modo	m	n	$\alpha_{z_{mn}}$
TE	1	0	0 (propagante)
TE	2	0	25.93
TE	0	1	25.93
TE, TM	1	1	38.73
TE, TM	2	1	63.10

Tabela A.2.1 – Avaliação da parte imaginária da constante de propagação dos modos TE_{mn} e TM_{mn} .

É importante destacar que essa estimativa foi feita baseando-se somente no decaimento dos modos evanescentes. Porém isso não é suficiente para calcular de fato o alcance desses modos, pois tem-se que considerar também as amplitudes dos modos. Contudo a técnica de estimação aqui apresentada serve para se ter um conhecimento do comportamento desses modos.

Essa distância é útil em dois pontos deste trabalho. Primeiro no posicionamento das superfícies S_2 e S_3 no desenvolvimento da formulação do MEF no Capítulo 3. Ela é útil também no Capítulo 4, no caráter assintótico do método semi-analítico, que desconsidera a influência dos modos evanescentes excitados pela íris e pelo material a ser processado na cavidade.

Referências Bibliográficas

- [1] OSEPCHUK, John M. Microwave Power Applications. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 50, n. 3, p. 975-985, mar. 2002.
- [2] METAXAS, A. C. Microwave Heating. **The Power Engineering Journal**, sep. 1991.
- [3] CLARK, David E.; SUTTON, Willard H. Microwave Processing of Materials. **Annu. Rev. Mater. Sci.**, v. 26, p. 299-331, 1996.
- [4] AYAPPA, K. G.; DAVIS, H. T. Microwave Heating: An Evaluation of Power Formulations. **Chemical Engineering Science**, v. 45, n. 4, p. 1005-1016, 1991.
- [5] FLIFLET, Arne W. et al. Application of Microwave Heating to Ceramic Processing: Design and Initial Operation of a 2.45-GHz Single-Mode Furnace. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 24, n. 3, p. 1041-1049, jun. 1996.
- [6] ROGERS, D. G.; BIALKOWSKI, M. E.; GEORGE, G. A. Kinetic Study of Epoxy-Amine Microwave Cure Reactions. Part I: Design and Operation of Single-Mode Resonant Microwave Cavity, **High Performance Polymers**, v. 10, p. 341-351, aug. 1998.
- [7] HILE, Cheryl V.; KRIEGSMANN, Gregory A. A Hybrid Numerical Method for Loaded Highly Resonant Single Mode Cavities. **Journal of Computational Physics**, v. 142, n. CP985951, p. 506-520, 1998.
- [8] MCCONNELL, Brian Gregory. **A Coupled Heat Transfer and Electromagnetic Model for Simulating Microwave Heating of Thin Dielectric Materials in a Resonant Cavity**. Blacksburg, EUA: Virginia Polytechnic Institute and State University, 1999. 254 p. Dissertação (Mestrado).

-
- [9] METAXAS, A.C. and MEREDITH, R.J., **Industrial Microwave Heating**, London, IET (The Institution of Engineering and Technology), 1988.
- [10] CHAN, Tse V. Chow Ting; READER, Howard C. **Understanding Microwave Heating Cavities**. Norwood: Artech House, Inc, 2000.
- [11] POZAR, David M. **Microwave Engineering**. EUA: John Wiley & Sons, Inc, 1998.
- [12] ABDULNOUR, Jawad; MARCHILDON, Loius. Scattering by a Dielectric Obstacle in a Rectangular Waveguide. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 41, n. 11, p. 1988-1994, nov. 1993.
- [13] HARRINGTON, Roger F. **Time-Harmonic Electromagnetic Fields**. New York: McGraw-Hill, Inc, 1961.
- [14] COLLIN, Robert E. **Field Theory of Guided Waves**. NJ: IEEE Press, 1991.
- [15] COLLIN, Robert E. **Foundations for Microwave Engineering**. EUA: McGraw-Hill, Inc, 1992.
- [16] JIN, Jianming. **The Finite Element Method in Electromagnetic**. Canadá: John Wiley & Sons, Inc, 1993.
- [17] ISE, Kiyoshi; INOUE, Kazuhiro; KOSHIBA, Masanori. Three-Dimensional Finite Element Method with Edge Elements for Electromagnetic Waveguide Discontinuities. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 39, n. 8, p. 1289-1295, aug. 1991.
- [18] LEWIS, R. W. et al. **The Finite Element Method in Heat Transfer Analysis**. Chichester: John Wiley & Sons, Inc, 1996.

- [19] SARVAS, Jukka; JARVENPAA, Seppo. Finite Element Method in Electromagnetic Field Computing. Disponível em: <<http://www.tkk.fi/Units/Electromagnetics>>. Acesso em: 10 dez. 2005.
- [20] ALPERT, Yaron; JERBY, Eli. Coupled Thermal-Electromagnetic Model for Microwave Heating of Temperature-Dependent Dielectric Media. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 27, n. 2, p. 555-562, apr. 1999.
- [21] TORRES, François; JECKO, Bernard. Complete FDTD Analysis of Microwave Heating Process in Frequency-Dependent and Temperature-Dependent Media. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 45, n. 1, p. 108-117, jan. 1997.
- [22] DIBBEN, David C.; METAXAS, Ricky. Time Domain Finite Element Analysis of Multimode Microwave Applicators. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 32, n. 3, p. 942-945, may 1996.
- [23] WU, Xiaofeng. **Experimental and Theoretical Study of Microwave Heating of Thermal Runaway Materials**. Blacksburg, EUA: Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002. 166 p. Tese (Doutorado).
- [24] PALAIS, Joseph C. A Complete Solution of the Inductive Iris with TE_{k0} Incidence in Rectangular Waveguide. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. MIT-15, n. 3, p. 156-160, mar. 1967.
- [25] NEILSON, Jeff M. et al. Determination of the Resonant Frequencies in a Complex Cavity Using the Scattering Matrix Formulation. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 37, n. 8, p. 1165-1170, aug. 1989.
- [26] TADMOR, Arbel D.; SCHACHTER, Levi. Optimized Single-Mode Cavity for Ceramics Sintering. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, v. 47, n. 9, p. 1634-1639, sep. 1999.

[27] BOWS, John R. et al. Microwave Phase Control Heating. **International Journal of Food and Technology**, v. 34, p. 295-304, 1999.

[28] VOGT, Gerald J. et al. Use of a Variable Frequency Source with a Single-Mode Cavity to Process Ceramic Filaments. In: MICROWAVE AND HIGH FREQUENCY HEATING INTERNATIONAL CONFERENCE, 1995, Cambridge, Inglaterra.

[29] KINGERY, W. D.; BOWEN, H. K.; UHLMANN, D. R. **Introduction to Ceramics**. Canadá: John Wiley & Sons, Inc, 1960.

[30] PARIONA, Moisés Meza; BIHUNA, Eliane; DAVANZO, Erika Priscila. Simulação Numérica da Transferência de Calor em 3-D Durante a Solidificação do Aço AISI 420 em Moldes de Areia e Mulita. Publ. **UEPG Ci. Exatas e Terra**, Ponta Grossa, v. 9, n. 3, p. 23-34, dez. 2003.

[31] OKTAY, Ali; AKMAN, Ali. FDTD Modeling of Dielectric Heating Process: Application on Ceramic. Disponível em: < <http://www20.uludag.edu.tr/~aakman> >. Acesso em: 10 fev. 2007.

[32] OKTAY, Ali; AKMAN Ali. Thermal Simulation of Microwave Heating for Material Processing. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON MICROWAVE AND HIGH FREQUENCY HEATING, 7., 1999, p. 239-242.

[33] CURTIS, John M. **Experimental Verification for Microwave Processing of Materials in a Single-Mode Rectangular Resonant Cavity**. Blacksburg, EUA: Virginia Polytechnic Institute and State University, 1999. 121 p. Dissertação (Mestrado).

[34] ASMUSSEN, J. et al. Single-Mode or Controlled Multimode Microwave Cavity Applicators for Precision Materials Processing. **American Institute of Physics**, v. 58, n. 8, p. 1477-1486, aug. 1987.

[35] OKTAY, Ali; AKMAN, Ali. An Analysis of the FDTD Method for Modeling the Microwave Heating of Dielectric Materials within 3D Cavity System. Disponível em: <<http://www20.uludag.edu.tr/~aakman>>. Acesso em: 10 fev. 2007.

[36] PATHAK, S. K.; LIU F.; TANG J. Finite Difference Time Domain (FDTD) Characterization of Single Mode Applicator. **Journal of Microwave Power & Electromagnetic Energy**, v. 38, n. 1, p. 37-41, 2003.

[37] CHAN, Tse V. Chow Ting; READER, Howard C. The Effect of Load on Typical Multimode and Single Mode Cavities. **IEEE Transactions**, 1998.