

Glauco Fontgalland

Uma aplicação médica de microondas :  
Diatermia e Hipertermia

Dissertação submetida ao corpo docente da Coordenação dos Cursos de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal da Paraíba - Campus II como parte dos requisitos necessários para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.

Creso Santos da Rocha - Ph.D.

Orientador

Francisco de Assis Ferreira Tejo - M.A.Sc.

Orientador

Rômulo Raimundo Maranhão do Valle - Mestre

Orientador

Campina Grande, Paraíba, Brasil

©Glauco Fontgalland, 1993

Uma aplicação médica de microondas :  
Diatermia e Hipertermia

Glauco Fontgalland

*Dissertação de Mestrado aprovada em 12/11/1993*

Creso Santos da Rocha - Ph.D.  
Orientador

Francisco de Assis Ferreira Tejo - M.A.Sc.  
Orientador

Rômulo Raimundo Maranhão do Valle - Mestre  
Orientador

José Thomaz Senise - Ph.D.  
Componente da Banca

Adaildo Gomes D'Assunção - Dr.  
Componente da Banca

Campina Grande, Paraíba, Brasil, novembro/1993



F677a Fontgalland, Glauco.  
Uma aplicação médica de microondas : diatermia e hipertermia / Glauco Fontgalland. - Campina Grande, 1993. 130 f.

Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Universidade Federal da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia, 1993.  
"Orientação : Prof. Dr. Creso Santos da Rocha, Prof. M.Sc. Rômulo Raimundo Maranhão do Valle, Prof. M.Sc. Francisco de Assis Ferreira Tejo."  
Referências.

1. Microondas - Aplicação Médica. 2. Diatermia. 3. Hipertermia. 4. Aplicações Médicas de Campos Eletromagnéticos. 5. Dissertação - Engenharia Elétrica. I. Rocha, Creso Santos da. II. Valle, Rômulo Raimundo Maranhão do. III. Tejo, Francisco de Assis Ferreira. IV. Universidade Federal da Paraíba - Campina Grande (PB). V. Título  
CDU 621.37(043)

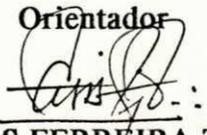
UMA APLICAÇÃO MÉDICA DE MICROONDAS:  
DIATERMIA E HIPERTERMIA

GLAUCO FONTGALLAND

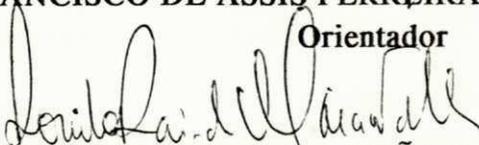
Dissertação Aprovada em 12.11.1993

  
CRESO SANTOS DA ROCHA, Ph.D., UFPB

Orientador

  
FRANCISCO DE ASSIS FERREIRA TEJO, M.Sc., UFPB

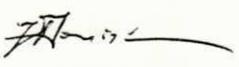
Orientador

  
RÔMULO RAIMUNDO MARANHÃO DO VALLE, Mestre, UFPB

Orientador

  
ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO, Ph.D., UFRN

Componente da Banca

  
JOSÉ THOMAZ SENISE, Dr., EEM/IMT

Componente da Banca

CAMPINA GRANDE - PB

Novembro - 1993

Dedico este trabalho aos meus pais,

Guido e Madalena

e a minha avó,

Isaura

## Agradecimentos

Devo os meus sinceros agradecimentos a algumas pessoas e instituições. Dentre elas:

Ao professor Rômulo R. M. Valle, pelo esforço, estímulo e dedicação prestados.

Ao professor Francisco A. F. Tejo, pela experiência e sugestões.

Ao professor Creso S. Rocha, pela contribuição acadêmica.

Aos meus irmãos e irmãs, Guido Jr., Gladstone, Gothardo, Guilardo, Mônica, Marly e Milena, pela fraternidade, confiança e amor nunca negados.

Ao casal de Engenheiros Washington e Silvana, pela amizade, apoio e companheirismo.

Aos colegas Joabson e Cortez e demais colegas da AMEA e do LAPS.

A Isabel Lausanne, pelo apoio nos últimos meses deste trabalho.

A professora Thalma do DEQ.

Aos professores Shirley e Samuel do DME.

Ao professor Erinaldo do CCBS.

A Universidade Federal da Paraíba-Campus II e a CAPES.

E a cidade de Campina Grande, pela minha estada durante estes anos.

## Resumo

Nesta dissertação é feita uma revisão bibliográfica sobre as modalidades de termoterapia conhecidas como DIATERMIA e HIPERTERMIA, bem como uma descrição das principais técnicas e aplicadores utilizados nesses tratamentos. Visando situar o objeto de estudo num contexto eletromagnético, são apresentados os fundamentos sobre o comportamento dos tecidos biológicos em um campo eletromagnético, em função da frequência, bem como os principais efeitos das radiações não ionizantes sobre eles. Discorre-se sobre os padrões de segurança adotados no Brasil, no que tange aos níveis e tempos de exposição de energia eletromagnética não ionizantes.

Apresenta-se uma revisão da teoria de antenas com ênfase especial em antenas helicoidais, teoria de refletores, teoria dos arranjos de antenas e Óptica Geométrica. Esses conceitos são então utilizados na elaboração e implementação de um programa computacional para o projeto de uma antena helicoidal irradiando no modo axial, com diretividade aumentada e refletores plano, cônico e elíptico.

Um segundo programa permite a determinação da forma do refletor, dadas as características da antena primária (alimentador) e do diagrama de radiação secundário desejado. É obtida uma boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais.

Algumas conclusões são extraídas desta dissertação e espera-se que isto abra novos caminhos para futuros trabalhos sobre aplicações médicas de campos eletromagnéticos.

## Abstract

In this dissertation a bibliographical review is made on the modalities of thermotherapy known as DIATHERMY and HIPERTHERMY, as well as a description of the main techniques and applicators used in these treatments. Aiming to set the object of study in an electromagnetic context, some underlying principles on the behaviour of a biological tissue in terms of frequency of the applied field are presented, besides the main effects of non-ionizing radiation on them. Some relevant aspects of safety standards adopted in Brazil are discussed, concerning level and exposure time of non-ionizing electromagnetic energy.

A review of antenna theory is presented and special emphasis is given to helical antennas, antenna arrays, passive reflectors and Geometric Optics. These theoretical considerations are then used in writing a computer program for the design of a primary helical antenna radiating in the axial mode. Increased directivity and the effects of plane, conic and elliptical reflectors on it are considered by the program.

A second program allows the determination of the shape of a reflector, given the characteristics of the primary antenna (feeder) and of the desired secondary aperture field. A good agreement is found between theoretical and experimental results.

Some conclusions are drawn from the dissertation and we hope it will open new avenues for future work on medical applications of electromagnetic fields.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Aplicação de Potência Eletromagnética em Meios Biológicos</b>	<b>4</b>
2.1	Histórico . . . . .	4
2.2	Técnicas para o aquecimento eletromagnético . . . . .	5
2.2.1	Área de abrangência corporal . . . . .	6
2.2.2	Aplicação de hipertermia intersticial . . . . .	7
2.2.3	Áreas de atuação . . . . .	7
2.3	Aplicadores regionais para hipertermia . . . . .	8
2.3.1	Aplicadores de campo próximo . . . . .	8
2.3.2	Aplicadores irradiantes . . . . .	10
2.4	Propriedades térmicas e elétricas dos tecidos . . . . .	13
2.4.1	Propagação das ondas eletromagnéticas . . . . .	13
2.4.2	Propriedades dos materiais . . . . .	14
2.4.3	A absorção da energia . . . . .	17
2.5	Efeitos e benefícios do aquecimento terapêutico . . . . .	21
2.5.1	Efeitos citológicos . . . . .	21
2.5.2	Benefícios terapêuticos . . . . .	22

2.6	Padrões de segurança . . . . .	23
2.7	Conclusão . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Teoria Básica e conceitos preliminares de antenas</b>	<b>26</b>
3.1	Teoria dos aplicadores . . . . .	26
3.1.1	Características gerais das antenas . . . . .	27
3.1.2	A antena helicoidal . . . . .	29
3.1.2.1	Dimensões físicas . . . . .	29
3.1.2.2	O modo de radiação e a corrente . . . . .	30
3.1.2.3	Velocidade de fase, fator de arranjo e relação axial . . . . .	31
3.1.2.4	Parâmetros segundo Kraus . . . . .	32
3.1.3	A antena como abertura . . . . .	34
3.1.3.1	Distribuição de campo na abertura . . . . .	34
3.1.3.2	Aberturas quadrada e circular . . . . .	35
3.1.3.3	Difração nas bordas . . . . .	35
3.1.3.4	Frentes de fase na abertura . . . . .	36
3.1.4	Superfícies de reflexão . . . . .	36
3.1.4.1	O refletor diédrico . . . . .	37
3.1.4.2	O refletor elíptico . . . . .	38
3.1.4.3	Determinação das regiões de campo para superfícies focalizadas	38
3.1.5	Aberrações em refletores . . . . .	39
3.1.6	Astigmatismo . . . . .	40
3.1.7	Desfocamento . . . . .	41
3.2	Os campos da Óptica Geométrica . . . . .	41
3.2.1	A solução das equações de Maxwell . . . . .	42
3.2.2	A equação Eikonal . . . . .	44

<b>4</b>	<b>Projeto dos aplicadores regionais</b>	<b>45</b>
4.1	O irradiador de campo circular . . . . .	46
4.1.1	Escolha da hélice . . . . .	46
4.1.2	Efeito do disco intermediário (subrefletor) . . . . .	51
4.1.3	Medições de impedância . . . . .	52
4.1.4	Efeito da posição da hélice . . . . .	54
4.2	A escolha do refletor . . . . .	55
4.2.1	Construção dos protótipos . . . . .	55
4.2.2	Medição dos diagramas de campo distante . . . . .	57
4.2.3	Medição dos diagramas de campo próximo . . . . .	58
4.2.4	O efeito do espaçamento ao diedro . . . . .	61
4.2.5	Medições de impedância . . . . .	61
4.2.6	Efeito do disco intermediário . . . . .	63
4.3	O programa computacional . . . . .	65
4.3.1	Objetivo e limitações . . . . .	65
4.3.2	Descrição do programa . . . . .	67
4.3.3	Comparação com os resultados numéricos . . . . .	68
4.4	Conclusão . . . . .	72
<b>5</b>	<b>Síntese do aplicador</b>	<b>73</b>
5.1	Descrição do problema . . . . .	73
5.2	Caracterização dos diagramas primário e secundário . . . . .	74
5.3	Propriedades dos campos Ópticos . . . . .	75
5.3.1	Relação entre os campos . . . . .	75
5.3.2	A densidade de energia média no tempo . . . . .	75

5.3.3	Densidade de fluxo de potência médio . . . . .	77
5.3.4	O raio principal de curvatura . . . . .	77
5.3.5	A lei da intensidade da Óptica Geométrica-GO . . . . .	79
5.3.6	Atraso de fase ao longo do raio . . . . .	81
5.3.7	A lei de Snell e o princípio de Fermat . . . . .	82
5.4	Determinação do perfil do refletor . . . . .	82
5.5	Bloqueio da abertura . . . . .	85
5.6	Comparação com o protótipo . . . . .	87
5.7	Conclusão . . . . .	88
<b>6</b>	<b>Conclusão</b>	<b>91</b>
<b>A</b>	<b>Programa Computacional</b>	<b>96</b>
A.1	Fluxograma do programa computacional . . . . .	96
A.2	Listagem do programa computacional . . . . .	98
A.3	Listagem de resultados obtidos pelo programa . . . . .	99
<b>B</b>	<b>Dimensões dos refletores</b>	<b>100</b>
B.1	Dimensões do refletor cônico . . . . .	100
B.2	Dimensões do refletor de duas seções . . . . .	101
<b>C</b>	<b>Caracterização dos campos da Óptica Geométrica</b>	<b>102</b>
C.1	Solução das equações de Maxwell . . . . .	102
C.2	Propriedades dos Campos Ópticos . . . . .	106
C.2.1	Densidade de fluxo de potência médio . . . . .	106
C.2.2	Raio principal de curvatura . . . . .	107
C.2.3	Atraso de fase no raio óptico . . . . .	111

<b>D</b>	<b>Diagrama de radiação das hélices das referências [46] e [5]</b>	<b>114</b>
D.1	Diagrama de radiação das hélices da referência [46] . . . . .	114
D.2	Diagrama de radiação da hélice da referência [5] . . . . .	114
<b>E</b>	<b>Diagrama de blocos para medição de impedância e aferição de frequência</b>	<b>117</b>
E.1	Diagrama de blocos do sistema de medição de impedância . . . . .	117
E.2	Diagrama de blocos do sistema de aferição de frequência . . . . .	118
<b>F</b>	<b>Espectro de frequência</b>	<b>119</b>
<b>G</b>	<b>Limites dos padrões de segurança</b>	<b>120</b>
<b>H</b>	<b>Carta universal de diagramas</b>	<b>122</b>
<b>I</b>	<b>Carta de circunferência em função do espaçamento</b>	<b>123</b>

## Lista de Tabelas

4.1	Dimensões físicas das hélices . . . . .	48
4.2	Resultados experimentais das hélices com refletor circular de um comprimento de onda . . . . .	50
4.3	Coefficiente de reflexão, S e impedância para hélices com $N=4$ e refletor circular de um comprimento de onda . . . . .	53
4.4	Largura de feixe do diagrama horizontal e vertical de A1, A2, A3 e A4	58
4.5	Coefficiente de reflexão, SWR e impedância para hélices com $N=4$ e refletor 2S com “choke” . . . . .	64
4.6	Coefficiente de reflexão, SWR e impedância para o aplicador A1-2S, com subrefletor e “choke” . . . . .	64
4.7	Resultado teórico e experimental para a largura de feixe e impedância da antena A1, com refletor circular de um comprimento de onda . . . . .	71
5.1	Dados para o projeto da superfície do refletor . . . . .	84
5.2	Dados resultantes da integração da área sob a curva da FIG. 5.4 . . . . .	86

## Lista de Figuras

2.1	Aplicador capacitivo . . . . .	9
2.2	Aplicador indutivo . . . . .	10
2.3	Aplicador regional de abertura não focalizada . . . . .	11
2.4	Aplicadores regionais focalizados . . . . .	12
2.5	Circuito elétrico equivalente das células . . . . .	17
2.6	Comportamento da temperatura vs. tempo de aplicação de energia EM	19
2.7	Comportamento da energia num dielétrico com perdas . . . . .	20
2.8	Tamanho do tumor vs. efeito do tratamento para diversas modalidades	22
3.1	Circuito equivalente do sistema Transmissor/LT/Antena/Espaço Livre	28
3.2	Parâmetros físicos da antena com plano de terra . . . . .	30
3.3	Diagrama de radiação relativo de abertura circular e quadrada . . . . .	35
3.4	Parâmetros do refletor diédrico . . . . .	37
3.5	Comportamento do feixe de raios nas regiões de campo próximo e campo distante para um Elipsóide e um Parabolóide . . . . .	39
3.6	Comportamento do raio óptico num meio não homogêneo . . . . .	43
4.1	Irradiador de campo circular com antena helicoidal . . . . .	47
4.2	Foto da montagem do sistema utilizado para medição dos diagramas de radiação . . . . .	49

4.3	Gráfico da intensidade de campo vs. posição do subrefletor para a hélice com refletor circular de um comprimento de onda . . . . .	51
4.4	Comportamento qualitativo do diagrama de radiação da hélice A1 . . . . .	55
4.5	Análise óptica do refletor diédrico truncado ( $\alpha = 30^\circ$ ) . . . . .	56
4.6	Análise óptica do refletor de duas seções 2S . . . . .	57
4.7	Comportamento da densidade de potência na região de campo próximo para o aplicador A1-2S . . . . .	60
4.8	Diagrama de campo perpendicular à abertura na região de campo próximo do aplicador A1-2S . . . . .	62
4.9	Diagramas de radiação polar do refletor cônico . . . . .	63
4.10	Diagramas de radiação horizontal, experimental e teórico, para a antena A1 com refletor circular de um comprimento de onda . . . . .	68
4.11	Diagramas de radiação experimental e teórico da antena A1, com refletor cônico . . . . .	69
4.12	Diagrama de radiação experimental e teórico do aplicador A1-2S e da antena A1, com refletor elipsoidal . . . . .	70
4.13	Diagramas de radiação experimental e teórico do aplicador A1-2S com “choke” e da antena A1, com refletor elipsoidal . . . . .	71
5.1	Geometria dos raios ópticos sobre uma superfície . . . . .	74
5.2	Intensidade de radiação secundária e diagrama tridimensional . . . . .	76
5.3	Comportamento da energia do tubo de raios incidente e refletido num meio homogêneo . . . . .	80
5.4	Gráfico da função $\tan(\frac{\phi-\theta}{2})$ vs. $\phi$ em graus . . . . .	85
5.5	Superfícies do elipsóide obtido e do refletor de duas seções projetado . . . . .	87
5.6	Geometria do bloqueio da abertura causado pelo alimentador . . . . .	88

5.7	Diagrama linear na região de campo próximo de A1 com o refletor elipsoidal e com 2S sem o “choke” . . . . .	89
5.8	Diagrama linear na região de campo próximo de A1 com o refletor elipsoidal e com 2S com o “choke” . . . . .	90
A.1	Fluxograma do programa computacional . . . . .	97
B.1	Dimensões físicas do refletor Cônico . . . . .	100
B.2	Dimensões físicas do refletor de duas seções 2S . . . . .	101
C.1	Geometria da curvatura do raio . . . . .	110
D.1	Diagrama polar para $N=3$ , $S=2\text{cm}$ e $D=3\text{cm}$ . . . . .	115
D.2	Diagrama polar para $N=4$ , $S=2\text{cm}$ e $D=3\text{cm}$ . . . . .	115
D.3	Diagrama polar para $N = 4$ , $S=3\text{cm}$ e $D=4\text{cm}$ . . . . .	116
E.1	Diagrama de blocos do sistema de medição de impedância . . . . .	117
E.2	Diagrama de blocos do sistema de aferição de frequência . . . . .	118
F.1	Espectro eletromagnético de frequência . . . . .	119
G.1	Limites dos padrões de segurança às radiações não-ionizantes . . . . .	121
H.1	Carta universal de diagramas de campo para matrizes de fontes pontuais	122
I.1	Carta de circunferência em função do espaçamento . . . . .	124

## Lista de Símbolos

- B - Vetor densidade de fluxo magnético
- $b'$  - Diâmetro da abertura da fonte primária
- $C_\lambda$  - Circunferência da hélice em comprimentos de onda
- c - Velocidade da luz no espaço livre
- $c_b$  - Calor específico do sangue
- $c_t$  - Calor específico do material
- D - 1. Diâmetro da espira  
- 2. Vetor densidade de fluxo elétrico
- $D'_0$  - Abertura do refletor diédrico
- $D_r$  - Diâmetro da abertura do refletor
- d - Distância entre as placas do capacitor
- $d_s$  - Diâmetro do subrefletor
- E - Vetor campo elétrico
- $E_{HF}$  - Campo elétrico em altas frequências
- $E_0$  - Módulo do vetor campo elétrico no espaço livre
- $E_t$  - Amplitude do campo distante total
- $E_\theta$  - Amplitude do campo na direção  $\theta$
- $E_\phi$  - Amplitude do campo na direção  $\phi$

$e_t$  - Eficiência total da antena  
 $f$  - 1. Frequência de operação  
       2. Distância do foco ao refletor  
 $g$  - Distância do refletor ao início do enrolamento da hélice  
 $H$  - Vetor campo magnético  
 $H_{HF}$  - Campo magnético em altas frequências  
 $H_0$  - Módulo do vetor campo magnético  
 $H'_0$  - Largura da abertura do refletor diédrico  
 $h_t$  - Altura da antena de teste  
 $I(\phi)$  - Intensidade de radiação primária  
 $I_{s,r}$  - Vetor unitário na direção do raio  
 $K_c$  - Condutividade térmica do tecido  
 $K_2$  - Constante dada por 0,698  
 $k_0$  - Número de onda no espaço livre  
 $LF_{3dB}$  - Largura de feixe de meia-potência  
 $L_\lambda$  - Comprimento de uma espira em comprimentos de onda  
 $L'_0$  - Comprimento do lado do refletor diédrico  
 $M$  - Vetor unitário dado por  $dI_{s,r}/ds_r$   
 $m$  - Taxa do fluxo sangüíneo em ml/100g.min  
 $N$  - Número de espiras da hélice  
 $P_d$  - Densidade de potência dissipada no material aquecido  
 $P_i$  - Potência incidente no tecido  
 $P_r$  - Potência refletida no tecido  
 $P_t$  - Potência transmitida no tecido

$P(\theta)$  - Intensidade de radiação secundária

$p$  - Velocidade de fase relativa de propagação da onda ao longo do condutor

$R_a$  - Resistência da antena

$R_f$  - Distância ao refletor

$R_{f,f}$  - Distância ao refletor na RCD

$R_{f,n}$  - Distância ao refletor na RCP

$R_1$  - Modo de radiação de feixe, axial ou longitudinal

$r(s_r)$  - Vetor posição de um ponto sobre o raio

$S$  - Espaçamento entre as espiras da hélice

$S_\lambda$  - Espaçamento em comprimentos de onda

$S_0$  - Distância do alimentador ao vértice

$S'_0$  - Espaçamento da hélice ao truncamento do refletor

$s_r$  - Distância ao longo do raio

$T$  - Temperatura final do tecido

$T^*$  - Constante de tempo para o comportamento exponencial no domínio do tempo

$T_a$  - Temperatura arterial do sangue ao entrar no tecido

$T_0$  - Temperatura inicial do tecido

$\tan \delta$  - Tangente de perdas do material

$W_a$  - Densidade de potência absorvida

$W_b$  - Potência dissipada pelo fluxo sanguíneo

$W_c$  - Potência dissipada pela condução térmica

$W_e$  - Energia média armazenada no campo elétrico

$W_m$  - 1. Taxa de aquecimento metabólico  
2. - Energia média armazenada no campo magnético

$W_o$  - Taxa de aquecimento metabólico inicial  
 $W_{total}$  - Densidade de energia média total por unidade de volume  
 $X_a$  - Reatância da antena  
 $Z_a$  - Impedância da antena  
 $Z_o$  - Impedância característica da linha  
 $\alpha$  - Ângulo de passo  
 $\alpha'$  - Constante de atenuação  
 $\beta$  - Constante de fase da onda  
 $\Gamma$  - Coeficiente de reflexão  
 $\gamma$  - Constante de propagação da onda  
 $\Delta T$  - Variação da temperatura no material ( $\Delta T = T - T_0$ )  
 $\Delta T'$  - Variação da temperatura no sangue ( $\Delta T' = T - T'$ )  
 $\delta$  - Profundidade de penetração no tecido  
 $\epsilon$  - permissividade complexa do material  
 $\epsilon'$  - Constante dielétrica do material  
 $\epsilon''$  - Fator de perdas do material  
 $\epsilon_0$  - Constante dielétrica do vácuo  
 $\epsilon_0^*$  - Valor de  $\epsilon$  para baixas frequências  
 $\epsilon_r'$  - Constante dielétrica relativa do material  
 $\epsilon_r''$  - Fator de perdas relativo  
 $\epsilon_\infty^*$  - Valor de  $\epsilon$  para altas frequências  
 $\eta$  - Índice de refração do meio  
 $\eta_i$  - Impedância intrínseca do meio  
 $\eta_r$  - Região do refletor diédrico que não contribui na reflexão do sinal

$\theta$  - Ângulo do irradiador secundário tomado a partir da horizontal  
 $\theta_i$  - Ângulo de incidência  
 $\theta_r$  - Ângulo de reflexão  
 $\lambda$  - Comprimento de onda no espaço livre  
 $\lambda_g$  - Comprimento de onda na linha  
 $\lambda_t$  - Comprimento de onda no material  
 $\mu$  - permeabilidade magnética complexa do material  
 $\mu'$  - Permeabilidade magnética do material  
 $\mu''$  - Fator de perdas magnético  
 $\mu_0$  - Permeabilidade magnética do vácuo  
 $\mu_r$  - Permeabilidade magnética relativa  
 $\nu$  - Velocidade de propagação da onda no espaço livre  
 $\rho$  - Densidade de carga elétrica  
 $\rho_b$  - Densidade do sangue  
 $\rho_c$  - Densidade do material  
 $\rho_r(\phi)$  - Função raio de curvatura geométrico  
 $\rho_t$  - Densidade do tecido  
 $\sigma$  - Condutividade elétrica do material  
 $\Phi_\Gamma$  - Fase do coeficiente de reflexão  
 $\phi$  - 1. Fase do campo tomada a partir do eixo da antena  
       - 2. Ângulo do irradiador primário tomado a partir do seu eixo  
 $\phi'_2$  - Ângulo mínimo subtendido pelo refletor  
 $\psi$  - Diferença de fase total entre os elementos  
 $\psi_e$  - Função Eikonal

$\varphi$  - Densidade de fluxo de energia média temporal por unidade de área

$2\alpha$  - Coeficiente de absorção

$\omega$  - Frequência angular dada por  $2\pi f$

## Lista de abreviaturas

**A1** - Antena Helicoidal com  $N=4$ ,  $S=10\text{mm}$  e  $D=40\text{mm}$

**A2** - Antena Helicoidal com  $N=4$ ,  $S=15\text{mm}$  e  $D=40\text{mm}$

**A3** - Antena Helicoidal com  $N=8$ ,  $S=10\text{mm}$  e  $D=40\text{mm}$

**A4** - Antena Helicoidal com  $N=8$ ,  $S=15\text{mm}$  e  $D=40\text{mm}$

**C95.1 - 1991** - O mais recente padrão de segurança permitido pelo IEEE em 1991

**CR** - Caminho do Raio

**CT** - Comprimento Total da Antena

**CW** - Continuous Wave

**EM** - Eletromagnética

**EUA** - Estados Unidos da América

**FA** - Fator de Arranjo

**GO** - Geometrical Optics

**HIP** - Hipertermia Intersticial Permanente

**HIT** - Hipertermia Intersticial Temporária

**HIO** - Hipertermia Intra-Operativa

**IBM-PC** - International Business Machine Corporation - Personal Computer

**IEEE** - Institute of Electrical and Electronics Engineers

**ISM & D** - Industrial, Scientific, Medical & Domestic

**LF** - Largura de Feixe  
**MET.1** - Primeiro Método  
**MET.2** - Segundo Método  
**MET.3** - Terceiro Método  
**RA** - Razão Axial  
**RCD** - Região de Campo Distante  
**RCP** - Região de Campo Próximo  
**RF** - Rádio-Frequência  
**SAR** - Specific Absorption Rate  
**TF** - Transformada de Fourier  
**TD** - Tipo de Diagrama  
**2S** - refletor de duas seções

# Capítulo 1

## Introdução

É notável que o desenvolvimento científico das áreas médicas e tecnológicas esteja propiciando, cada vez mais, melhores condições de vida à humanidade. A evolução e aparecimento de novas tecnologias em sinergismo com os avanços na medicina estão provendo a cura de doenças, reabilitação de lesões, transplantes, mapeamento de órgãos e diversas outras aplicações, prolongando, assim, o tempo e a qualidade de vida das pessoas.

O corpo humano, por ser um sistema bastante complexo, diverge regionalmente em suas características físicas e químicas, sendo determinantes as situações patológica e psicológica em que se encontra o paciente. As diferenças se verificam, também, de paciente para paciente. Este fato e a diversificação do tipo, tamanho e localização das lesões, neoplasias e outras enfermidades, obriga a ciência a avançar mais rapidamente e a desenvolver equipamentos de alta qualidade, precisão e, muitas vezes, específicos a um determinado tipo de tratamento.

A utilização terapêutica do calor, prática bem antiga [1], vem atualmente se apresentando como uma técnica bastante poderosa e auxiliar às técnicas convencionais como radioterapia, farmacologia, fisioterapia e demais terapias [2]. Estas técnicas de indução do calor no tecido se enquadram em duas classes: **diatermia** e **hipertermia**, as quais são caracterizadas pela faixa de elevação da temperatura, subdividindo-se ainda, segundo a localização (profundidade e região) e extensão da lesão.

Este trabalho tem por objetivo principal contribuir para o avanço conjunto destas duas ciências, no sentido de prover informações teóricas e experimentais que possam subsidiar a utilização e/ou confecção de aplicadores para indução de calor terapêutico.

Das frequências alocadas pelos órgãos internacionais para aplicações ISM & D (13,56, 27,12, 433, 915, 2450, 5800 e 24125 MHz) [3], adotou-se, neste trabalho, a frequência de 2450 MHz para o projeto dos aplicadores. A utilização desta frequência se deu em função de que há alguns trabalhos desenvolvidos na área, na disponibilidade de fornos a microondas comerciais, de válvulas geradoras com potências de até 1000W, bem como da disponibilidade, no laboratório, de um gerador de potência de microondas operando justamente nesta frequência. Por outro lado, esta frequência está, de certo modo, consagrada na literatura especializada [1], [4] devido à eficácia no tratamento de lesões e neoplasias a poucos centímetros de profundidade (cerca de 3cm).

Neste trabalho, a antena helicoidal é adotada como alimentador primário do aplicador, devido às suas características de faixa larga, polarização circular, praticidade e simplicidade de construção, e dimensões reduzidas na frequência adotada. Estas são características importantes a levar em consideração nos projetos desses equipamentos médicos.

O projeto do refletor tem como objetivo a obtenção de um feixe uniforme, estreito e sem lobos laterais e de tamanho o mais reduzido possível, tornando-se prática sua confecção e manuseio.

O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica a respeito da utilização e desenvolvimento do uso do calor com fins terapêuticos. Em seguida, são descritas as técnicas empregadas (**diatermia** e **hipertermia**), caracterizando-se as áreas de abrangência corporal, os tipos de aplicações e as áreas de atuação na Medicina. Apresentam-se as categorias e finalidades dos aplicadores, descrevem-se o comportamento e as propriedades térmicas e elétricas dos tecidos e, por fim, apresentam-se os critérios e padrões de segurança adotados no Brasil e no mundo.

O terceiro capítulo tem como base apresentar, sucintamente, a teoria matemática e os conceitos preliminares relevantes ao entendimento e desenvolvimento deste trabalho. Caracterizam-se, pois, os parâmetros para projeto da antena helicoidal, segundo a

referência [5], o efeito do tipo de abertura e forma dos refletores, as aberrações geradas e a determinação da nova região de campo próximo para superfícies refletoras focalizadas. Por fim, mostra-se que a condição necessária à utilização dos campos da Óptica Geométrica - GO<sup>1</sup> no projeto de refletores (resolução das equações de Maxwell para os campos da GO quando o comprimento de onda aproxima-se de zero), é satisfeita.

No quarto capítulo, apresentam-se os procedimentos e alguns resultados comparativos com as referências especializadas, para a obtenção e construção de um aplicador regional. São apresentados os valores obtidos para a impedância, SWR<sup>2</sup>, coeficiente de reflexão, diagrama polar (vertical e horizontal), comportamento dos campos na região de campo próximo e o diagrama linear na abertura a distâncias de 5cm e 10cm do aplicador. Na última parte deste capítulo, descrevem-se a motivação e a finalidade de elaboração de um programa computacional, desenvolvido em linguagem FORTRAN, para o projeto da antena helicoidal com e sem o uso de três tipos de refletores (plano, cônico e elíptico). São apresentadas, também, as comparações entre os resultados obtidos por este programa computacional e pelos protótipos dos aplicadores construídos.

O quinto capítulo descreve o procedimento e a técnica para a síntese da curvatura de um refletor, de feixe focalizado, através dos campos da Óptica Geométrica, caracterizando, ainda, o bloqueio da abertura e a comparação com o desenvolvimento do protótipo, objeto do capítulo 4.

O sexto e último capítulo, por fim, refere-se às conclusões obtidas e às sugestões para continuidade e desenvolvimento de novos trabalhos.

---

<sup>1</sup>Em inglês, Geometrical Optics

<sup>2</sup>Em inglês, Standard Wave Ratio

## Capítulo 2

# Aplicação de Potência Eletromagnética em Meios Biológicos

Neste capítulo, inicialmente, é apresentado um resumo do desenvolvimento histórico da utilização do calor com fins terapêuticos. Em seguida, são apresentados os tipos e as áreas de aplicação das técnicas de **diatermia** e **hipertermia**. São Caracterizados os tipos de aplicadores regionais para Hipertermia, as propriedades térmicas e elétricas dos tecidos e os efeitos e benefícios do aquecimento terapêutico. Por fim, são estabelecidos os níveis e critérios de segurança e os padrões de exposição à irradiação eletromagnética - EM não ionizante.

### 2.1 Histórico

O uso do calor para fins terapêuticos data de muitos anos atrás (3.000 ac), quando se usava o próprio fogo para a cicatrização de lesões e cura de doenças [1]. As técnicas, com o passar dos anos, foram-se aperfeiçoando, em decorrência da evolução da tecnologia e das ciências biológicas.

Desde a descoberta das fontes de potência EM, têm-se aplicado estas fontes em diversos procedimentos terapêuticos [6]. Começou-se com trabalhos em frequências de 10 KHz, depois em ondas curtas (13,56 MHz) e atingiu-se a faixa de frequências de microondas (2450 MHz) por volta de 1938.

Após a segunda guerra mundial, os primeiros resultados de trabalhos com microondas mostraram um aumento na temperatura média da pele e da gordura e uma temperatura final maior no músculo. Iniciava-se, definitivamente, o uso da diatermia por microondas na medicina.

Estudos posteriores mais detalhados, tabelas com dados das propriedades físicas e térmicas dos tecidos [7], [8], [1], novos métodos e técnicas [6], [1], [9], bem como o desenvolvimento de diversos tipos de aplicadores [1], deram um maior avanço aos trabalhos teóricos e clínicos.

As pesquisas mostram que, com projetos apropriados e uma seleção adequada da frequência pode-se obter um aquecimento eficiente nos tecidos musculares mais profundos [6], [10], excelentes resultados nos procedimentos terapêuticos de câncer, desobstruções de artérias e outras modalidades clínicas [11], [12]. A utilização destas técnicas em sinergismo com as já existentes (como por exemplo, com a quimioterapia, radioterapia e fisioterapia), traz resultados mais rápidos e eficientes.

## **2.2 Técnicas para o aquecimento eletromagnético**

Os métodos de hipertermia clínica que atualmente mais tem recebido atenção por parte dos pesquisadores, são os que envolvem ondas eletromagnéticas não ionizantes (RF e microondas) e ultra-som. Estas formas de energia primária são vantajosas, em virtude de possibilitarem um alto grau de focalização, conveniência operacional, controlabilidade, reprodutibilidade e confiabilidade.

A técnica usada para produção de aquecimento terapêutico nos tecidos pela conversão de formas físicas de energia como ultra-som, ondas curtas ou microondas, em calor e, posteriormente, a sua transferência através dos tecidos às regiões do corpo desejadas, chama-se **diatermia**.

A diatermia é uma técnica usada no tratamento clínico de doenças que normalmente respondem ao calor mas que não podem ser alcançadas por aquecimento superficial.

Uma outra modalidade desenvolvida dentro desta mesma linha, voltada para o tratamento do câncer, é a **hipertermia**, uma forma de termo-terapia induzida, através da qual a temperatura interna do tecido é elevada a um nível entre 41°C e 43,5°C ou mais sem, contudo, incorrer em danos térmicos que possam comprometer os tecidos sadios circunjacentes. Estas temperaturas hipertérmicas, restringidas a uma região delimitada do corpo, contrapõem-se ao controle do sistema de termo-regulação, cuja função é manter a temperatura corporal em torno de 36,5°C e 37°C [1].

### **2.2.1 Área de abrangência corporal**

Dependendo da área de abrangência corporal, a hipertermia pode ser classificada em três categorias:

#### **De corpo inteiro**

A hipertermia de corpo inteiro é facilmente obtida, mas pode tornar-se perigosa se a temperatura interna não for cuidadosamente controlada. A temperatura central deve ser mantida em torno de 41,8°C e 42°C por, poucas horas.

#### **Regional**

A hipertermia regional refere-se ao aquecimento de partes do corpo (membros, juntas), onde temperaturas maiores são admitidas localmente, de 42°C a 45°C.

#### **Localizada**

A hipertermia localizada corresponde ao tratamento de áreas pequenas do corpo, particularmente aquelas localizadas sobre a superfície ou dentro de cavidades naturais (como o tratamento de tumores malignos no reto, vagina, bexiga e boca, ateromas nos vasos e outras lesões), caracterizando, assim, uma forma de aquecimento pontual.

## **2.2.2 Aplicação de hipertermia intersticial**

Para o uso intersticial da hipertermia as três técnicas invasivas localizadas básicas são:

### **Hipertermia intersticial permanente (HIP)**

Na HIP um dispositivo é implantado durante a cirurgia e deixado no corpo do paciente por um determinado período de tempo, função do número de sessões a que o paciente será submetido e aos resultados clínicos.

### **Hipertermia intersticial temporária (HIT)**

Utilizando-se as técnicas de cateterismo, cateteres são inseridos até o volume do tumor, através de orifícios naturais ou cirúrgicos. Os cateteres funcionam como guia para os aplicadores e sensores de temperatura.

### **Hipertermia intra-operativa (HIO)**

Nesta técnica, os cirurgiões, utilizando aplicadores apropriados, administram o aquecimento diretamente no local do tumor, durante a cirurgia.

## **2.2.3 Áreas de atuação**

Nos últimos anos a faixa de microondas têm encontrado aplicações médicas nas áreas de diagnóstico e terapia. A radiometria passiva é uma importante ferramenta na medição da temperatura de regiões subcutâneas do corpo e mapeamento de órgãos, com um potencial de detecção de tumores em regiões mais profundas. A extirpação ou regressão de tumores com a aplicação do calor, gerado por microondas (no local do crescimento neoplásico) tem tido grande reconhecimento como um procedimento terapêutico adicional [11].

A hipertermia tem surgido como uma forma alternativa promissora na terapia do câncer, ou como complemento de outras terapias já existentes (radioterapia, quimioterapia, fisioterapia e cirurgia). Ela ocupa hoje, nos países desenvolvidos, um lugar de destaque nos campos da cancerologia [13],[14], angioplastia [2], oftalmologia [11], urologia [15] e em muitas outras áreas da medicina.

## 2.3 Aplicadores regionais para hipertermia

Os aplicadores, dispositivos que possibilitam o acoplamento da energia primária com o tecido biológico alvo, estão incluídos em duas grandes categorias: de campo próximo e de campo irradiante.

Os tumores superficiais ou subcutâneos são usualmente aquecidos por meio de aplicadores de microondas externos. Os situados mais profundamente podem ser atingidos através de micro-antenas coaxiais ou helicoidais, que são inseridas nos pacientes via cavidades naturais ou cirurgicamente produzidas [12].

Os vários tipos de aplicadores e sistemas aplicadores, podem ser entendidos pela combinação de fontes elementares (dipolos, monopolos elementares e dipolos magnéticos) para os quais são conhecidas a definição de profundidade de penetração,  $\delta$ , e de densidade de potência em campo próximo e campo distante [1].

### 2.3.1 Aplicadores de campo próximo

Os aplicadores de campo próximo (capacitivo e/ou indutivo) são aplicadores de contato direto com o tecido, devido às altas frequências utilizadas.

A principal característica destes aplicadores é o fato de que a distribuição de potência é dependente fortemente da sua geometria.

#### Aplicadores Capacitivos

Os aplicadores capacitivos nada mais são do que placas metálicas condutoras separadas por uma distância " $d$ " qualquer e submetidas a uma dada diferença de potencial (FIG. 2.1a).

Estes aplicadores podem ser analisados como dipolos, uma carga positiva sobre a placa superior e uma negativa sobre a inferior. Os tecidos fazem parte do circuito entre as duas cargas (ver FIG. 2.1b). São utilizados numa faixa de frequência onde os efeitos da radiação podem ser desprezados.

Devido à configuração destes aplicadores, o campo elétrico é normal às fronteiras dos tecidos (pele, gordura e músculo). Para evitar a ocorrência de alguns pontos

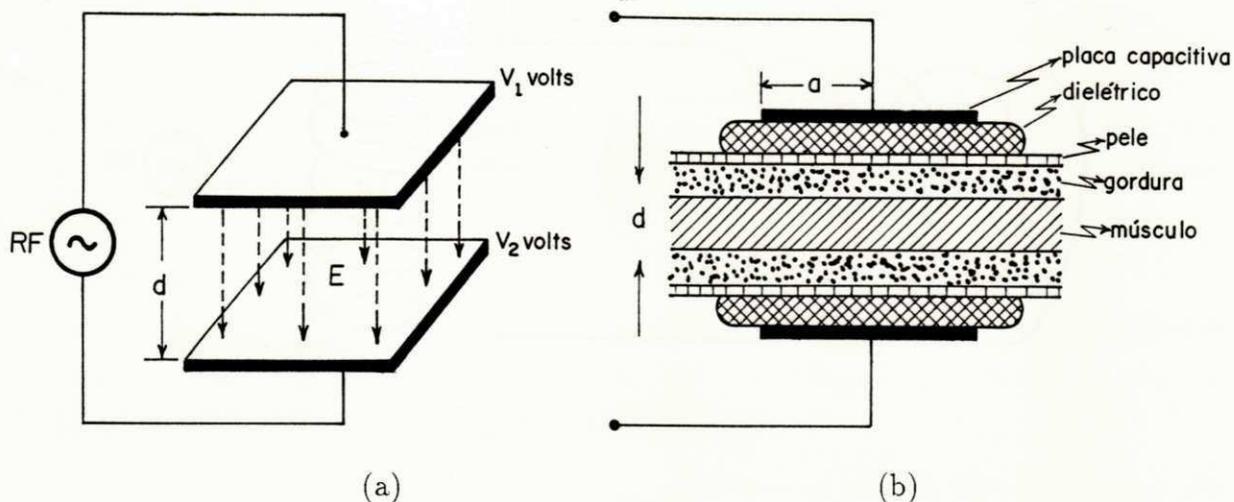


Figura 2.1: Aplicador capacitivo

mais quentes nas bordas das placas, ocasionados por estes tipos de aplicadores, são utilizados dielétricos de baixas perdas entre o aplicador e o tecido. Este revestimento das placas serve, também, de acoplamento capacitivo.

### Aplicadores Indutivos

Os aplicadores indutivos são, em geral, um arranjo de bobinas de indução concêntricas ou em forma helicoidal. Estes aplicadores podem ser configurados a partir de campos dipolares, no sentido de que a corrente possa ser considerada como uma série de pequenos dipolos ou que o campo elétrico seja induzido pelo campo magnético de uma corrente (ver FIG. 2.2a).

Devido à configuração geométrica das bobinas concêntricas, tem-se um máximo do campo elétrico próximo às bobinas e nulo no centro (correntes em fase), ou seja, não há variação axial de potência no interior das bobinas. A não variação do campo no interior das bobinas concêntricas pode ser resolvida com a utilização de aplicadores helicoidais, onde são satisfeitas as condições de que os campos tangenciais são contínuos nas interfaces e que, agora, existe uma variação axial dos campos [1].

Os aplicadores helicoidais têm recebido maior interesse, seja devido às vantagens acima, seja devido à simplicidade de operação e instrumentação e também pelo fato de

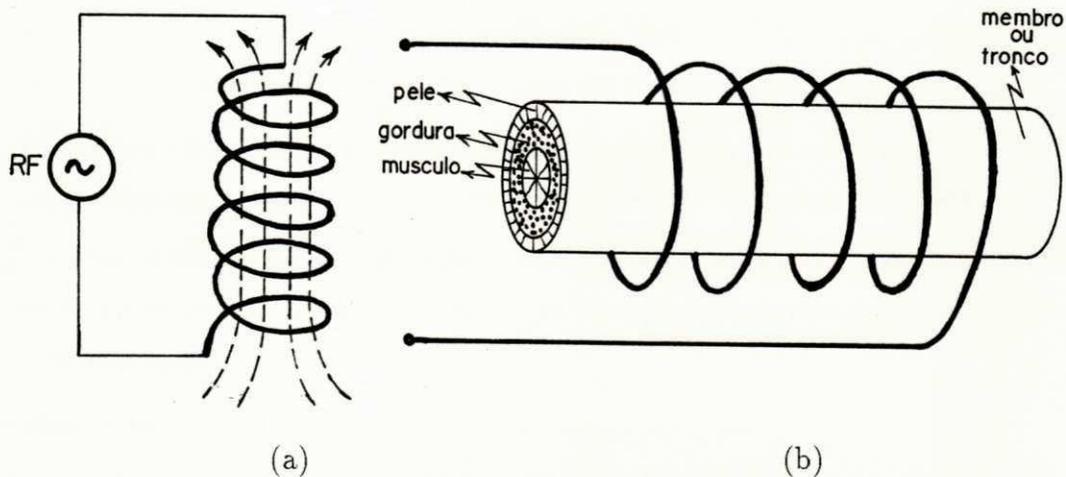


Figura 2.2: Aplicador indutivo

não requererem circuitos de casamento especiais.

A característica principal destes aplicadores é o fato de termos o campo elétrico interagindo paralelamente à interface dos tecidos (músculo/gordura). A utilização em baixas frequências destes aplicadores decorre do fato de se admitir a não existência de variação de fase e de que o campo magnético normal ao tecido seja constante.

Arranjos, como a combinação de aplicadores indutivos e aplicadores capacitivos, são utilizados nas terapias com o intuito de se obter, dentre outras vantagens da associação, um melhor acoplamento com o tecido vivo.

### 2.3.2 Aplicadores irradiantes

Os aplicadores de abertura irradiam a potência eletromagnética através do meio livre (ar) até o tecido alvo, e daí, por aquecimento dielétrico, por condução e por convecção, aos tecidos vizinhos.

As componentes dos campos na direção de propagação e a impedância de onda, diferente de  $377\Omega$ , podem ser desprezadas, visto que o erro é considerado desprezível para um espaçamento de 5cm ou mais das bordas do aplicador [6].

Devido a não uniformidade das enfermidades (área, profundidade, localização e tipo irregulares), existe um número muito grande de tipos e arranjos de aplicadores.

A abertura efetiva de irradiação pode ser considerada como um conjunto de fontes de dipolos elementares, compondo assim a distribuição de campo na abertura.

Diferindo dos aplicadores de campo próximo, estes aplicadores possuem diferentes parâmetros elétricos, os quais levam a um controle puramente eletrônico da distribuição do campo na abertura.

### Aberturas não focalizadas

Para uma abertura plana, grande e não focalizada (FIG. 2.3), com distribuição uniforme, a radiação procedente da abertura se comporta como a de uma onda plana, porém, com uma maior taxa de decaimento exponencial.

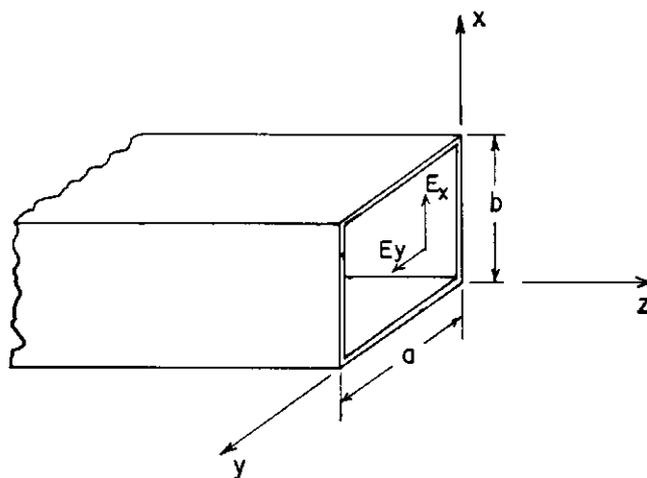


Figura 2.3: Aplicador regional de abertura não focalizada

Se o tamanho da abertura é aumentado, com a finalidade de se obter uma maior profundidade de penetração, isso ocasionará um aumento da área de exposição. Portanto, atingindo-se um tamanho ótimo<sup>1</sup> para o aplicador, com a redução da sua abertura (diminuição da área sombreada) o ganho será reduzido e com o aumento da abertura, um volume maior será aquecido.

<sup>1</sup>HAND [1] concluiu que, para uma abertura não focalizada, tendo sido fixadas a frequência de operação e a profundidade de penetração no tecido, existe um tamanho de abertura "ótimo" no qual se obtém o ganho máximo, e que não é, necessariamente, o mesmo no espaço livre

### Aberturas focalizadas

Para aplicadores não focalizados há um certo tamanho ótimo de abertura plana onde o ganho é máximo. A referência [1] mostra que para uma distribuição de abertura focalizada (FIG. 2.4a) e afilada, o ganho pode ser maior, ocorrendo uma duplicação do valor, em frequências acima de 1.000 MHz.

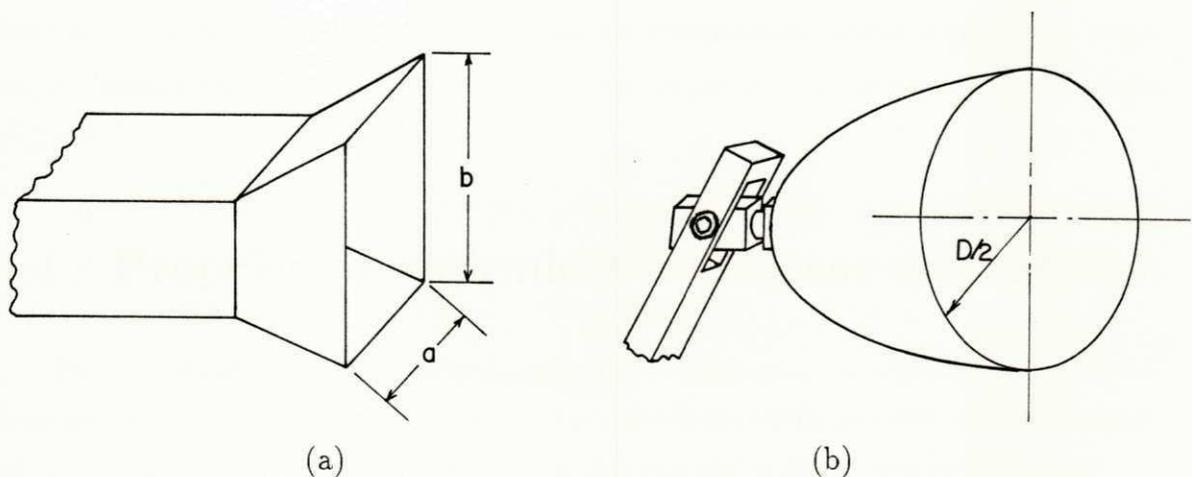


Figura 2.4: Aplicadores regionais focalizados

O termo aplicador focalizado<sup>2</sup> significa que o comprimento do caminho (analisado em termos ópticos) de um elemento individual do aplicador para o ponto de interesse é corrigido por acréscimos das mudanças de fase, tais que todas as contribuições finais dos raios estejam em fase.

O termo amplitude afilada<sup>3</sup> estabelece que os níveis de campo na direção das bordas dos aplicadores devem ser exponencialmente menores.

As aberturas planares têm a desvantagem da incapacidade de focalizar a radiação no sentido óptico. Superfícies curvadas (FIG. 2.4b), no entanto, podem iluminar o alvo contornando-o, e, assim, permitem obter um foco verdadeiro. Este aumento da

<sup>2</sup>Em inglês, focused

<sup>3</sup>Em inglês, tapered

curvatura aumenta a profundidade de penetração no tecido e pode ser controlada eletricamente.

O tamanho do ponto focal  $\delta_M$  é definido como o raio, proveniente do aplicador, até o ponto de potência mínima e que é igual a duas vezes a profundidade de penetração ( $\delta_M \approx 2 * \delta$ ) [1]. Como conseqüência, pode-se concluir que a profundidade de penetração no tecido muscular é incompatível com os campos altamente focalizados. Deve-se portanto, estabelecer uma solução de compromisso entre a resolução espacial e o ganho, ou seja, uma alta resolução ( $\delta_M$  pequeno) ocasionará um baixo ganho (densidade superficial grande).

## 2.4 Propriedades térmicas e elétricas dos tecidos

Para se projetar e avaliar o rendimento de um aplicador para hipertermia clínica, deve-se compreender o comportamento das propriedades térmicas e elétricas dos materiais, como também o comportamento das ondas nos meios dielétricos com perdas.

### 2.4.1 Propagação das ondas eletromagnéticas

As equações de Maxwell que descrevem a propagação das ondas monocromáticas em dielétricos com perdas [3], são, na forma diferencial, dadas por

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu'\mathbf{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = (\sigma + j\omega\epsilon')\mathbf{E} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

A dependência espacial de  $\mathbf{E}$  na direção  $z$ , é

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0[e^{-\gamma z} + \Gamma e^{\gamma z}] \quad \text{V/m} \quad (2.5)$$

A constante de propagação no meio é definida por

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu'(\sigma + j\omega\epsilon')} \quad (2.6)$$

Para materiais não-magnéticos, temos

$$\gamma = j\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\epsilon_r} \quad (2.7)$$

A constante de atenuação e a constante de fase são dadas, respectivamente, por [3]

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_t} \sqrt{\frac{\epsilon_r'}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r'^2}} - 1 \right)} \quad \text{neper/m} \quad (2.8)$$

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_t} \sqrt{\frac{\epsilon_r'}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r'^2}} + 1 \right)} \quad \text{rad/m} \quad (2.9)$$

O comprimento de onda  $\lambda_t$  no material é dado por

$$\lambda_t = \lambda_0 \sqrt{\frac{\epsilon_r'}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \epsilon_r'^2}} + 1 \right)} \quad \text{m} \quad (2.10)$$

Pode-se observar das equações acima, a completa dependência das ondas eletromagnéticas com as propriedades dos materiais.

## 2.4.2 Propriedades dos materiais

A base de todas as considerações biofísicas é o conhecimento das propriedades elétricas dos materiais [1]. A interação das ondas EM com os tecidos biológicos está relacionada com suas propriedades eletromagnéticas (constante dielétrica, frequência, condutividade, profundidade de penetração, coeficiente de reflexão e de transmissão, etc.).

Atualmente, as propriedades elétricas de praticamente todos os tecidos são conhecidas. O entendimento dessas propriedades dos tecidos é essencial para se obter uma avaliação do potencial e dos perigos da radiação de microondas, bem como o desenvolvimento das aplicações com tal forma de energia [1], [3].

Os parâmetros dos materiais que descrevem a interação com os campos eletromagnéticos são a permissividade elétrica, a permeabilidade magnética e a condutividade elétrica.

A permissividade complexa  $\epsilon$ , descreve o comportamento do material com o campo elétrico, e é dada por [16]

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon'' \quad \text{F/m} \quad (2.11)$$

a permissividade relativa por

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon_r = \epsilon'_r - j\epsilon''_r$$

A parte real de (2.11),  $\epsilon'$ , representa a capacidade do material de armazenar energia do campo elétrico, enquanto que  $\epsilon''$  caracteriza as perdas de polarização dielétrica no material.

A relação entre o fator de perdas e a constante dielétrica (para altas frequências) é tomada como sendo

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad (2.12)$$

que quantifica o valor da relação entre a corrente de condução e corrente de deslocamento no material.

O fator de perdas relativo é expresso como

$$\epsilon''_r = \frac{\epsilon''}{\epsilon_0} = \frac{\sigma}{2\pi f \epsilon_0} \quad (2.13)$$

A permeabilidade magnética complexa é dada por

$$\mu = \mu' - j\mu'' \quad \text{H/m} \quad (2.14)$$

E semelhante a  $\epsilon_r$ , temos

$$\mu_r = \frac{\mu'}{\mu_0} \quad (2.15)$$

Os tecidos biológicos são geralmente não-magnéticos [17], [1]; Portanto, podemos tomar  $\mu_r \approx 1$ . Os tecidos são compostos por células encapsuladas por finas membranas contendo o líquido intracelular (íons, cargas livres e moléculas) postas num meio com características semelhantes (líquido extracelular).

A ação dos campos eletromagnéticos produz dois tipos de efeitos que controlam o comportamento da constante dielétrica complexa :

- Oscilação das cargas livres ou íons.
- Rotação das moléculas dipolares e polarização dos átomos e moléculas.

A oscilação destas cargas causa um aumento da corrente de condução com uma perda de energia associada à resistência elétrica do meio ( $1/\sigma$ ). A rotação das moléculas afeta a corrente de deslocamento com uma perda elétrica associada à viscosidade do meio. Praticamente, quase todos os tecidos exibem o fenômeno de dispersão dielétrica segundo a equação de relaxação de Debye [17],[18].

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + j\omega T} \quad (2.16)$$

As membranas celulares, com uma capacitância aproximada de  $M = 1\mu\text{F}/\text{cm}^2$ , agem como uma camada isolante em baixas frequências, resultando uma baixa condutividade e uma alta constante dielétrica no tecido [19]. Em frequências acima de 100 MHz, a reatância capacitiva das membranas celulares é suficientemente baixa, de tal

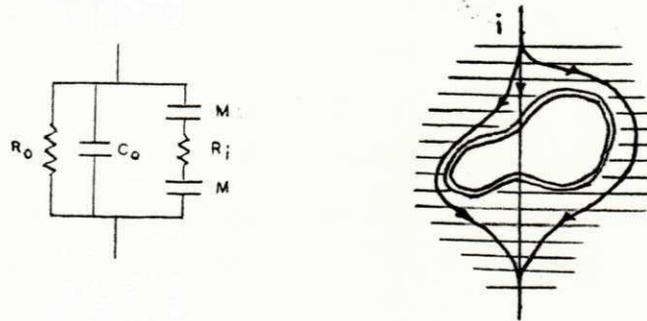


Figura 2.5: Circuito elétrico equivalente para a simulação das propriedades elétricas das células ( $R$  e  $C$ , elementos de circuito para o meio extra celular,  $M$  e  $R_i$ , elementos de circuito para o meio intra celular)

sorte que as células podem ser consideradas como um curto circuito, acarretando portanto, um aumento na condutividade e uma redução no valor da constante dielétrica (FIG. 2.5).

Gráficos do comportamento da condutividade e da constante dielétrica para tecidos com baixo e alto teor de água, em função da frequência, são apresentados por [9]. JOHNSON e GUY [7] tabelaram as características dielétricas para vários tecidos e várias frequências.

Dos gráficos e tabelas apresentados na literatura, observa-se que os valores de  $\epsilon$  e  $\sigma$  para os tecidos com alto teor de água possuem ordens de grandeza maiores mas são qualitativamente similares aos de baixo teor de água [9], [7]. A absorção da energia por parte dos tecidos com alta concentração de água é 60 vezes maior que por parte dos tecidos com baixa concentração para o mesmo valor de campo aplicado.

### 2.4.3 A absorção da energia

As propriedades dielétricas dos tecidos exercem um importante papel na determinação da potência refletida e transmitida nas interfaces dos tecidos e na quantidade de energia absorvida, quando eles estão submetidos a um campo EM.

A taxa de aquecimento para qualquer processo de elevação de temperatura é expressa pela equação [3]

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{P_d}{c_p} \quad ^\circ\text{C/s} \quad (2.17)$$

A equação a seguir dá a relação entre a energia absorvida e o mecanismo de refrigeração do tecido subcutâneo [20]

$$\frac{d\Delta T}{dt} = \frac{0,239 \cdot 10^{-3}}{c_t} [W_a + W_m - W_c - W_b] \quad (2.18)$$

O primeiro termo,  $W_a$ , que multiplica a constante em (2.18) é a densidade de potência absorvida, resultante da condução iônica e da vibração das moléculas dipolares no tecido, e dada por:

$$W_a = 10^{-3} \frac{\sigma}{\rho_c} |E|^2 \quad \text{W/kg} \quad (2.19)$$

Dentro da faixa usual de temperatura hipertérmica (41°C a 45°C) a taxa de aquecimento metabólico,  $W_m$ , a potência dissipada pela condução térmica,  $W_c$ , e a potência dissipada pelo fluxo sanguíneo,  $W_b$ , podem ser expressas como

$$W_m = W_0(1,1)^{\Delta T} \quad \text{W/kg} \quad (2.20)$$

$$W_c = \frac{k_c}{\rho_c} \nabla^2 T \quad \text{W/kg} \quad (2.21)$$

$$W_b = \frac{k_2 m c_b}{\rho_b} \Delta T' \quad \text{W/kg} \quad (2.22)$$

Em condições normais, sem a aplicação de irradiação eletromagnética, a densidade de potência absorvida é

$$W_a = \frac{d\Delta T}{dt} = 0 \quad (2.23)$$

Quando o nível terapêutico de potência eletromagnética absorvida pelo tecido é de  $50 < W_a < 170 \text{ W/kg}$ , em (2.19) ocorre um transitório inicial linear nos três primeiros minutos (FIG. 2.6). A partir de então, a variação de  $\Delta T$  torna-se suficientemente maior e o fluxo sanguíneo e a condução térmica passam a exercer um importante papel na dissipação da potência absorvida.

$$\frac{d\Delta T}{dt} \approx \frac{0,24 \cdot 10^{-3}}{c_t} W_a \quad (2.24)$$

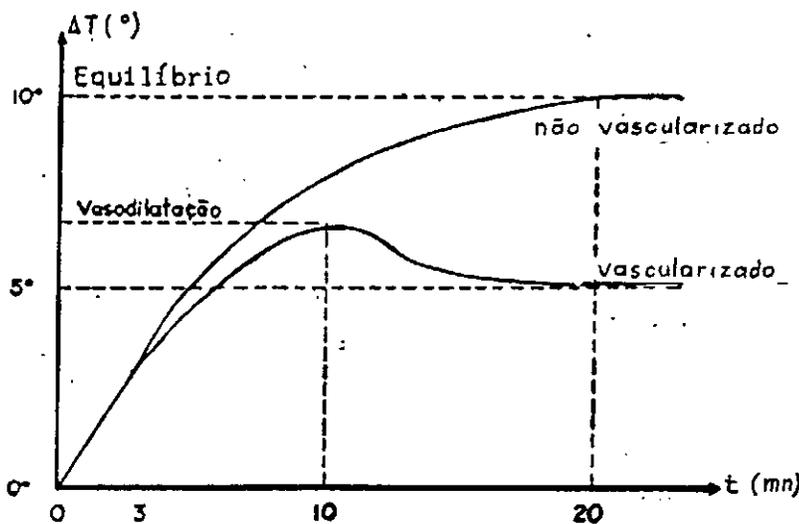


Figura 2.6: Comportamento da temperatura vs. tempo de aplicação de energia EM

Uma medida da energia absorvida, que pode ou não ser totalmente dissipada como calor, é a taxa de absorção específica - SAR<sup>4</sup>. A SAR foi estabelecida para se poder quantificar a informação, de forma padrão, entre os pesquisadores, da quantidade de energia absorvida pelo tecido.

$$SAR = \frac{d\Delta T}{dt} \cdot c_t \approx W_a \quad \text{W/kg} \quad (2.25)$$

Considerando que o tecido é um sistema biológico complexo possuindo diferentes permissividades dielétricas complexas, ocorrerá, portanto, reflexão da energia entre as

<sup>4</sup>Em inglês, Specific Absorption Rate

diversas camadas dos tecidos. O coeficiente de reflexão complexo entre dois meios com permissividades complexas  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$ , é

$$\Gamma = |\Gamma|e^{j\phi_\Gamma} = \frac{\sqrt{\epsilon_1} - \sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1} + \sqrt{\epsilon_2}} \quad (2.26)$$

A relação entre a potência incidente e a refletida por um tecido, quando submetido a radiação eletromagnética, é dada por

$$P_r = |\Gamma|^2 P_i \quad \text{Watts} \quad (2.27)$$

A potência dissipada no corpo aquecido é dada por

$$P_t = (1 - |\Gamma|^2) P_i \quad \text{Watts} \quad (2.28)$$

A FIG. 2.7 representa o comportamento da energia sobre o dielétrico com perdas.

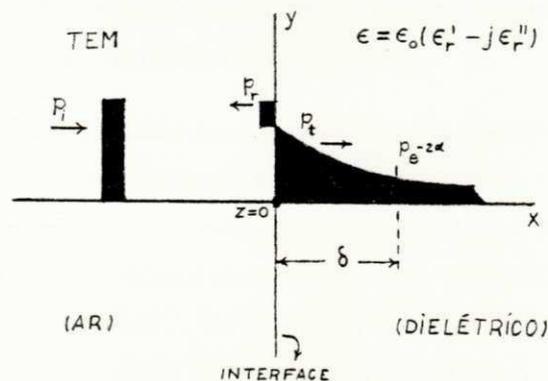


Figura 2.7: Comportamento da energia num dielétrico com perdas

Como a taxa de decaimento da potência é regida pela função exponencial, define-se a profundidade de penetração no tecido como o valor no qual a quantidade de potência absorvida cai de  $1/e$  do seu valor na superfície :

$$\delta = \frac{1}{2\alpha} \quad \text{cm} \quad (2.29)$$

A referência [8] apresenta o gráfico da variação do coeficiente de absorção,  $2\alpha$ , com o comprimento de onda, na faixa de microondas, para a pele, músculo, gordura e osso.

Do comportamento desses gráficos, pode-se observar uma mudança vagarosa no valor de  $\delta$  com o decréscimo do comprimento de onda de 30cm a 10cm, ou seja, a constante de atenuação, para estes tecidos, mantém-se relativamente constante nesta faixa de frequência.

## 2.5 Efeitos e benefícios do aquecimento terapêutico

### 2.5.1 Efeitos citológicos

A hipertermia destrói as células, através da inibição das mitoses<sup>5</sup>, quando elas são elevadas a temperaturas acima de 42°C [21].

Em relação ao ciclo celular, as células na fase S<sup>6</sup> são mais resistentes à radiação e mais susceptíveis à destruição pelo calor [22], [23].

A aplicação da hipertermia no tratamento do câncer é baseada no fato de que muitos tipos de células neoplásicas<sup>7</sup> são mais sensíveis à elevação da temperatura do que as células normais [22]. Existem evidências de que o mecanismo de sensibilização por hipertermia seja o de desnaturar ou inativar as enzimas e outras proteínas [24]. Esta termosensibilidade seletiva torna possível a destruição de tumores malignos sem incorrer em danos aos tecidos sadios e a um particular potencial contra as células hipóxicas<sup>8</sup> no centro do tumor, as quais são radioresistentes e quimioresistentes [22], [23]. Acima da faixa de 40°C a 41°C a sensibilidade dobra aproximadamente para cada grau de variação de temperatura.

Quando a hipertermia é combinada com radioterapia e/ou a quimioterapia, o efeito

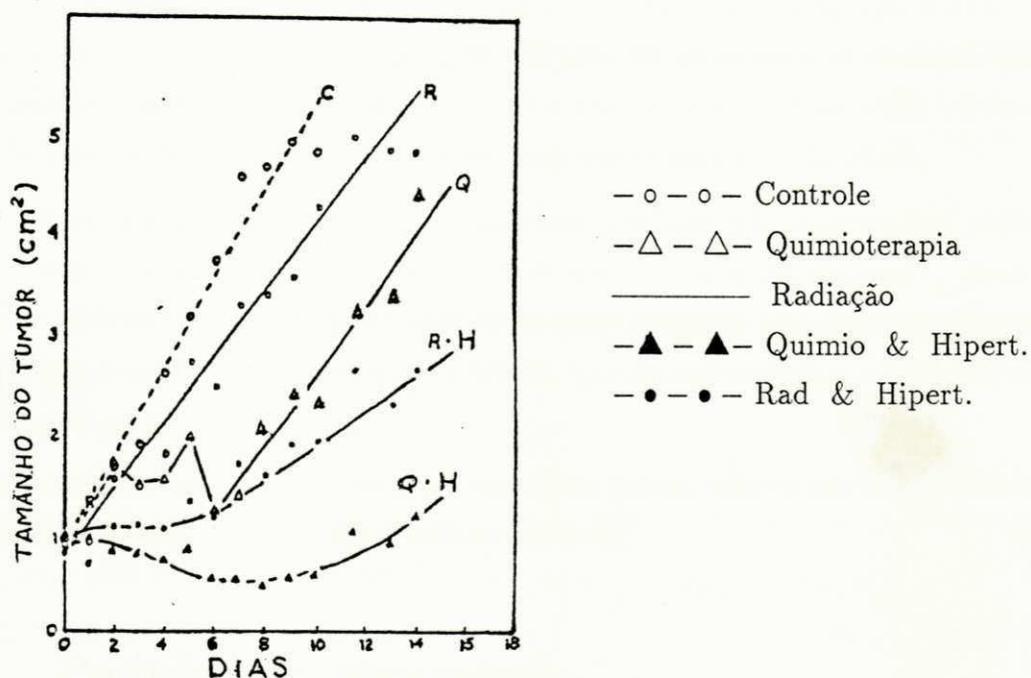
---

<sup>5</sup>Divisão celular na qual se originam duas novas células idênticas

<sup>6</sup>Uma das fases da célula, fase de síntese, onde o volume do núcleo é dobrado

<sup>7</sup>Células cancerígenas

<sup>8</sup>Células desoxigenadas, geralmente localizadas no centro dos tumores



FONTE: TAYLOR(1980) [22], p. 146

Figura 2.8: Tamanho do tumor vs. efeito do tratamento para diversas modalidades sinérgico sobre os tumores possibilita a redução das doses tóxicas requeridas por essas modalidades (FIG. 2.8).

### 2.5.2 Benefícios terapêuticos

Quando o aquecimento localizado é aplicado ao tecido vivo, o aumento da temperatura resultante produz algumas respostas fisiológicas devido à ação direta sobre a célula do tecido. Estas respostas incluem o aumento no fluxo sanguíneo pela vasodilatação, acompanhada do aumento da pressão capilar; um aumento na permeabilidade

da membrana celular e na taxa de metabolismo, e na ação térmica sobre os nervos receptores locais, o que acarreta um aumento na temperatura do tecido [6].

Essas respostas, por sua vez, aumentam a taxa de cura dos tecidos doentes, pela elevação da transferência de metabólitos<sup>9</sup> através da membrana plasmática, proporcionando uma maior concentração de glóbulos brancos e anticorpos e um aumento da taxa de transporte de toxinas, bactérias e fragmentos para fora da célula.

O aquecimento terapêutico superficial pode produzir relaxamento dos músculos, diminuindo as dores e proporcionando alívio dos espasmos musculares<sup>10</sup>. Pode agir sobre os tecidos colágenos<sup>11</sup> na terapia de doenças crônicas, tais como, contração das juntas, artrites, traumas musculares, fibroses, torsões, estiramentos e outros sintomas patológicos.

Nos sistemas intersticiais, além das vantagens acima, tem-se um maior controle do aquecimento e um contato mais direto com a lesão.

## **2.6 Padrões de segurança**

Os padrões de segurança se enquadram em três linhas básicas [25]:

- Efeitos biológicos das ondas eletromagnéticas.
- Padrões de campo máximo para trabalhadores e população.
- Proteção da população contra os efeitos adversos dos campos eletromagnéticos.

Estes critérios se fundamentam na reação do organismo à intensidade de campo e ao efeito cumulativo, inferindo-se se os sintomas apresentados pelo organismo são crônicos ou não.

---

<sup>9</sup>Transporte de substâncias diretamente envolvidas nas várias fases de síntese celular, sem as quais ela não se realiza

<sup>10</sup>Distúrbios motores, caracterizados por contração involutária violenta dos músculos

<sup>11</sup>Tecidos contendo grande quantidade de fibras

Os efeitos térmicos, por serem mais danosos, são usados como base para o estabelecimento dos padrões de exposição às ondas eletromagnéticas.

Os padrões de segurança para os níveis de densidade de potência de exposição da população, são dependentes do tempo de exposição, do tipo de sinal aplicado (CW ou pulsado) e da faixa de frequências. O critério adotado na avaliação dos sintomas acometidos pelo organismo é relativizado. Por esta razão ainda há divergências entre os pesquisadores na completa caracterização da reação do organismo à radiação não-ionizante [4].

O padrão de segurança para uso de sistemas que operam no espectro não-ionizante foi recentemente licenciado pelo IEEE no padrão C95.1 - 1991 (APÊNDICE G)[4]. Os parâmetros utilizados no padrão C95.1 são a taxa de absorção específica SAR e a densidade de potência absorvida  $W_a$ . Este padrão é estabelecido em dois domínios: ambientes não controlados e ambientes controlados. Para um ambiente não controlado o padrão estabelece um limite de 0,08 W/kg para a SAR, no corpo inteiro, e 1,6 W/kg de pico liberada em uma grama (1g) de tecido por 30 min ou mais. O valor máximo permitido para a densidade de potência é de 0,57mW/cm<sup>2</sup> para o corpo inteiro em exposição [4]. Para ambientes controlados o nível seguro de exposição de  $W_a$  é de 5mW/cm<sup>2</sup>, para um tempo de 6 min e sinais CW ou pulsados, em termos de SAR um valor médio de 0,4 W/kg. A faixa de segurança usada no Japão e na Europa são muito similares ao padrão C95.1 - 1991.

Para aplicações localizadas da energia eletromagnética, o controle da temperatura, a níveis seguros, é estabelecido pelo terapeuta especialista, em função da localização da lesão e do tipo de tratamento. A diversidade dos tecidos acarreta diferentes tolerâncias à temperatura (pele, altas temperaturas e olhos e testículos, baixas). Em muitas aplicações pode ser feito o monitoramento a partir das sensações de desconforto térmico por parte dos pacientes. O monitoramento nos tumores deve ser realizado nas células circunjacentes oxigenadas [6].

## **2.7 Conclusão**

Do exposto neste capítulo, observa-se o grande avanço e aceitação por parte da área médica das vantagens terapêuticas da utilização da potência eletromagnética. Sua utilização em várias faixas de frequência e flexibilidade na obtenção de uma grande variedade de aplicadores, adequam-se bem ao tratamento das diversas partes do corpo humano e dos inúmeros sintomas clínicos.

# Capítulo 3

## Teoria Básica e conceitos preliminares de antenas

Neste capítulo, são apresentadas as definições básicas utilizadas como subsídio teórico para o desenvolvimento deste trabalho. Na primeira subseção são apresentadas as características das antenas de um modo geral, as do tipo helicoidal com refletor e as aberrações concernentes ao uso de refletores com profundidade.

Estão incluídos na segunda subseção, os conceitos de aproximação dos campos da Óptica Geométrica-GO no estudo dos campos eletromagnéticos, segundo as Equações de Maxwell.

### 3.1 Teoria dos aplicadores

Os aplicadores, fundamentalmente, são antenas de rádio, cuja estrutura corresponde à transição entre a onda guiada e a onda no espaço livre.

Os vários aplicadores e sistemas aplicadores podem ser caracterizados através de monopolos e dipolos elementares.

Para o uso clínico de aplicadores eletromagnéticos, além da limitação imposta ao seu tamanho, deve ser feita a distinção entre os aplicadores de campo próximo e irradiantes.

### 3.1.1 Características gerais das antenas

Uma antena ideal é uma estrutura eletromagnética que transmite ou recebe toda a potência que lhe é entregue.

As características gerais das antenas são avaliadas através de parâmetros que descrevem o seu desempenho e que serão abordados a seguir.

A diretividade de uma fonte é a relação entre intensidade de radiação máxima e a intensidade de radiação média ou de uma fonte isotrópica.

O **ganho** é uma medida da habilidade da antena de direcionar a potência liberada em uma direção de radiação particular, levando em consideração as perdas inerentes à estrutura.

A diretividade e o ganho diferem somente pela **eficiência** da antena.

$$G(\theta, \phi) = e_t \cdot D(\theta, \phi) \quad (3.1)$$

onde  $e$  é a eficiência da antena. Caso sejam relacionadas as perdas na impedância terminal e na estrutura da antena, tem-se

$$e_t \approx 1 - |\Gamma|^2 \quad (3.2)$$

onde  $e_t$  é a eficiência total do sistema de antena e  $|\Gamma|$  é o módulo do coeficiente de reflexão.

A **impedância** é a resistência apresentada pela antena com respeito à linha de transmissão (impedância de entrada) ou ao espaço livre (impedância de irradiação). A referência [26] define a impedância como :

*"É a impedância apresentada pelos terminais da antena ou a razão entre a tensão e a corrente no par de terminais, ou a razão entre as componentes do campo elétrico e magnético naquele ponto."*<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Traduzido pelo autor

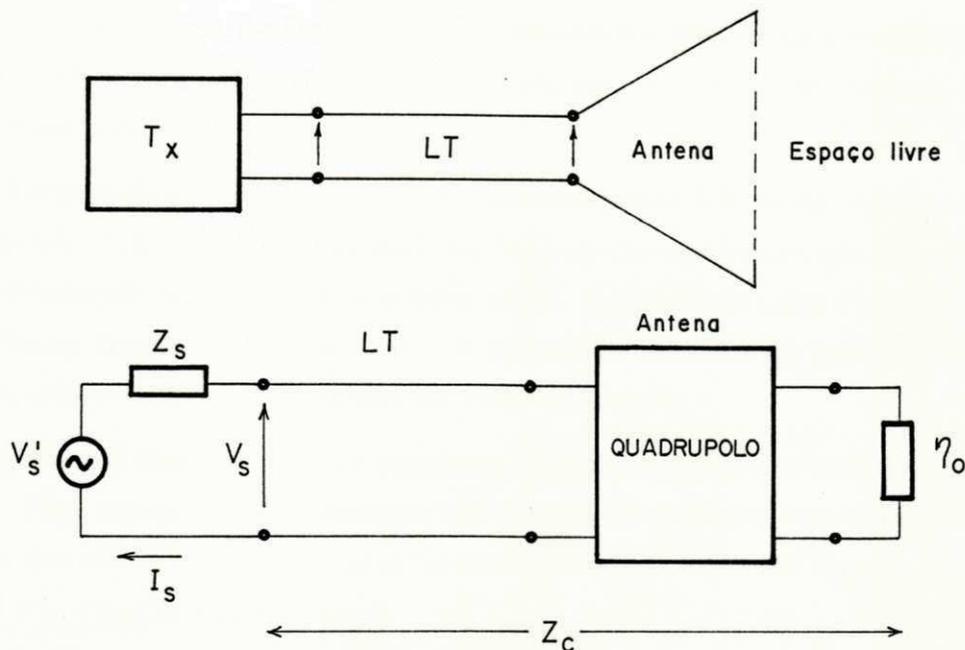


Figura 3.1: Circuito equivalente do sistema Transmissor/LT/Antena/Espaço Livre

$$Z_a = R_a + jX_a \quad (3.3)$$

Como a antena é uma estrutura de transição entre a linha e o meio (ver FIG. 3.1), na região de conexão entre estas estruturas, quando da aplicação de um sinal, ocorrerá o aparecimento de ondas refletidas que caracterizam o grau de descasamento com a linha. Esse descasamento é caracterizado pelo coeficiente de reflexão :

$$\Gamma = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \quad (3.4)$$

A impedância de uma antena é geralmente função da frequência e da sua geometria.

Do ponto de vista prático, o diagrama de radiação de uma antena é especificado a partir de suas características de feixe: direção da sua intensidade de pico (lobo principal), **ganho**, **largura de meia-potência**, **amplitude** e **posição dos lobos menores** [27].

Num plano contendo a direção do máximo feixe, a largura de feixe é o ângulo entre

duas direções nas quais a intensidade de radiação é a metade da intensidade máxima do feixe. O termo largura de feixe é reservado para descrever uma largura de feixe de 3dB (meia-potência).

A Largura de Faixa-LF de uma antena, corresponde à faixa de frequências na qual o seu rendimento com respeito a algumas das suas características, não difere do padrão pré-estabelecido para irradiar ou receber sinais. A largura de faixa é tomada de ambos os lados da frequência central, onde os valores de impedância, ganho, polarização e demais parâmetros, estão próximos do valor de projeto.

Devido aos diversos tipos de antenas a largura de faixa não possui uma definição única. Para antenas cujas dimensões são grandes comparadas com o comprimento de onda e que possuem banda larga, expressa-se, usualmente, a LF como a razão entre a frequência superior e inferior.

Na maioria dos projetos de antenas diretivas, além do lobo principal, existem lobos menores (traseiros e laterais), muitas vezes indesejáveis. A largura ou ângulo para os primeiros nulos é obtida a partir do ângulo formado entre os primeiros nulos após o lobo principal.

Dependendo da aplicação, a relação entre a densidade de potência do lobo principal e a do lobo menor, tomada em decibéis, deve ser de +20dB ou menos para que a maior parte da potência se resuma ao lobo principal.

### **3.1.2 A antena helicoidal**

As antenas helicoidais, as mais populares antenas de banda larga, são o elo de conexão entre a antena linear e a de quadro. É uma antena de configuração simples e prática. Pode operar em vários modos de propagação, sendo os principais o normal e o axial [5]. Nos ateremos apenas às características do modo axial (feixe ou longitudinal) de radiação, devido à aplicação a que se destina tal antena.

#### **3.1.2.1 Dimensões físicas**

As dimensões de uma hélice são convenientemente representadas por uma carta de diâmetro em função do espaçamento (APÊNDICE I).

A configuração geométrica geral da antena helicoidal consiste de  $N$  espiras de diâmetro  $D$  e espaçamento  $S$ . A hélice é operada em conjunto com um plano refletor e energizada por uma linha de transmissão coaxial, usados para excitar o modo axial [28]. A Figura 3.2 a seguir, apresenta os parâmetros físicos de uma antena helicoidal típica, com plano de terra.

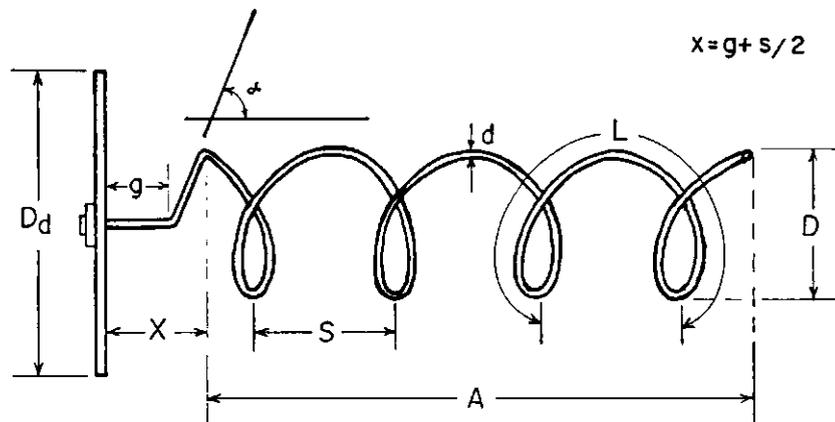


Figura 3.2: Parâmetros físicos da antena com plano de terra

Um outro parâmetro importante na caracterização da antena helicoidal é o ângulo de passo  $\alpha$ . A lista de símbolos no início deste trabalho apresenta este e os demais parâmetros utilizados no projeto de antenas helicoidais.

### 3.1.2.2 O modo de radiação e a corrente

O modo de radiação é usado para descrever a forma geral do diagrama de campo distante de uma hélice finita.

Para obtermos o modo axial de radiação, a circunferência da hélice deve ser da ordem de um comprimento de onda ( $3/4 < C_\lambda < 4/3$ ). Neste modo de radiação ( $R_1$ ) temos o máximo do campo na direção do eixo da antena e uma polarização circular, ou aproximadamente circular. O plano de terra deve ter diâmetro superior a meio comprimento de onda. A carta universal do ANEXO 4 ilustra, dentre outras coisas, a região do modo axial de radiação para a antena helicoidal.

A hélice no modo axial apresenta uma distribuição de corrente relativamente uniforme na região central.

### 3.1.2.3 Velocidade de fase, fator de arranjo e relação axial

Segundo a referência [5], a velocidade de fase relativa  $p$  de propagação da onda é obtida por

$$p = \frac{1}{\sin(\alpha) + \frac{(2N+1)\cos(\alpha)}{2NC_\lambda}} \quad (3.5)$$

Esta velocidade, ao longo do condutor helicoidal, é exigida para produzir o modo axial de radiação na condição “end-fire” de diretividade aumentada.

A referência [28] apresenta uma carta do diâmetro em função do espaçamento (em comprimentos de onda) caracterizando a faixa de valores da velocidade de fase relativa no modo axial, ou seja,  $0,7 < p < 1,0$ .

Pelo princípio da multiplicação de diagramas [5], [29], o diagrama de campo distante de uma hélice é o produto do diagrama de uma única espira e o diagrama do fator de arranjo - FA, para  $N$  espiras.

O fator de arranjo normalizado para  $N$  fontes pontuais isotrópicas, de amplitude e espaçamentos iguais e com a fase referida ao ponto central do arranjo, é dado por

$$FA = \sin\left(\frac{\pi}{2N}\right) \frac{\sin\left(\frac{N\psi}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\psi}{2}\right)} \quad (3.6)$$

onde a diferença de fase total entre os campos é

$$\psi = 2\pi\left(S_\lambda \cos(\phi) - \frac{L_\lambda}{p}\right) \quad (3.7)$$

A referência [5] apresenta cartas universais de FA para  $N$  de 1 a 24. O APÊNDICE H mostra as curvas de FA para  $N$  de 1 a 5.

O diagrama de radiação de uma única espira pode ser aproximado pela função cosseno,  $E(\phi) = \cos(\phi)$  [30]. Portanto, o diagrama de campo distante total será

$$E_t = FA \cdot \cos(\phi) \quad (3.8)$$

Esta simplificação de  $E(\phi)$  é aceitável, pois o diagrama de uma única espira tem pouco efeito para hélices muito longas ( $NS_\lambda > 1$ ) [5]. O cálculo do fator de arranjo é suficiente para produzir um diagrama afunilado destas hélices. Contudo, para hélices muito curtas, onde  $NS_\lambda < 1/2$ , deve-se considerar o diagrama para uma única espira e o efeito do plano de terra (refletor).

A **relação axial**,  $|\mathbf{E}_\phi|/|\mathbf{E}_\theta|$ , para a condição de diretividade aumentada é obtida da Equação (3.9).

$$RA = \frac{2N + 1}{2N} \quad (3.9)$$

onde pode-se observar sua independência com relação aos parâmetros frequência e circunferência da espira.

#### 3.1.2.4 Parâmetros segundo Kraus

Os extensos trabalhos realizados pelas referências [28], [31], [32], [33], [34], [35], para caracterizar por completo as antenas helicoidais irradiando no modo axial, resultaram em algumas definições arbitrárias e empíricas, relacionadas a seguir :

A frequência central é definida arbitrariamente como sendo

$$F_0 = \frac{F_1 + F_2}{2} \quad (3.10)$$

e

$$F_2 = 1,67 \cdot F_1 \quad (3.11)$$

tomadas a partir de uma hélice com ângulo de passo de  $10^\circ$ . Para ângulos menores, a faixa de frequência  $F_2 - F_1$  deve diminuir.

A carta de diâmetro em função do espaçamento em comprimentos de onda (APÊNDICE E), foi obtida a partir de hélices de comprimento total igual a  $1,6\lambda$ .

A largura de feixe varia entre  $30^\circ$  e  $60^\circ$ . Os resultados foram obtidos de hélices com  $N$  variando de 3,9 a 15. A largura de feixe a ser obtida para um ângulo de passo de  $12^\circ < \alpha < 15^\circ$  e um número de espiras de  $N > 3$  é calculada por

$$B = \frac{52}{C_\lambda \sqrt{NS_\lambda}} \quad (3.12)$$

A largura de feixe até os primeiros nulos é dada por

$$BN = \frac{115}{C_\lambda \sqrt{NS_\lambda}} \quad (3.13)$$

A razão axial obtida, deve ter valor menor que 1,25. Os resultados foram obtidos de hélices com  $N = 7$  e ângulo de passo  $12^\circ < \alpha < 15^\circ$ .

O diâmetro do condutor da hélice, em torno de  $0,0042\lambda$  e  $0,55\lambda$ , tem pouco efeito sobre as características da hélice no modo axial. Estes limites foram obtidos a partir de hélices de seis espiras ( $N = 6$ ) e ângulo de passo  $\alpha = 14^\circ$ .

A impedância terminal da antena helicoidal é relativamente constante e aproximadamente uma resistência pura, tendo um valor médio de  $130\Omega$  para hélices com  $N > 3$  e  $\alpha > 6^\circ$ . Poderá, no entanto, apresentar valores entre  $100\Omega$  e  $500\Omega$  para a sua componente resistiva e de até  $\pm j300\Omega$  para a sua reatância. A impedância varia rapidamente para valores de  $N$  e  $\alpha$  menores. O valor empírico, para a impedância terminal, para hélices com  $12^\circ < \alpha < 15^\circ$  e  $N > 3$  é

$$R_a = 140C_\lambda \pm 20\% \quad (3.14)$$

A diretividade é obtida por

$$D = 15C_\lambda^2 NS_\lambda \quad (3.15)$$

As conclusões acima, obtidas em termos do comprimento onda para caracterizar a hélice, foram extraídas de testes realizados em frequências abaixo de 1 GHz (250 a 620 MHz), tendo como frequência central 400 MHz.

Um aumento considerável no ganho da antena pode ser obtido por meio das quatro configurações propostas abaixo, quais sejam:

- a) Aumento do número de espiras.
- b) Uso da hélice como alimentador para um refletor curvo qualquer (parábola ou outra superfície cônica de revolução).
- c) Excitação de um guia de ondas cilíndrico.
- d) Formação de um arranjo “broadside” de hélices [31].

### 3.1.3 A antena como abertura

As antenas possuem uma abertura, ou área efetiva, através da qual ela extrai a energia da onda a que está submetida, quando operando como receptora.

O conceito de abertura de uma antena está relacionado com a razão da capacidade da antena de extrair potência da onda a qual está submetida e a densidade de potência (Vetor de Poynting) desta onda. Os tipos de aberturas, definidos conforme os parâmetros a serem considerados, são a abertura efetiva, de espalhamento, de perdas, de coleta e física.

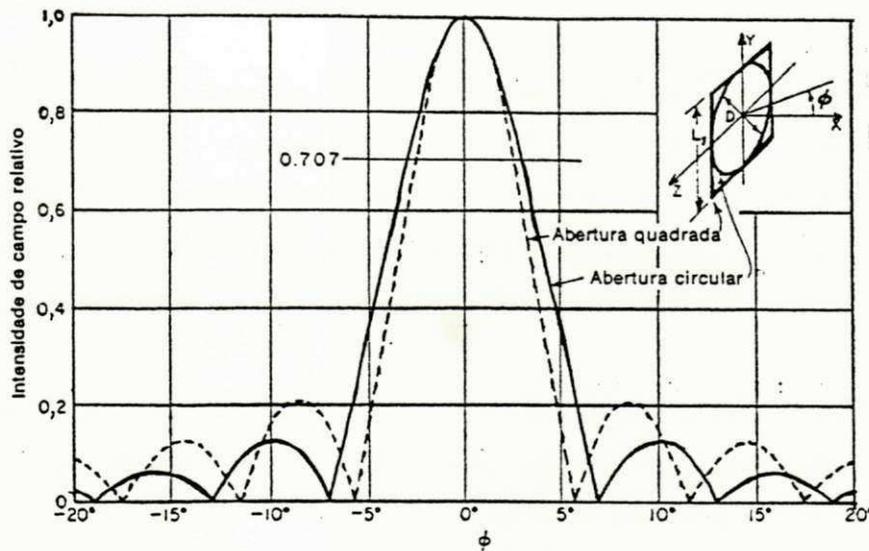
#### 3.1.3.1 Distribuição de campo na abertura

O diagrama de radiação de campo distante é a transformada de Fourier-TF da distribuição de campo na abertura da antena [30], isto é

$$E(\theta) = \int_{-D/2}^{+D/2} E(y) e^{j\beta y \cos(\theta)} dy \quad (3.16)$$

onde  $D$  é o diâmetro da antena.

Tomando como referência uma distribuição constante na abertura da antena e o seu diagrama de campo distante, tem-se que, as distribuições afiladas (Cosseno e Gaussiana) possuem uma distribuição de campo onde o feixe é mais largo mas inexistem lobos secundários (menores). A TF da função Gaussiana é uma função Gaussiana e



FONTE:KRAUS,1983 [5], p.330

Figura 3.3: Diagrama de radiação relativo de abertura circular e quadrada

real se seu espectro de fase é zero ( $\Theta_f(\omega) = 0$ ), ou seja, se a fase é uniforme na abertura [29].

### 3.1.3.2 Aberturas quadrada e circular

O diagrama de campo distante tomado no plano  $x - y$  de abertura de uma fonte linear de comprimento  $L_y$ , possui o mesmo comportamento do diagrama, no plano  $x - y$ , de uma abertura retangular de mesmo comprimento  $L_y$ . Para isto, deve-se satisfazer a condição de que ambas tenham distribuições iguais na direção  $y$  [5].

Para aberturas circulares e quadradas, o diagrama de campo, em função de  $\phi$ , no plano  $x - y$  é idêntico ao diagrama de campo no plano  $x - z$  (ver FIG. 3.3). Com as mesmas dimensões entre as aberturas circular e quadrada ( $D = L_y$ ), a largura de feixe do lobo principal da abertura circular torna-se mais larga, mas com lobos laterais menores.

### 3.1.3.3 Difração nas bordas

Enquanto as linhas de transmissão são feitas a se minimizar a radiação, as antenas

são projetadas para irradiar (ou receber) energia o mais eficientemente possível. Se as antenas fossem uma transição gradual entre a linha de transmissão e o espaço livre, elas seriam radiadores eficientes de potência eletromagnética. Devido as antenas serem uma transição abrupta (descasamento entre a linha de transmissão/antena e dimensões finitas dos refletores), resulta a criação de uma energia armazenada, ou reativa, nas proximidades das antenas.

A difração nos bordos de uma abertura finita gera uma distribuição de correntes, cujos campos apresentam uma distribuição de fases tal que produzirá uma interferência, construtiva ou destrutiva, com o campo da fonte primária. O campo total, na abertura, será a soma vetorial dos campos primário e de difração. Resulta daí um processo de degradação dos diagramas, à medida que os valores destas correntes aumentam. O controle, em parte dessas correntes indesejáveis, pode ser realizado pela utilização de um “choke”<sup>2</sup> de  $1/4\lambda$ , situado na periferia da abertura. Este “choke” apresenta uma impedância reativa aproximadamente infinita, resultando em uma atenuação considerável dessas correntes parasitas e promovendo um aumento na densidade de potência irradiada na direção do feixe principal [27], [36]

#### 3.1.3.4 Frentes de fase na abertura

Na determinação da frente de fase de um irradiador, é considerado suficiente examinar apenas a fase nos planos principais (**E** e **H**). Mesmo com a dependência do centro de fase com a frequência nos sistemas de reflexão focalizados, onde o segundo foco é separado por uma distância finita do primeiro (alimentador), requer-se que o alimentador tenha o centro de fase o mais definido quanto possível, para se minimizar as perdas por erro de fase na abertura [37].

### 3.1.4 Superfícies de reflexão

O uso de refletores, entre outras vantagens, maximiza o ganho, a eficiência de irradiação e minimiza os lobos secundários. Todos são derivados de seções cônicas com

---

<sup>2</sup>Em inglês, choke

diferentes excentricidades e gerados a partir da rotação destas curvas ao redor do seu respectivo eixo focal. Esse método converte o que seria uma fonte em linha numa fonte pontual [38].

### 3.1.4.1 O refletor diédrico

Pode-se colimar a energia numa direção e inibir a radiação para trás usando um refletor de canto, uma estrutura de construção bastante simples.

O ganho neste tipo de refletor é aumentado, melhorando suas características diretivas, quando o ângulo entre os dois planos do refletor é reduzido.

Na prática, a abertura do refletor de canto ( $D'_0$ ) é tomada entre  $\lambda$  e  $2\lambda$ ; o comprimento dos lados  $L'_0 \approx 2S_0$  e a distância entre o alimentador e o vértice ( $S_0$ ), entre  $\lambda/3$  e  $2\lambda/3$ . O tamanho ( $H'_0$ ) é usualmente tomado de 1,2 a 1,5 vezes o tamanho do alimentador.

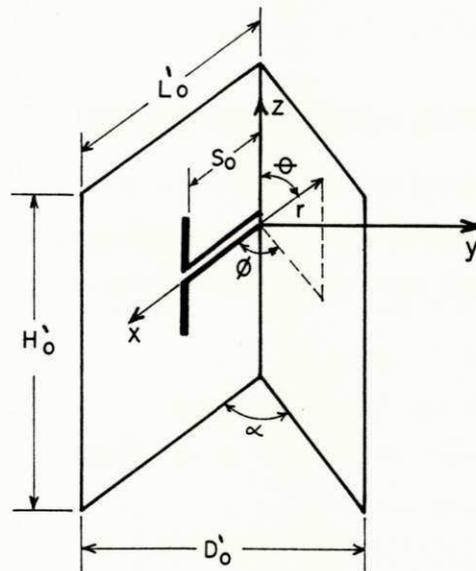


Figura 3.4: Parâmetros do refletor diédrico

Para um ângulo  $\alpha_0$  de  $30^\circ$ , o fator de arranjo é dado por

$$FA = 2[\cos(X) - 2 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}X\right) \cos\left(\frac{Y}{2}\right) - \cos(Y) - 2 \cos\left(\frac{X}{2}\right) \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}Y\right)] \quad (3.17)$$

onde  $X = K_0 S_0 \cos(\phi)$

e  $Y = K_0 S_0 \sin(\phi)$

A largura de banda neste tipo de refletor é determinada em função do tipo de alimentador

### 3.1.4.2 O refletor elíptico

Podemos melhorar as características de radiação de um refletor se a superfície do refletor for uma superfície cônica encurvada (elipses, hipérbolas ou parábolas).

Sempre que é necessário obter um foco do diagrama de radiação da antena numa pequena região da zona de Fresnel (onde a faixa é aproximadamente menor que  $2D^2/\lambda$ ) faz-se uso de seções cônicas encurvadas, os elipsóides (ver FIG. 3.5a)[39]. Os perfis elípticos favorecem a obtenção de feixes mais estreitos e com lobos laterais reduzidos (distribuições afiladas).

### 3.1.4.3 Determinação das regiões de campo para superfícies focalizadas

Para uma abertura focalizada, a região focal, localizada no infinito (parabolóides), é trazida para uma distância  $R_f$  finita, aproximando as regiões de campo próximo-RCP e de campo distante-RCD. Os novos valores para essas distâncias são obtidos de [40]

$$R_{f,n} = \frac{\frac{2D^2}{\lambda}}{1 + \frac{2D^2}{\lambda R_f}} \quad (3.18)$$

e

$$R_{f,f} = \frac{\frac{2D^2}{\lambda}}{-1 + \frac{2D^2}{\lambda R_f}} \quad (3.19)$$

onde (3.19) é tomada quando  $R_f < 2D^2/\lambda$ .

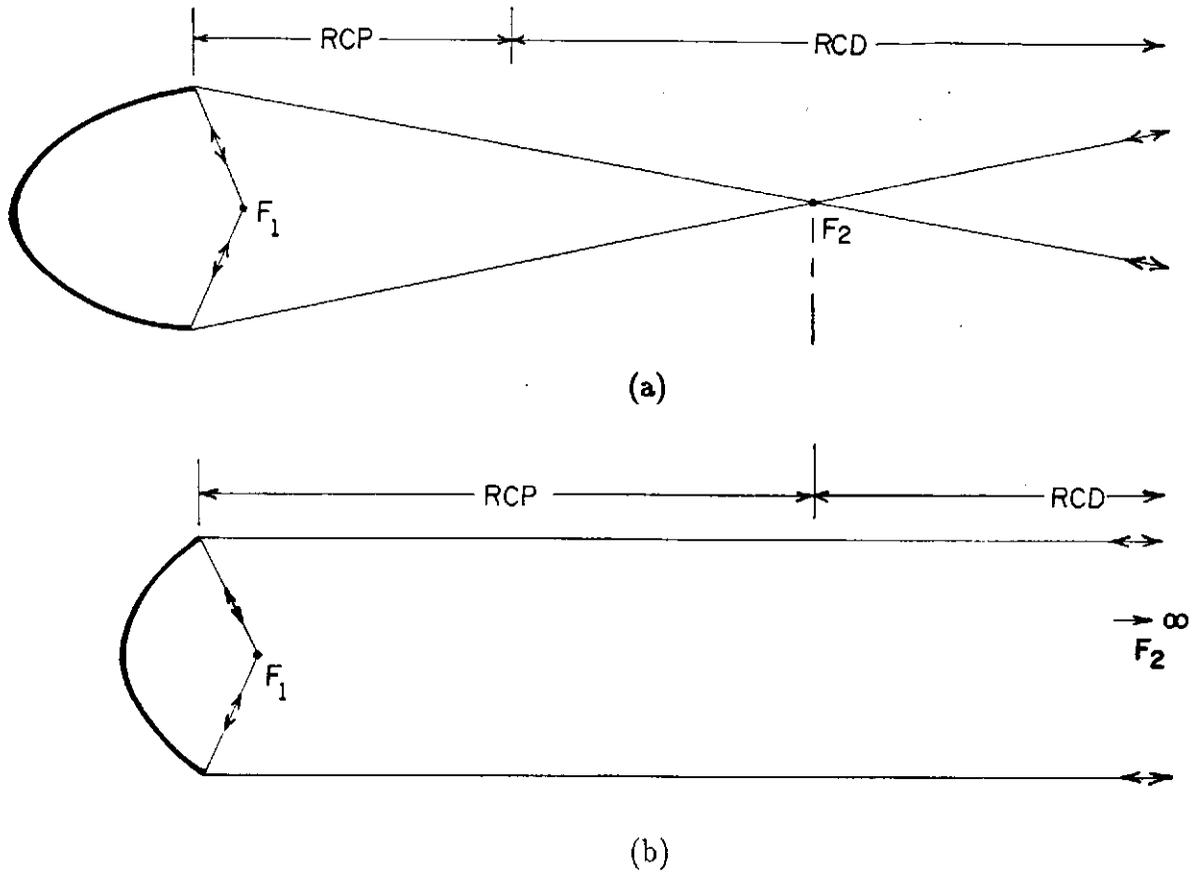


Figura 3.5: Comportamento do feixe de raios nas regiões de campo próximo e campo distante para um (a) Elipsóide e, (b) Parabolóide

### 3.1.5 Aberrações em refletores

As aberrações em sistemas refletores são provenientes da sua geometria, ou das imperfeições na superfície de reflexão e/ou do sistema de alimentação. Essas aberrações originam uma frente de fase não uniforme na abertura de radiação.

As aberrações devido as imperfeições na superfície de reflexão são basicamente um problema de tolerância, e devem ser consideradas estatisticamente [40].

As aberrações podem ser sintetizadas através da série a seguir [40]

$$\Phi(x) = 1 + \beta_1 x + \beta_2 x^2 + \beta_3 x^3 + \beta_4 x^4 + \dots \quad (3.20)$$

onde  $\beta_n$  caracteriza o erro de fase na abertura.

Os quatro primeiros termos em  $x$  são as aberrações mais comuns em refletores de revolução de feixe estreito, a saber: linear, focal, coma e esférica [40].

**Aberração linear:** a mudança de fase linear não é necessariamente uma aberração visto que, meramente, muda a direção da frente de fase modelada pelo sistema de reflexão.

**Aberração focal:** o erro focal, devido ao posicionamento impróprio do alimentador sobre o eixo do refletor, afeta a forma do diagrama. Contudo, para distribuições afiladas esse efeito é menos pronunciado.

**Aberração de coma:** o erro de fase cúbico, ou coma, é função do deslocamento transversal do alimentador em relação ao eixo do sistema de reflexão e da relação entre o tamanho do foco e o diâmetro da abertura,  $f/D_r$ , (bloqueio). Essa aberração causa o estrabismo do feixe principal e uma assimetria na forma do diagrama.

**Aberração esférica:** a aberração esférica é semelhante ao desfocamento, mas é mais comum em refletores esféricos.

### 3.1.6 Astigmatismo

O astigmatismo é uma aberração adicional, devido a um sistema de três dimensões, que origina duas regiões focais distintas. Tanto o alimentador como o refletor estão sujeitos ao astigmatismo.

A detecção do astigmatismo num sistema (alimentador/refletor) é obtida a partir da profundidade dos nulos nos dois planos principais.

O astigmatismo, tal como no desfocamento, é mais significativo nos refletores mais profundos ( $f/D_r$  pequeno) do que nos refletores rasos ( $f/D_r$  grande).

### 3.1.7 Desfocamento

Quando nos aproximamos da região de campo próximo, partindo do infinito, atingiremos sucessivamente valores máximos e mínimos da intensidade de radiação. Essa oscilação da densidade de potência variará em torno de um valor constante.

Com a aproximação, na região de campo próximo, o feixe tende a se alargar e se bifurca nas densidades de potência-DP mínimas. Em distâncias menores o alargamento do feixe principal obscurece os nulos aumentando o nível dos lobos secundários. Este alargamento do feixe reduz a diretividade que é diminuída pelo fator  $1/\gamma^2$  e aumenta o feixe pelo fator  $\gamma$ , onde  $\gamma$  é definido como o fator de desfocamento.

O valor de  $\gamma$  pode ser usado para se definir a região de transição entre a região de campo próximo irradiante e a região de campo distante.

## 3.2 Os campos da Óptica Geométrica

A Óptica Geométrica - GO se aplica a meios isotrópicos sem perdas que podem ou não ser homogêneos. No meio homogêneo a energia se move ao longo de caminhos de raios que são linhas retas. A família de superfícies normais a esses raios é chamada de Eikonal do sistema de raios. Na aplicação dos campos da GO é necessário somente o sistema de superfícies Eikonal ou o caminho dos raios visto que, os dois estão unicamente relacionados através da equação Eikonal.

O método dos campos da GO se constitui numa ferramenta poderosa na solução de problemas de reflexão em superfícies, e pode ser considerada como a técnica principal no projeto de refletores [41], [42], [43].

A Óptica Geométrica clássica (campos escalares), despreza o efeito da difração, da interferência e da polarização. Contudo, os resultados obtidos por este método são suficientes e úteis, quando o comprimento de onda é considerado muito pequeno (altas frequências).

### 3.2.1 A solução das equações de Maxwell

O projeto de sistemas refletoras pelo princípio dos campos da GO, se baseia na simplificação das equações de Maxwell, quando o comprimento de onda é tomado muito pequeno ( $\lambda \rightarrow 0$ ). A energia que é transportada pelo campo EM pode ser considerada como viajando ao longo de uma família de raios. Esses raios podem ser traçados em meios dielétricos ou submetidos a reflexão e refração.

Num meio livre de fontes, não condutor e isotrópico, as Equações (2.1)-(2.4) se tornam:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (3.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (3.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (3.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.24)$$

Manipulando as Equações (3.21)-(3.24) e fazendo uso de identidades vetoriais, teremos a equação de Helmholtz ou de onda, para o campo elétrico, dada por

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \gamma^2 \mathbf{E} = 0 \quad (3.25)$$

Todos os campos que satisfazem as equações de Maxwell satisfazem as equações de onda (o inverso não é verdadeiro). Os campos da GO devem, necessariamente, satisfazer as equações de Maxwell para uma aproximação dos campos em alta frequência.

Suponhamos, por exemplo, que o campo  $\mathbf{E}$  é dado pela série assintótica [44]

$$\mathbf{E}(x, y, z, \omega) = e^{-jk_0\psi_\epsilon(x, y, z)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_m(x, y, z)}{(j\omega)^m} \quad (3.26)$$

onde  $\mathbf{E}_{m=0}(x, y, z)$  é real.

Para altas frequências e supondo uma dependência do campo com o tempo na forma  $e^{j\omega t}$ , teremos

$$\mathbf{E}_{HF} = \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0(x, y, z) e^{j(\omega t - k_0 \psi_e(x, y, z))} \quad (3.27)$$

onde a função real pura  $\psi_e(x, y, z)$  é definida como a função Eikonal.

O princípio de Fermat determina que a trajetória do raio ao longo de um caminho é obtida de [37]:

$$\int_c \eta ds_r = CR \quad (3.28)$$

Pode ser demonstrado [44], [45], que a função Eikonal é igual ao Caminho do Raio - CR. Por outro lado, se combinarmos a função Eikonal com a velocidade da frente de onda no meio, teremos a descrição completa do campo eletromagnético. A Figura 3.6 ilustra esses conceitos.

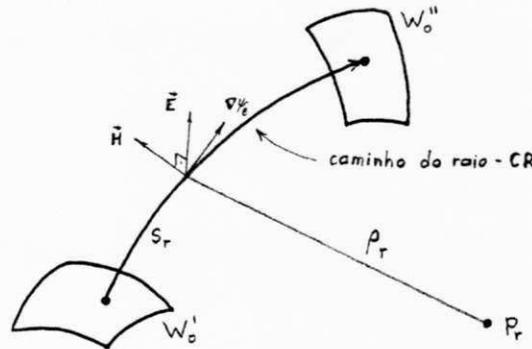


Figura 3.6: Comportamento do raio óptico num meio não homogêneo

A frente de onda equifásica é obtida para valores constantes de  $\psi_e(x, y, z)$ .

Da substituição de  $\mathbf{E}_{HF}$  e  $\mathbf{H}_{HF}$  em (3.21)-(3.24) e a consideração da aproximação para altas frequências, resultam (APÊNDICE C) :

$$\nabla \psi_e \times \mathbf{E}_0 = \frac{\omega \mu}{k_0} \mathbf{H}_0 \quad (3.29)$$

$$\nabla \psi_e \times \mathbf{H}_0 = -\frac{\omega \epsilon}{k_0} \mathbf{E}_0 \quad (3.30)$$

$$\nabla \psi_e \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \quad (3.31)$$

$$\nabla\psi_e \cdot \mathbf{H}_0 = 0 \quad (3.32)$$

Portanto,  $\nabla\psi_e$  satisfaz as equações de Maxwell.

### 3.2.2 A equação Eikonal

Num meio homogêneo a energia se move ao longo de caminhos de raios que são linhas retas. Definimos a Eikonal do sistema de raios como uma família de superfícies normais aos raios [38].

De (3.29)-(3.32), temos que  $\nabla\psi_e$  satisfaz a equação de onda (APÊNDICE C) e portanto, pode-se obter

$$\nabla\psi_e \times \nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0 + \eta^2 \mathbf{E}_0 = 0 \quad (3.33)$$

onde o índice de refração do meio ( $\eta$ ) é dado por

$$\eta = \frac{\sqrt{\mu(x, y, z)\epsilon(x, y, z)}}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \quad (3.34)$$

No APÊNDICE C demonstramos que

$$|\nabla\psi|^2 = \eta^2(x, y, z) \quad (3.35)$$

A Equação (3.35) é definida como a equação Eikonal e é a base da teoria dos campos da Óptica Geométrica. De (3.35) obtém-se a curvatura do caminho dos raios, e por conseguinte, o comportamento da energia num meio isotrópico não condutor.

Todas as propriedades dos campos da Óptica Geométrica são deduzidas a partir de (3.29)-(3.32). Dentre as várias propriedades, as de maior interesse no projeto de refletores são: a relação entre os campos, a densidade de energia temporal, a densidade de fluxo de potência, o raio de curvatura, a lei da conservação da energia, o atraso de fase e a lei de Snell, os quais são apresentados no capítulo 5, que trata da síntese de um aplicador regional.

## Capítulo 4

# Projeto dos aplicadores regionais

Este capítulo descreve os procedimentos de projeto de um refletor com alimentador helicoidal. São utilizados como referência os aplicadores propostos pela referência [46](PÜSCHNER) e os fundamentos teóricos da literatura especializada, [5](KRAUS), resumidos no item 3.1.2.4.

São apresentadas as dimensões físicas para construção dos dois aplicadores regionais projetados e os resultados experimentais obtidos para os parâmetros elétricos. São feitas comparações, quando da disponibilidade de resultados teóricos ou experimentais, com as referências [5] e [46]. São apresentadas as dimensões físicas para construção dos dois aplicadores regionais projetados e os resultados experimentais obtidos para os seus parâmetros elétricos. São feitas, quando da disponibilidade teórica e experimental, comparações entre os resultados obtidos e os apresentados pelas referências [5] e [46], para a largura de feixe, impedância, tipo de diagrama, comprimento da hélice, efeito do disco intermediário, razão axial e largura de faixa.

Por conveniência, são descritos separadamente os procedimentos e os resultados das medições de diagrama, impedância, efeito do disco subrefletor e o efeito da posição terminal da hélice no diagrama, visto que os mesmos estão interligados.

Por fim, é descrito o programa computacional, desenvolvido em linguagem de programação FORTRAN 77 para ambiente IBM-PC, para o projeto de uma antena helicoidal no modo axial de radiação, com ou sem o uso de um refletor cônico ou elíptico.

## 4.1 O irradiador de campo circular

A antena helicoidal, geradora do campo circular, tem sido empregada comercialmente em equipamentos médicos [46], [47]. Face às suas vantagens como irradiador, simplicidade e praticidade na sua construção, ela foi aqui projetada para uma faixa de aplicações terapêuticas, na frequência central de 2450 MHz.

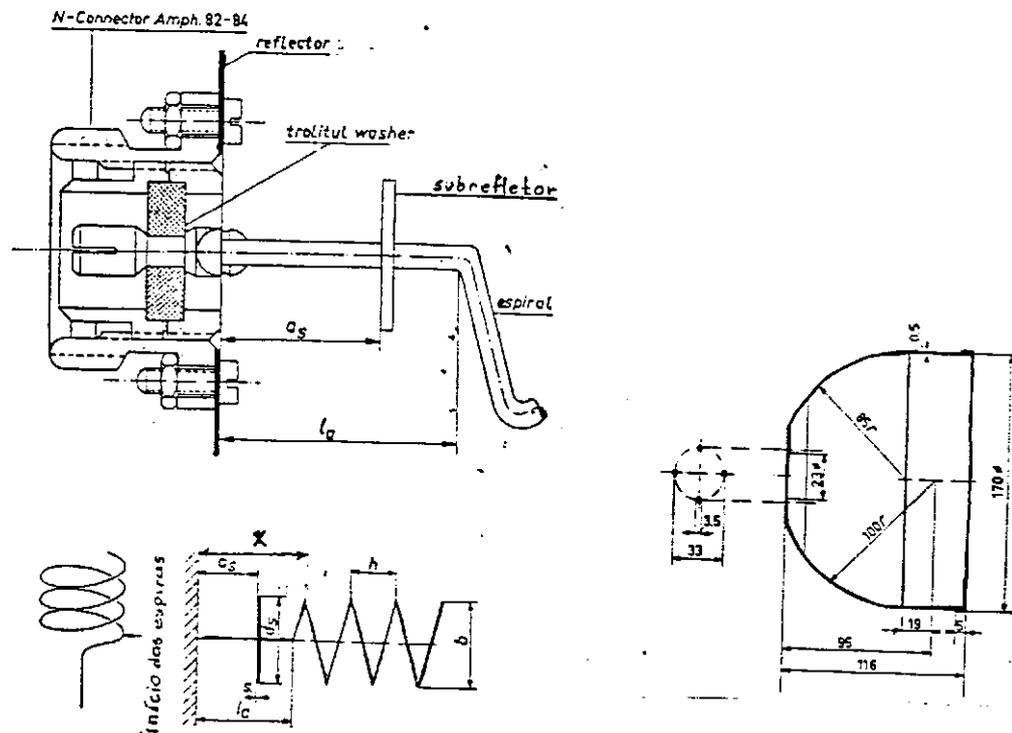
Sua geometria básica é apresentada na Figura 3.1.

### 4.1.1 Escolha da hélice

Para se avaliar o rendimento e as características dos dois aplicadores regionais apresentados pela referência [46] e visando obter resultados numéricos, nesta faixa de frequência, foram construídos as duas antenas helicoidais, usadas como alimentador, destes aplicadores. O protótipo teórico para a antena helicoidal, inicialmente desenvolvido, segue as condições de projeto propostas pela referência [5], e resumidas no item 3.1.2.4. As antenas foram confeccionadas em fio de cobre de 2,5mm. A Figura 4.1 e a Tabela 4.1 apresentam a geometria e as dimensões físicas, respectivamente, para as hélices de 3 e 4 espiras.

Em face da possibilidade de ocorrência de inclinação do lobo principal da antena sob teste com relação ao plano horizontal de referência, variou-se as alturas das antenas do sistema, até se conseguir maior intensidade e uniformidade no campo recebido. Estas condições foram encontradas para uma altura da antena sob teste (aplicador helicoidal) de  $h_t = 15\text{cm}$  do plano horizontal. A amostra de campo foi obtida a uma distância de  $R_t = 70\text{cm}$  da antena sob teste, por um medidor de campo constituído de um dipolo acoplado a um diodo retificador e um microamperímetro. A Figura 4.2 apresenta uma foto da montagem do sistema de medição.

A avaliação da influência do tamanho do plano refletor sobre o diagrama de radiação foi realizada através de medições com refletores circulares de meio e um comprimentos de onda, associados às hélices das referências [5] e [46]. Com o plano de  $1\lambda$  obteve-se um diagrama mais uniforme e com menor tensão de alimentação.



FONTE:PÜSCHNER,1965 [46], p.149

Figura 4.1: Irradiador de campo circular com antena helicoidal

Os diagramas de radiação para os planos principais das hélices das referências [5] e [46] com refletor circular de  $1\lambda$  estão listados no APÊNDICE D.

Dos resultados obtidos para as hélices da referência [46], os diagramas para as hélices de 4 espiras são mais estreitos, uniformes e apresentam uma melhor característica de modo axial de radiação, sendo, portanto, tomada como referência para as medições de impedância, diagrama e uso do refletor de revolução.

As características experimentais apresentadas pelo protótipo teórico da hélice a partir das condições propostas pela referência [5](item 3.1.2.4) são de um diagrama irregular, multilobo e requerendo um nível de alimentação maior, para se obter a mesma intensidade de radiação que o alimentador da referência [46]. Pode-se, ainda, observar que esta hélice possui dimensões relativamente grandes ( $CT = 14\text{cm}$ ), o que conduz a

PARÂMETROS DA ANTENA	SÍMBOLOS	ANTENA		
		KRAUS	PÜSCHNER	
Número de espiras	N	4	4	3
Diâmetro da espira	D	40	30	30
Espaçamento entre espiras	S	30	20	20
Ângulo de passo	$\alpha$	13,4	12	12
Comprimento linear de uma espira	L	129,1	96,4	96,4
Comprimento total da hélice	CT	146	110	83
Diâmetro do condutor	d	2,5	2,5	2,5
Circunferência da espira	C	125,6	94,3	94,3
Diâmetro do subrefletor	$d_s$	-	20	20
Distância subrefletor-refletor	$a_s$	-	14	15
Distância refletor-hélice	g	16,5	21	21
Espessura do subrefletor	w	-	1	1
Diâmetro do refletor	$d_t$	122,5	122,5	122,5

NOTA - Todas as medidas são apresentadas em milímetros exceto o ângulo de passo, em graus

Tabela 4.1: Dimensões físicas das hélices

refletores de tamanhos ainda maiores.

A limitação de tamanho para o alimentador (o qual não deve ser muito longo) está ligada ao fato de que a não observância desta condição levará a um aplicador largo e comprido, ou seja, inviável do ponto de vista prático e estético.

Fixando-se, apenas, um número de 4 ou 8 espiras, modo axial de radiação e a frequência de 2450 MHz, foram projetados vários outros protótipos de hélices, seguindo as limitações impostas pela relação **circunferência** versus **espaçamento**, em comprimentos de onda, e pela **velocidade relativa de fase** para este modo de radiação (APÊNDICE I).



Figura 4.2: Foto da montagem do sistema utilizado para medição dos diagramas de radiação

A Tabela 4.2, a seguir, apresenta os resultados de alguns dos diagramas de radiação obtidos para estes novos protótipos de hélices ( $N=4$  e  $N=8$ ).

As regiões da TAB. 4.2 não preenchidas representam diagramas do tipo multilobo ou de hélices de Comprimento Total - CT maior que o tamanho tipicamente comercial (80 a 120mm) para aplicações médicas desse tipo de aplicador.

A hélice A1 de  $N = 4$ ,  $D = 40\text{mm}$  e  $S = 10\text{mm}$  (ver TAB. 4.2) é a que melhor se adequa as exigências de feixe estreito, uniformidade do diagrama e pequeno tamanho total da antena. O APÊNDICE D apresenta os diagramas para os planos **E** e **H** dessa hélice.

D	30								35								40							
	4				8				4				8				4				8			
N	CT	$\alpha$	TD	LF	CT	$\alpha$	TD	LF	CT	$\alpha$	TD	LF	CT	$\alpha$	TD	LF	CT	$\alpha$	TD	LF	CT	$\alpha$	TD	LF
5	34	3	NM	66	70	3	AX	67	53	2,6	AX	66	70	2,6	AX	72	53	2,3	AX	63	70	2,3	AX	70
10	51	6,1	AX	65	95	6,1	AX	60	63	5,2	AX	63	95	5,2	AX	52	63	4,6#	AX	53	95	4,6†	AX	65
S	15	76	9	AX	72	150	9	AX	64	7,8	AX	65	150	7,8	AX	51	76	6,8†	AX	56	150	6,8§	AX	41
20	93	12	AX	57	-	-	-	-	93	10,3	AX	56	-	-	-	-	93	9	AX	62	-	-	-	-
30	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	146,5	13,4	MT	53	-	-	-	-

NOTA - Todas as medidas medidas de comprimento são apresentadas em milímetros e as medidas de ângulo em graus

NM-Normal AX-Axial MT-Multilôbo

# Antena A1 †Antena A2 ‡Antena A3 §Antena A4

Tabela 4.2: Resultados experimentais das hélices com refletor circular de um comprimento de onda



### 4.1.2 Efeito do disco intermediário (subrefletor)

A referência [46] acrescenta um subrefletor à geometria convencional (FIG. 3.1) da hélice, (ver FIG. 4.1). Esta referência, sem maiores informações, afirma que este subrefletor é usado para um casamento adicional entre a antena e a linha coaxial.

Realizou-se o levantamento de novos diagramas para as hélices das referências [5] e [46], adicionando-se o disco intermediário. Estes diagramas foram obtidos variando-se a posição do subrefletor e observando-se o seu efeito na intensidade de campo, no diagrama e na impedância de entrada da hélice.

A Figura 4.3 apresenta o comportamento do campo com a distância do disco intermediário ao plano do refletor, para as antenas das referências [5] e [46], com plano refletor circular de um comprimento de onda.

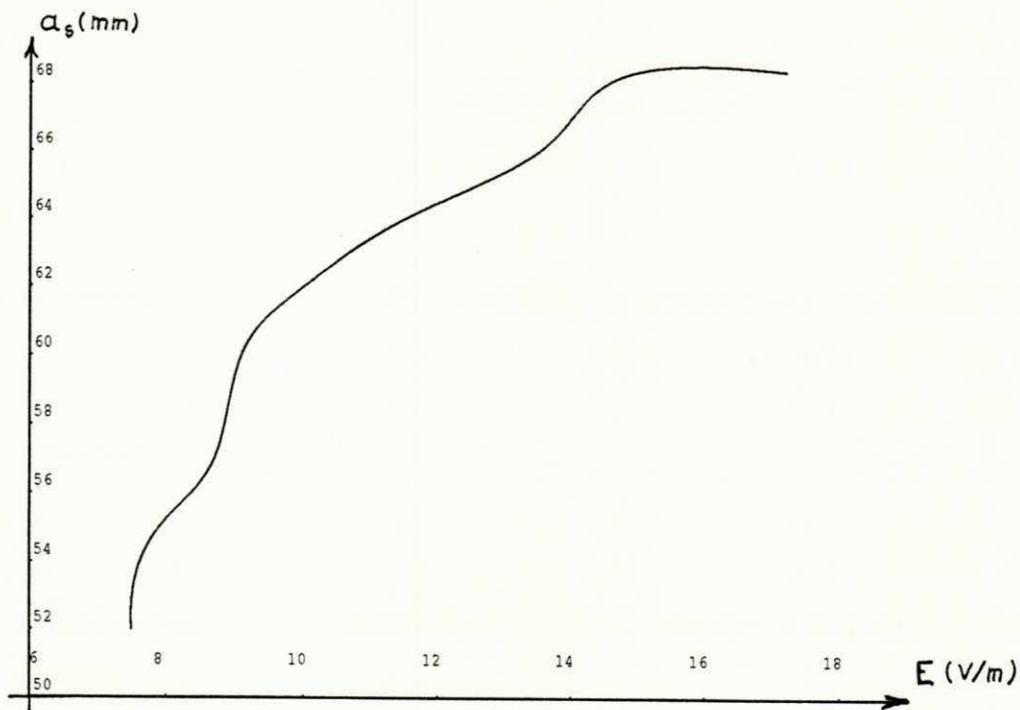


Figura 4.3: Gráfico da intensidade de campo vs. posição do subrefletor para a hélice com refletor circular de um comprimento de onda

Com o aumento da distância entre o disco e o plano refletor, observou-se um aumento na intensidade de campo até um nível limite, cujo valor está limitado pelo tamanho do parâmetro “ $g$ ” e forma do diagrama (uniforme e de feixe axial), até que não se observe aumento significativo na intensidade de campo.

### 4.1.3 Medições de impedância

Conhecido a impedância característica da linha de transmissão ( $Z_0$ ), a impedância da antena ( $Z_c$ ) pode ser obtida a partir do conhecimento do valor do coeficiente de onda estacionária SWR. Faz-se uso, portanto, das Equações (4.1) ou (4.2) e (3.4), isto é

$$|\Gamma| = \frac{\text{SWR} - 1}{\text{SWR} + 1} \quad (4.1)$$

$$Z_c = Z_0 \frac{1 - j\text{SWR} \tan(k_0 d_{\min})}{\text{SWR} - j \tan(k_0 d_{\min})} \quad (4.2)$$

Foram utilizados três métodos para a obtenção do valor de  $Z_c$ , os quais são descritos a seguir:

- Obteve-se pelo primeiro método, método da leitura direta, o valor de SWR diretamente no medidor. Neste método, a penetração da sonda na linha fendida deve ser pequena para não perturbar o campo medido; além disso, o cristal deve trabalhar na sua região quadrática.
- No segundo método, o método dos  $3dB$ , realiza-se a leitura no micrômetro da linha fendida, da menor distância entre dois pontos onde a tensão de saída do cristal é igual ao dobro da tensão mínima. O valor de SWR é obtido a partir da equação

$$\text{SWR} = \sqrt{1 + \frac{1}{\sin\left(\frac{\pi(d_2 - d_1)}{\lambda_g}\right)}} \quad (4.3)$$

Este método evita o efeito de carga da sonda.

- No terceiro método, o do uso da carta de Smith, a impedância é determinada a partir do valor de SWR, obtido por um dos dois métodos anteriores. Este valor é registrado na carta (círculo de SWR constante). Percorre-se a partir da posição de curto-circuito (ou aberto) da linha na carta, em comprimentos de onda, em direção à carga (ou ao gerador) a distância correspondente entre o mínimo (ou máximo) do campo com a carga ( $Z_c$ ) até o mínimo (ou máximo) mais próximo, quando a carga é substituída por um curto-circuito (ou circuito aberto). Este método evita o uso de equações trabalhosas para se obter as partes reativa e resistiva de  $Z_c$  e é de uso prático e corriqueiro, não só para a obtenção de impedância, como também de outros parâmetros elétricos.

As montagens experimentais dos três métodos acima são apresentadas no APÊNDICE E.

A Tabela 4.3 apresenta os resultados das medições das impedâncias ( $S$  e  $\Gamma$ ) pelos três métodos, para as antenas de 4 espiras e plano refletor circular de um comprimento de onda das referências [5] e [46] e da antena A1.

	PÜSCHNER			KRAUS			A1		
	$\Gamma$	$S$	$Z_c$	$\Gamma$	$S$	$Z_c$	$\Gamma$	$S$	$Z_c$
MET.1	0,375	2,2	132	0,78	8,4	504	0,753	6,43	384
MET.2	0,337	2,02	121,2	0,756	7,21	432,5	0,65	4,72	283,2
MET.3	0,337	2,02	120-j7,2	0,756	7,21	288+j1,92	0,65	4,72	198+j49,2

NOTA - Impedância de carga em ohms

Tabela 4.3: Coeficiente de reflexão,  $S$  e impedância para hélices com  $N=4$  e refletor circular de um comprimento de onda

As diferenças nos valores das impedâncias são provenientes dos três métodos usados. A partir de medições feitas em impedâncias conhecidas e a partir das vantagens já descritas, o terceiro método (MET.3) apresenta-se mais preciso, enquanto o primeiro

método (MET.1) o de menor precisão para nossa finalidade. Tomou-se portanto, o terceiro método como referência para a caracterização da impedância da antena.

Pode-se observar da Tabela 4.3 que a impedância da hélice da referência [46] se aproxima do valor médio sugerido pela referência [5]. Resalta-se, contudo, que essa antena está acrescida do subrefletor, o qual será melhor caracterizado no item 4.2.6. A impedância da antena da referência [5] está bem acima do valor médio sugerido ( $130\Omega$ ), mas ainda está dentro da faixa proposta (item 3.1.2.4).

#### 4.1.4 Efeito da posição da hélice

Segundo a referência [46], a posição do final das espiras da hélice, dentre outros fatores, afeta o diagrama de radiação.

Dos diversos diagramas obtidos, observou-se a ocorrência de um desvio máximo do feixe de  $3^\circ$  a  $10^\circ$  com relação ao eixo da hélice. Além disso, girando-se a extremidade da hélice em torno do seu eixo longitudinal, observou-se uma mudança na direção do feixe, ou seja, o lobo principal do diagrama sofreu uma rotação em torno do seu eixo, concomitantemente com a rotação da hélice. Observou-se, ainda, que esta mudança de posição do máximo, pela rotação da hélice, causa uma deformação do diagrama e uma mudança no nível da intensidade de campo, até se atingir a posição suplementar.

A Figura 4.4 descreve, em termos qualitativos, para a hélice da referência [5], o comportamento do diagrama com a rotação do seu eixo para quatro posições da extremidade da hélice.

As posições intermediárias a  $P_n$  deveriam levar, intuitivamente, a um máximo ao longo do eixo. Entretanto, não se observou melhorias significativas nos diagramas, provavelmente devido às reflexões no local de tese, ao próprio projeto da hélice, à presença humana e ao sistema de medição, entre outros fatores.

Não houve alteração na impedância do sistema para uma rotação de  $90^\circ$  da extremidade da hélice.

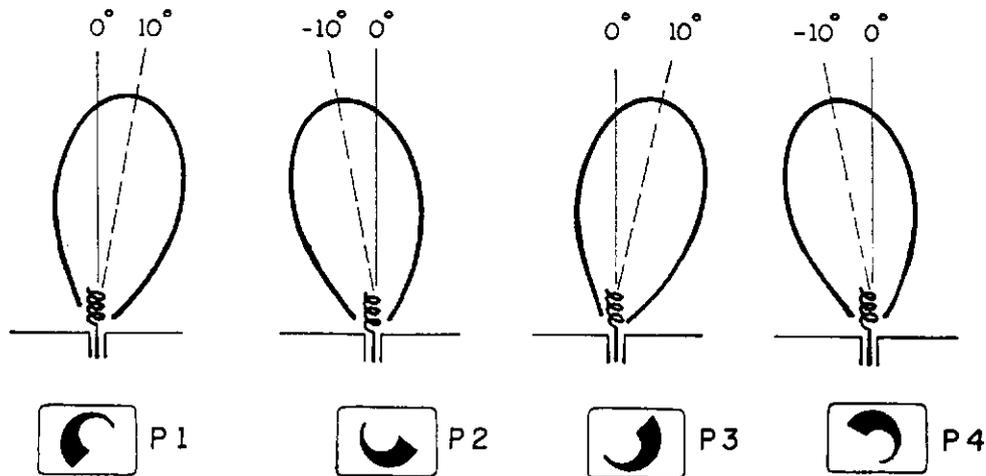


Figura 4.4: Comportamento qualitativo do diagrama de radiação da hélice com  $N = 4$ ,  $D = 40\text{mm}$  e  $S = 10\text{mm}$  (A1)

## 4.2 A escolha do refletor

Como sugerido nos capítulos anteriores, a largura de feixe no modo axial de radiação pode ser diminuída pela utilização do irradiador helicoidal em refletores com profundidade.

### 4.2.1 Construção dos protótipos

Para se concentrar a energia da hélice através de um refletor, de confecção a mais simples possível e uso já comercial [47], [48], optou-se, inicialmente, pela construção de uma superfície cônica baseada nos conceitos de refletores diédricos [5], [26].

Dos conceitos de raios ópticos e refletores diédricos, fez-se estudos gráficos da distribuição dos campos para refletores com  $\alpha$  igual a  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $60^\circ$  e um truncamento do diedro do refletor [49], assumindo dimensões de meio e um comprimento de onda. Devido as limitações de tamanho para este tipo refletor, mostrou-se mais adequado o refletor com  $\alpha = 30^\circ$ . onde o feixe é mais estreito e a largura física da abertura do refletor é menor. Usou-se um truncamento,  $d_t$ , de  $1/2\lambda$  (FIG. 4.5).

Nos refletores diédricos existe uma região (setor  $\eta_r$ ) para a qual o comprimento

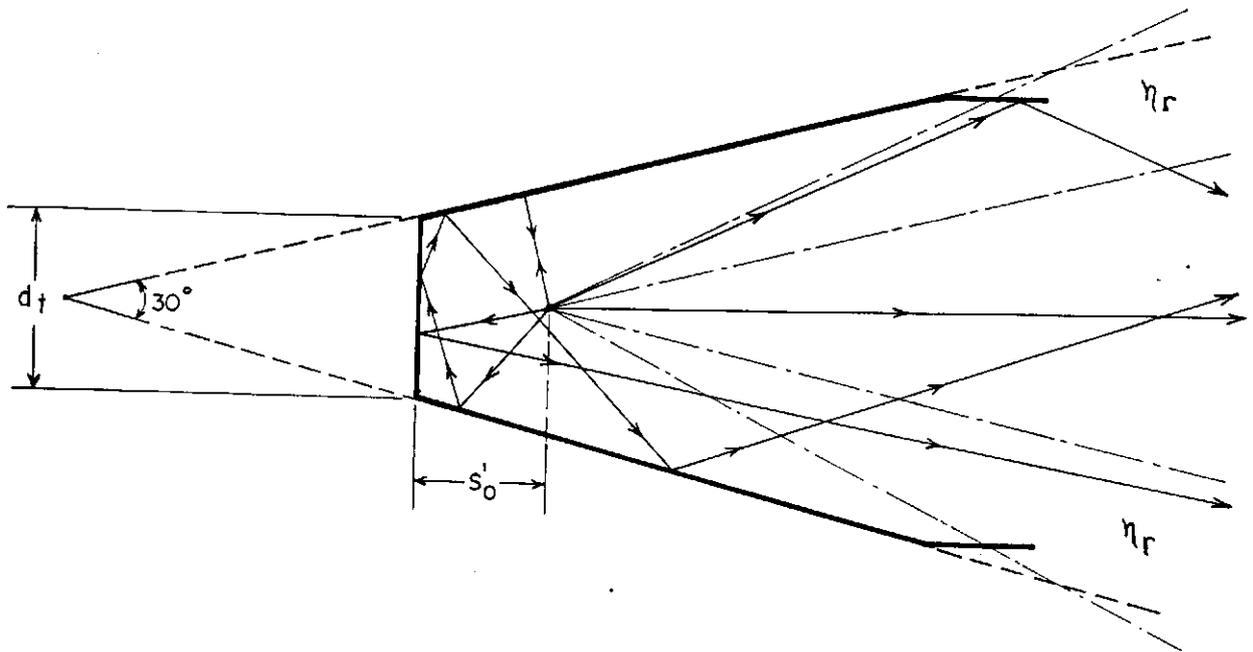


Figura 4.5: Análise óptica do refletor diédrico truncado ( $\alpha = 30^\circ$ )

do refletor deveria ser aumentado até o infinito, de forma a se obter a contribuição da energia irradiada por este setor. Disto resultariam dimensões inadequadas. A solução adotada para se reduzir esta região e obter uma maior contribuição da energia irradiada, foi promover uma inclinação nas bordas do refletor deixando-o paralelo ao eixo principal. Adotou-se um tamanho de  $\lambda/4$  para esta inclinação (ver FIG. 4.5).

Pela análise óptica obteve-se, além da concentração da energia, uma redução do diâmetro da abertura e do comprimento do refletor.

As dimensões físicas do refletor projetado e construído são apresentadas no APÊNDICE F.

Ainda da FIG. 4.5, devido à forma geométrica desse refletor, tem-se reirradiação da energia na região entre o alimentador e o truncamento. Isto conduz a contribuições de interferências construtivas e destrutivas do diagrama.

Para minimizar o efeito dessa reirradiação, foi projetado um outro refletor. Este novo refletor correspondeu ao acréscimo de mais uma seção a estrutura do primeiro. Esta nova seção, situada logo após o truncamento no refletor cônico e de inclinação

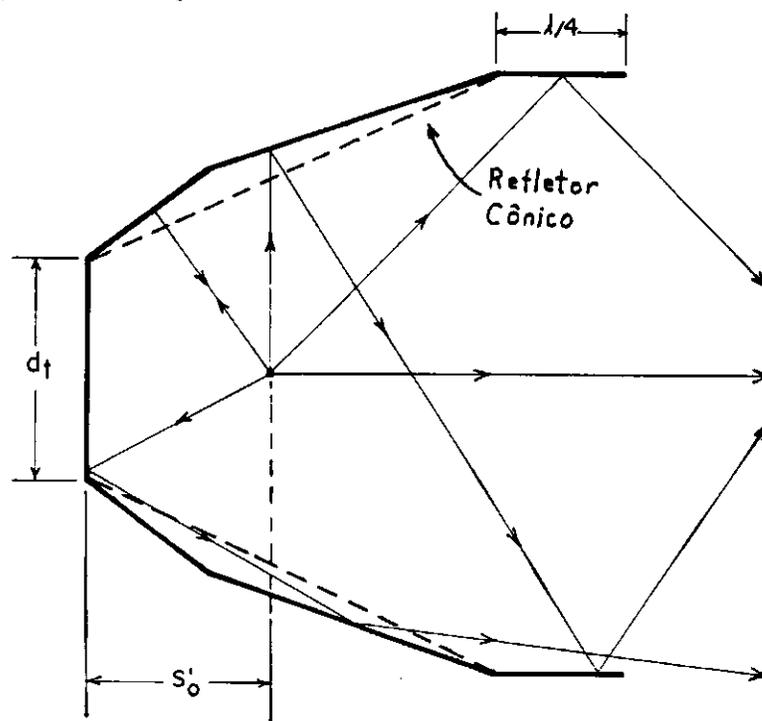


Figura 4.6: Análise óptica do refletor de duas seções 2S

diferente, redirecionou os raios, evitando ao máximo a reirradiação. Esta nova estrutura refletora, agora com duas seções após o truncamento, se assemelha a forma da superfície do refletor proposto pela referência [46], (ver FIG. 4.6).

Pela óptica dos raios, obteve-se uma redução considerável no tamanho do refletor e um pequeno acréscimo no diâmetro da abertura.

As dimensões físicas do refletor de duas seções 2S projetado e construído são apresentadas no APÊNDICE F.

#### 4.2.2 Medição dos diagramas de campo distante

Mesmo que a hélice A1 tenha satisfeito as exigências de feixe estreito, uniformidade e tamanho, levantou-se os diagramas na região de campo distante das hélices A2, A3 e A4 da Tabela 4.2, com os refletores cônico e de duas seções 2S.

As Tabela 4.4, a seguir, apresenta os resultados dos diagramas de radiação para os dois planos principais.

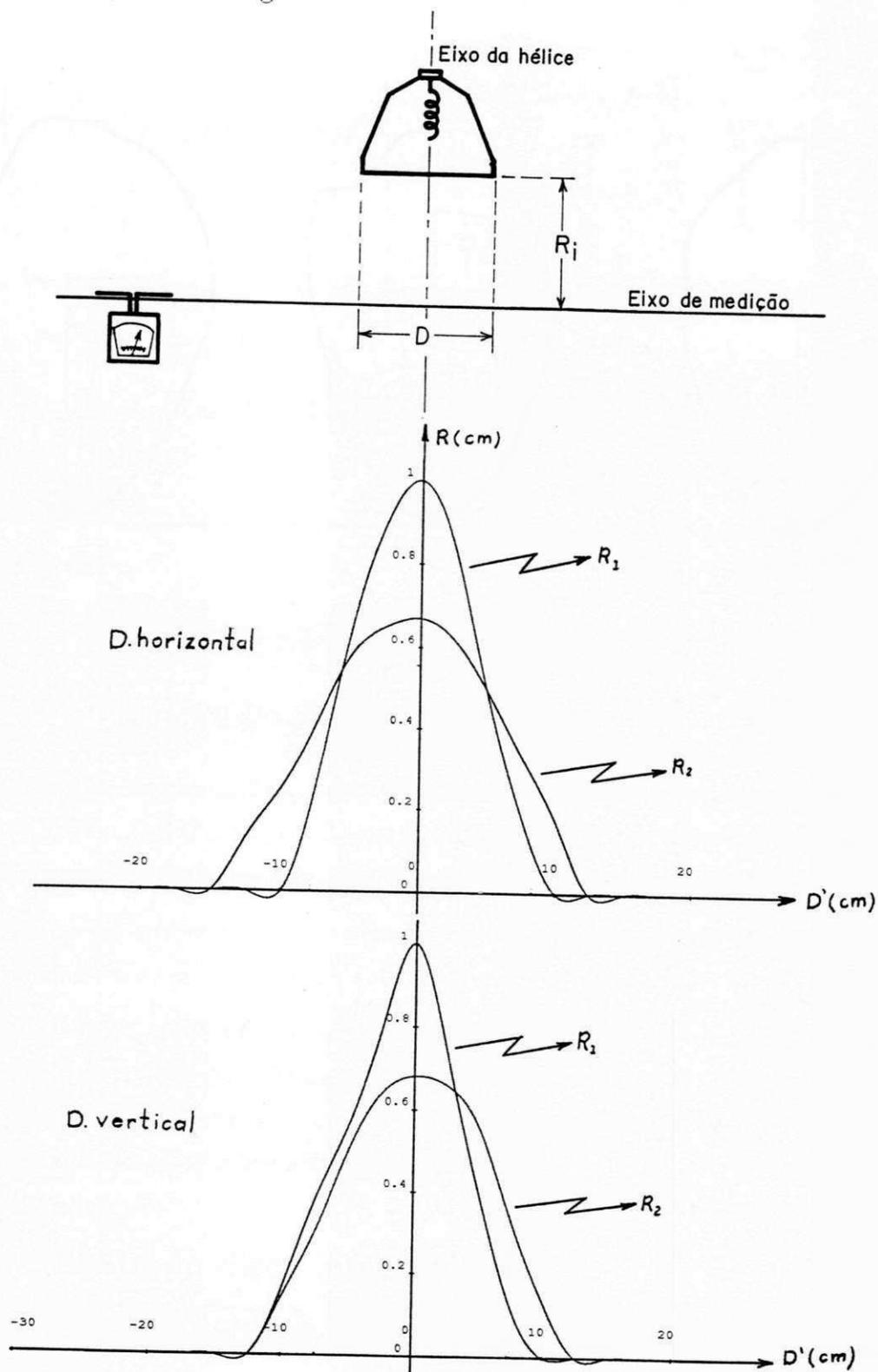


Figura 4.8: Diagrama de campo perpendicular à abertura na região de campo próximo do aplicador A1-2S

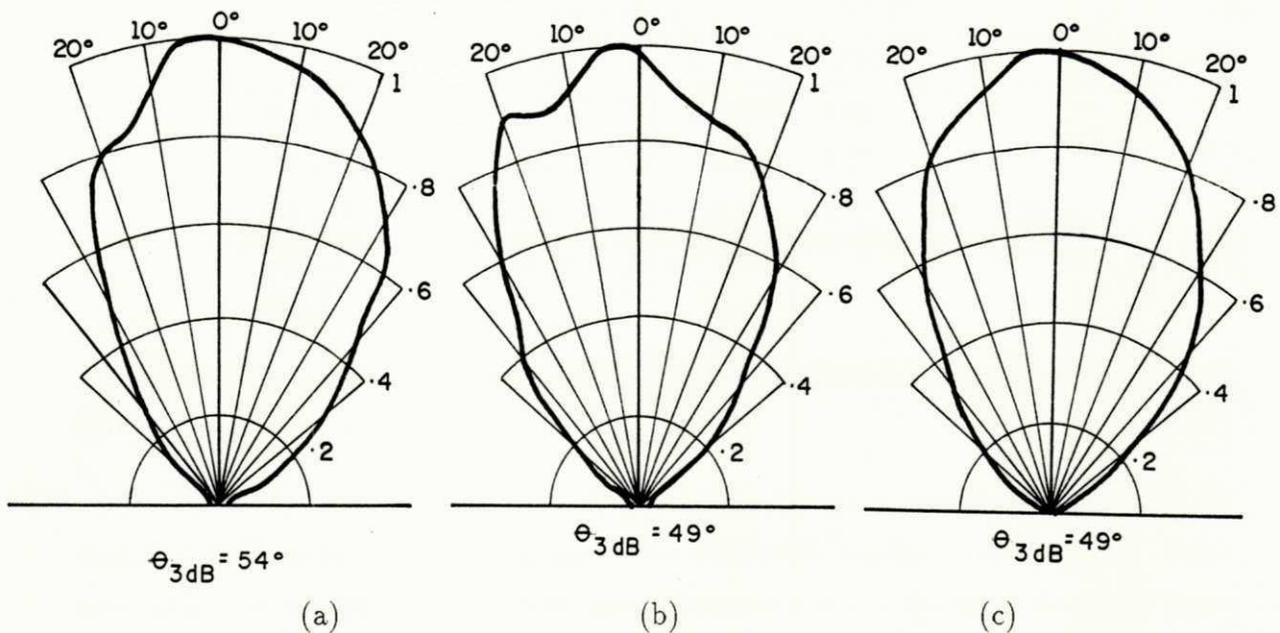


Figura 4.9: Diagramas de radiação polar do refletor cônico

As medições de impedância, descritas no item 4.1.4, foram obtidas pelos três métodos citados (MET.1, MET.2 e MET.3), caracterizando-se melhor a impedância, além de se avaliar o grau de erro entre eles.

A Tabela 4.5 apresenta os resultados das medições de impedância da antena, segundo a referência [46], com o refletor 2S e de A1-2S, ambos com “choke”.

Da Tabela 4.5 pode-se observar a redução no valor das impedâncias. Novamente a impedância da antena da referência [46], agora com o refletor 2S, se aproxima mais do valor médio sugerido pela referência [5]; no entanto, o aplicador A1-2S, neste caso, não está acrescido do disco intermediário (subrefletor).

#### 4.2.6 Efeito do disco intermediário

O efeito do disco intermediário, sugerido pela referência [46], para um casamento adicional à linha, é analisado neste item por já se dispor do protótipo do aplicador.

	PÜSCHNER-2S			A1-2S		
	$\Gamma$	SWR	$Z_c$	$\Gamma$	SWR	$Z_c$
MET.1	0,26	1,7	102	0,597	3,96	238
MET.2	0,216	1,55	93	0,567	3,57	214
MET.3	0,216	1,55	90-j0,6	0,567	3,57	186+j1,26

NOTA - Impedância de carga em ohms

Tabela 4.5: Coeficiente de reflexão, SWR e impedância para hélices com  $N=4$  e refletor 2S com “choke”

A referência [46] não apresenta informações relativas a como se projetar as dimensões do subrefletor, indicando apenas as dimensões usadas no seu projeto. Deste fato, achou-se conveniente tomar-se uma proporção entre o diâmetro do disco intermediário e o diâmetro da hélice da referência [46] e utilizar esta proporção na construção do subrefletor para a antena A1. Obteve-se um diâmetro para o disco de  $d_s = 2,7$ cm.

A medição da impedância pelos três métodos com a melhor posição do subrefletor, visando a obtenção de um diagrama estreito e uniforme e um bom casamento, para o aplicador A1-2S com “choke”, é apresentado na TAB. 4.6, onde a posição ótima obtida foi de  $S'_0 = 15$ mm.

	MET.1	MET.2	MET.3
$\Gamma$	0,383	0,373	0,373
SWR	2,24	2,186	2,186
$Z_c$	134,4	131	120+j31,2

NOTA - Impedância de carga em ohms

Tabela 4.6: Coeficiente de reflexão, SWR e impedância para o aplicador A1-2S, com subrefletor e “choke”

Dos resultados apresentados na TAB. 4.6, pode-se observar a excelente concordância

do aplicador A1-2S com “choke” com a teoria. Pode-se observar, ainda, que o aplicador A1-2S e a antena da referência [46] com o refletor 2S, ambos com “choke”, são cargas aproximadamente resistivas.

### 4.3 O programa computacional

Esta seção apresenta um programa computacional para o projeto de uma antena helicoidal com ou sem o uso dos dois refletores projetados (uma aproximação), e a comparação com os resultados práticos obtidos.

#### 4.3.1 Objetivo e limitações

Com o objetivo de simular o projeto da antena helicoidal com e sem o uso de refletor, desenvolveu-se um programa em linguagem FORTRAN para ambiente IBM-PC, o qual é suscetível à mudanças.

A praticidade e objetividade do programa desenvolvido foi obtida aprimorando-se um programa em linguagem BASIC já existente [50].

O programa desenvolvido baseia-se nas equações para o projeto de uma antena helicoidal no modo axial de radiação, com diretividade aumentada. Neste programa são estabelecidas as seguintes faixas para os dados de entrada:

O diâmetro  $D$  e o espaçamento  $S$  da hélice são limitados pela característica do modo axial de radiação (carta de  $C_\lambda$  em função de  $S_\lambda$ );

A velocidade relativa de fase  $p$  é limitada pela característica de diretividade aumentada ( $0,7 < p < 1,0$ );

O número de espiras  $N$  seja maior que três ( $N > 3$ );

Das equações apresentadas no capítulo três deste trabalho para a antena helicoidal, e utilizadas no programa, foi feita uma exceção no tocante à largura de feixe (Eq. (3.12)), onde adotou-se um método condicional, e à largura de faixa (Eq. (3.10)

e (3.11)), limitada pelo programa. Elas, assim, melhor se adequaram a frequência utilizada (2450 MHz).

Deve-se ter em mente que o diagrama de radiação obtido pelo programa, para o refletor cônico, é uma aproximação proveniente do diagrama obtido para o refletor diédrico (Eq. (3.17)), enquanto que o diagrama de campo para o refletor elipsoidal é obtido da superfície do elipsóide ( $\epsilon_a$ ,  $2a$  e  $2b$ ) gerada no capítulo 5.

O cálculo teórico para a obtenção da faixa de frequência de operação no modo axial para a frequência de 2450 MHz, partindo das condições limites de  $C_\lambda$  (item 3.1.2.2), nos leva a

$$F_2 = 1,274F_0 \quad (4.4)$$

$$F_1 = 0,274F_0 \quad (4.5)$$

onde a referência [5], sugere ( $F_0 = 400$  MHz e  $12^\circ < \alpha < 15^\circ$ ):

$$F_2 = 1,252F_0 \quad (4.6)$$

$$F_1 = 0,750F_0 \quad (4.7)$$

O programa estabelece a faixa de ( $F_0 = 2450$  MHz e  $\alpha = 4,5^\circ$ )

$$F_2 = 1,053F_0 \quad (4.8)$$

$$F_1 = 0,816F_0 \quad (4.9)$$

que é uma faixa mais estreita.

A largura de feixe de primeiros nulos (Eq. (3.13)) não foi utilizada no programa por não se dispor de subsídios teóricos e experimentais na frequência de 2450 MHz que justificasse o uso desta ou de outra expressão para seu cálculo.

### 4.3.2 Descrição do programa

O programa divide-se inicialmente em quatro partes básicas, a saber :

- A primeira parte é o projeto, propriamente dito, da antena helicoidal para qualquer frequência, irradiando no modo axial com diretividade aumentada. Apresenta, ainda, os valores dos seus diversos parâmetros físicos e elétricos;
- Na segunda parte, a partir do conceito de multiplicação de diagramas, calculam-se os valores da potência relativa para uma hemisfério do diagrama de campo ( $0^\circ - 180^\circ$ ) com um refletor de um comprimento de onda;
- Na terceira parte calcula-se a potência relativa da antena com refletor cônico pela aproximação feita a partir do refletor diédrico, para um hemisfério do diagrama, utilizando a multiplicação de diagramas;
- Na última parte calcula-se a potência relativa da antena A1 com refletor elipsoidal projetado no capítulo 5, para um hemisfério do diagrama;

Com o uso de uma subrotina, utilizou-se o programa PLOT, também em ambiente IBM-PC, para traçar os gráficos linear e polar dos diagramas de campo da antena, com os três refletores (plano, cônico e elíptico).

As etapas para a aquisição dos dados, fluxo principal, chamada de subrotina e apresentação dos dados estão resumidas no fluxograma do APÊNDICE A.

O APÊNDICE A traz, ainda, a listagem do programa fonte desenvolvido e os resultados para o projeto da antena helicoidal A1 com o refletor plano de um comprimento de onda. São apresentados, ainda, os valores da densidade de potência relativa da antena A1, com o refletor plano, com o refletor cônico (aproximação) e com o elipsóide projetado no capítulo 5.

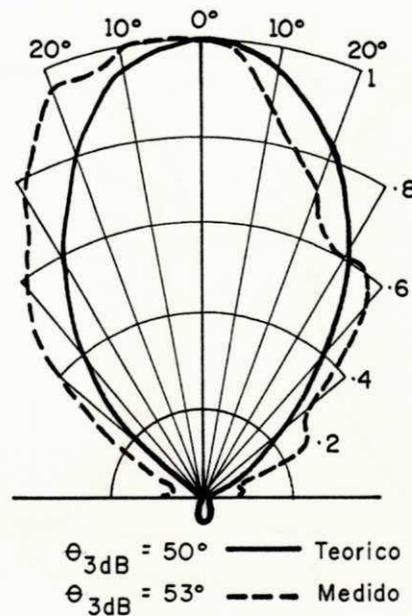


Figura 4.10: Diagramas de radiação horizontal experimental (—) e teórico (- - -) para a antena A1 com refletor circular de um comprimento de onda

### 4.3.3 Comparação com os resultados numéricos

Neste item são apresentados os resultados obtidos, através da implementação do programa computacional, na determinação do diagrama de campo da antena helicoidal A1 com os três tipos de refletores.

Os resultados obtidos pelo programa desprezam os efeitos de borda nos refletores.

A Figura 4.11 apresenta os resultados experimental e simulado do diagrama de radiação horizontal para a antena A1 com refletor circular de um comprimento de onda, onde, mesmo com a assimetria da medida experimental, observa-se uma boa concordância com os resultados teóricos.

Na FIG. 4.12 são apresentados os diagramas (a) horizontal e, (b) vertical de A1 com refletor cônico (teórico e experimental), onde observa-se no diagrama experimental uma redução da assimetria. A largura de feixe mostrou-se bem próxima da teórica além de observar-se, uma boa concordância no comportamento dos diagramas e uma razão axial muito próxima de 1 ( $RA_{ex} = 1,021$ ).

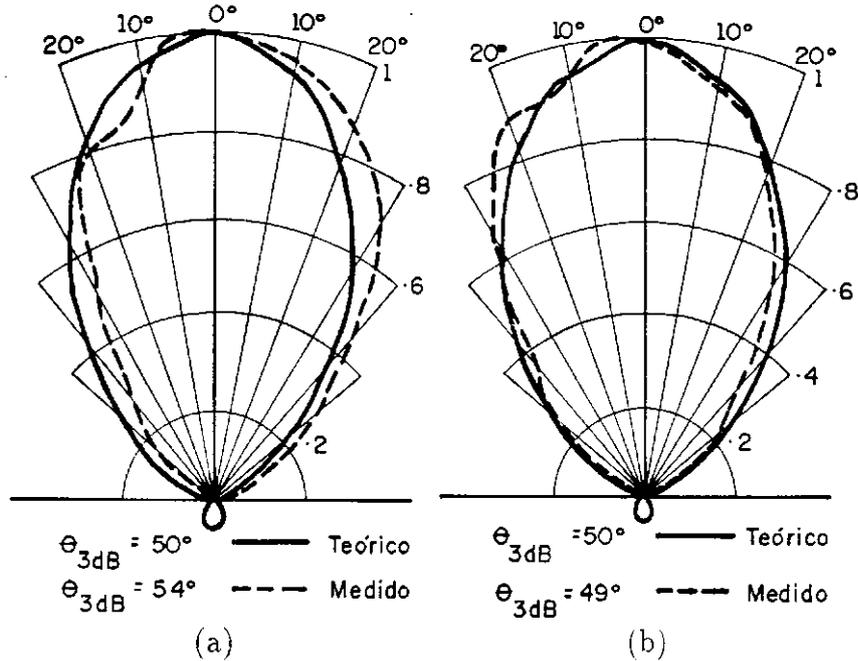


Figura 4.11: Diagramas de radiação experimental (—) e teórico (- - -) nos planos (a) E e, (b) H de A1, com refletor cônico

Na Figura 4.13 são apresentados os diagramas (a) horizontal e, (b) vertical de A1, com o refletor elipsoidal (teórico) e com o refletor 2S (experimental). A razão axial obtida  $RA_{ex} = 1,205$ , difere do valor teórico (Eq. (3.9)) de aproximadamente 7% e está dentro do contorno de relação axial sugerido pela referência [5],  $RA_{max} = 1,25$ .

Os lobos secundários mais pronunciados de um dos lados (esquerdo da FIG. 4.13) do diagrama horizontal de A1-2S são provenientes da diferença entre os ângulos ( $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ ,  $\beta_1$  e  $\beta_2$  (APÊNDICE B)) de inclinação das seções, ocorridos devido às imprecisões na sua construção. Uma rotação de  $180^\circ$  na posição do refletor, para o diagrama horizontal, resultou num rebatimento dos lobos maiores para o lado direito e os menores para o esquerdo. Estas divergências relativas aos valores teóricos e a assimetria axial, ainda existentes ( $E_{max} = E(4^\circ)$ ), são, provavelmente, decorrentes das irregularidades provenientes da construção do protótipo (assimetria entre as seções do refletor e soldagem).

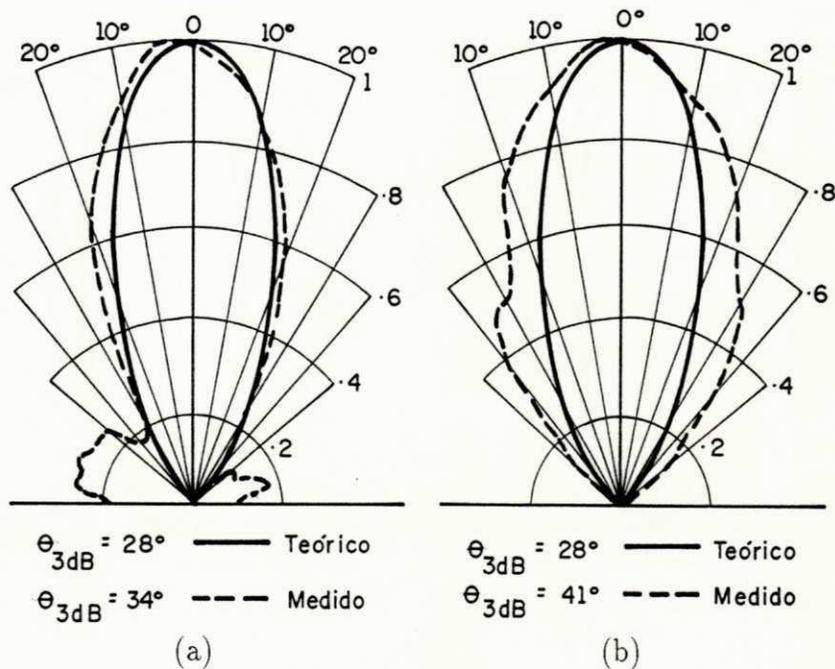


Figura 4.12: Diagrama de radiação experimental (—) e teórico (- -) de A1-2S e de A1, com refletor elipsoidal nos planos (a) E e, (b) H

Na Figura 4.14 são apresentados os diagramas (a) horizontal e, (b) vertical de A1, com o refletor elipsoidal e com o refletor 2S com “choke”. A razão axial  $RA_{ex} = 1,14$ , difere do valor teórico de aproximadamente 1,33%, estando, portanto, bem próximo do valor teórico e dentro do contorno de razão axial segundo a referência [5]. Os lobos secundários foram totalmente suprimidos pela redução do nível de corrente nos bordos do refletor, com o uso do “choke”. Observou-se, entretanto, um alargamento médio nos diagramas de  $6^\circ$ . Como nos diagramas de radiação apresentados anteriormente (FIG. 4.11-4.13), persistiu a assimetria em torno do eixo do aplicador.

Levantou-se o diagrama de radiação horizontal para a faixa de frequência de  $F_1 = 0,75F_0$  e  $F_2 = 1,124F_0$ , onde  $F_2 = 2755$  MHz correspondeu a limitação de faixa do gerador de RF utilizado: o modelo DMS 525A, da RAFENA (leste Europeu). Os resultados experimentais obtidos concordaram com os da referência [5] no que concerne ao afilamento do diagrama em  $F_2'$ , ao alargamento em  $F_1'$  e à redução da largura de

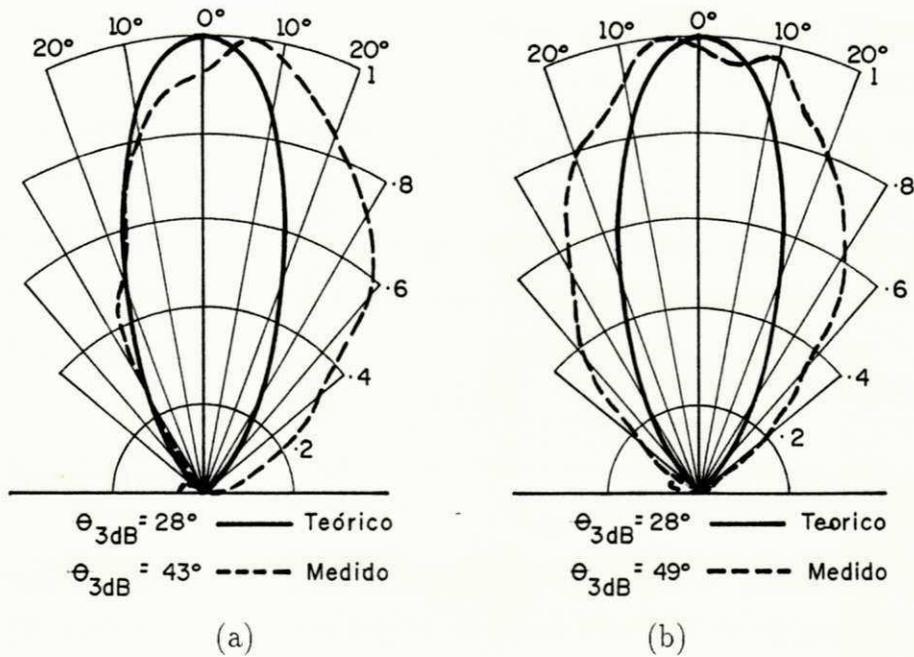


Figura 4.13: Diagramas de radiação experimental (—) e teórico (- - -) de A1-2S com “choke” e de A1 com refletor elipsoidal, nos planos (a) E e, (b) H

	$F_1$	$F_0$	$F_2$	$F'_1$	$F'_0$	$F'_2$
$B_{3dB}$	57	53	38	55	52	50
$Z_c$	206	224	232	117,3	143,6	151,3

NOTA - Ângulo dado em graus e a impedância de carga em ohms

Tabela 4.7: Resultado teórico ( $F'$ ) e experimental ( $F$ ) para a largura de feixe e impedância da antena, A1 com refletor circular de um comprimento de onda

faixa para ângulos menores que  $10^\circ$  (item 3.1.2.4). Os resultados obtidos pelo programa restringem, ainda mais, a largura de faixa devido à restrição feita à velocidade de fase. Mesmo assim, ainda é observado o comportamento obtido experimentalmente. A medição da impedância nas frequências  $F'_1$  e  $F'_2$ , obtidas pelo programa, apresentou boa concordância com a referência [5].

A TAB. 4.7 apresenta os valores experimentais e teóricos, para as impedâncias e para as larguras de feixe, nas duas frequências limites da largura de faixa para a antena helicoidal A1.

#### 4.4 Conclusão

À primeira vista o projeto do irradiador A1 não segue os passos sugeridos pela referência [5], pois utilizou-se um ângulo de passo diferente do "ótimo"<sup>1</sup>( $4,6^\circ$ ). No entanto, os parâmetros principais para o projeto da hélice ( $C_\lambda$ ,  $S_\lambda$ ,  $p$ ,  $Z_c$ , LF e RA), não fogem às faixas especificadas. Estes resultados apresentam boa aproximação com os resultados teóricos da referência [5].

Das características exigidas e obtidas para o aplicador A1-2S, com respeito aos parâmetros elétricos e físicos, conclui-se que uma largura de feixe estreita, uma distribuição de campo na abertura com decaimento rápido e suave, razão axial próxima de 1 e uma hélice com comprimento total pequeno (6,5cm), são resultados melhorados com relação aos parâmetros apresentados pelo aplicador da referência [46]. Enquanto que, a abertura do refletor de duas seções 2S, a impedância terminal, a largura de faixa, a posição terminal da hélice e a assimetria do diagrama de campo, são parâmetros com características semelhantes aos da referência [46]. Os resultados obtidos pelo programa confirmam as características experimentais obtidas para a hélice com os refletores plano, cônico ou de duas seções A1-2S.

---

<sup>1</sup>A definição de ângulo de passo "ótimo" segundo a referência [5], é  $12^\circ < \alpha < 14^\circ$

# Capítulo 5

## Síntese do aplicador

Este capítulo apresenta o projeto da superfície do refletor elipsoidal excitado pela antena A1 projetada, utilizando as propriedades dos campos da Óptica Geométrica. É feita a comparação entre os diagramas de campo distante obtidos para esse refletor e para o de duas seções

### 5.1 Descrição do problema

Para uma fonte irradiando sobre um refletor, a relação refletor/fonte produzirá uma soma de diagramas, na qual os lobos laterais são governados pela distribuição de amplitude na abertura.

A Figura 5.1 apresenta, no plano  $x - y$ , o comportamento do feixe, proveniente do aplicador, para a análise óptica dos raios refletidos sobre a superfície do refletor. O raio primário traça um caminho que forma um ângulo  $\phi$  em relação ao eixo  $x$ , atinge, por exemplo, o ponto  $R(x, y)$ , e é refletido. Este raio (raio secundário) forma um ângulo  $\theta$  com o eixo horizontal, que caracterizará o comportamento do diagrama de campo distante.

Obtida a relação entre os ângulos  $\theta$  e  $\phi$ , os quais dependem das especificações dos diagramas primário e secundário desejados e da função  $\rho_r(\phi)$ , a qual depende da

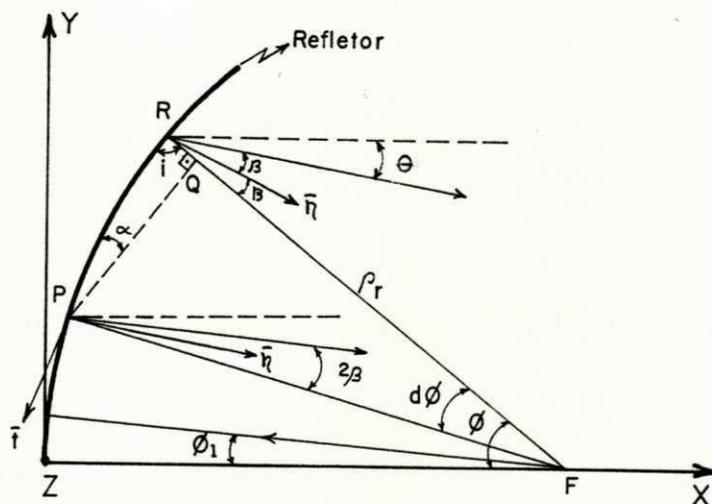


Figura 5.1: Geometria bidimensional em um quadrante do comportamento dos raios ópticos sobre uma superfície

geometria da superfície, a forma do refletor poderá ser obtida.

## 5.2 Caracterização dos diagramas primário e secundário

Para a análise bidimensional, em termos de fluxo de energia, considera-se que a fonte e o refletor sejam infinitos na direção do eixo  $z$  (ver FIG. 5.1).

A intensidade de radiação primária,  $I(\phi)$ , em watts por radiano-metro para a antena helicoidal A1, é obtida da Equação (3.8)  $(FA \cos(\phi))$ .

A intensidade de radiação secundária,  $P(\theta)$ , possui as seguintes características pré-definidas:

- Intensidade de radiação máxima na direção do eixo do refletor,  $\theta = 0^\circ$ ;
- Largura de feixe de  $\theta_{3dB} = 30^\circ$ ;
- Decaimento rápido e suave da energia, em direção aos bordos do refletor, até um ângulo de abertura de valor aproximado a  $\theta = 80^\circ$ ;

- Largura de feixe de primeiros nulos próxima de  $\theta = 90^\circ$  e sem lobos laterais;

A Figura 5.2 apresenta a intensidade de radiação secundária em função do ângulo  $\theta$  e apresenta, ainda, a representação tridimensional do diagrama desejado.

## 5.3 Propriedades dos campos Ópticos

Várias propriedades dos campos da Óptica Geométrica-GO podem ser obtidas de (3.29) - (3.32). Dentre as principais, apresentam-se, a seguir, as de maior interesse para a síntese do aplicador.

### 5.3.1 Relação entre os campos

Das Equações (3.29) - (3.32) é demonstrado que o campo elétrico,  $\mathbf{E}$ , e o campo magnético,  $\mathbf{H}$ , são perpendiculares entre si e a  $\nabla\psi_e$ . Portanto, para  $\psi_e(x, y, z)$  constante, os campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  estão contidos numa superfície equifásica, onde os campos da Óptica Geométrica são TEM em qualquer ponto do espaço livre (ver FIG. 3.8).

### 5.3.2 A densidade de energia média no tempo

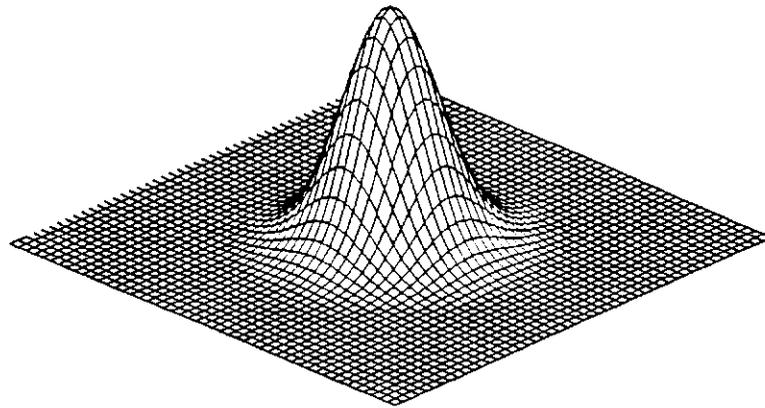
Da Equação (3.29), tem-se que

$$\mathbf{E}_0^* = \frac{1}{c\epsilon} \mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e \quad (5.1)$$

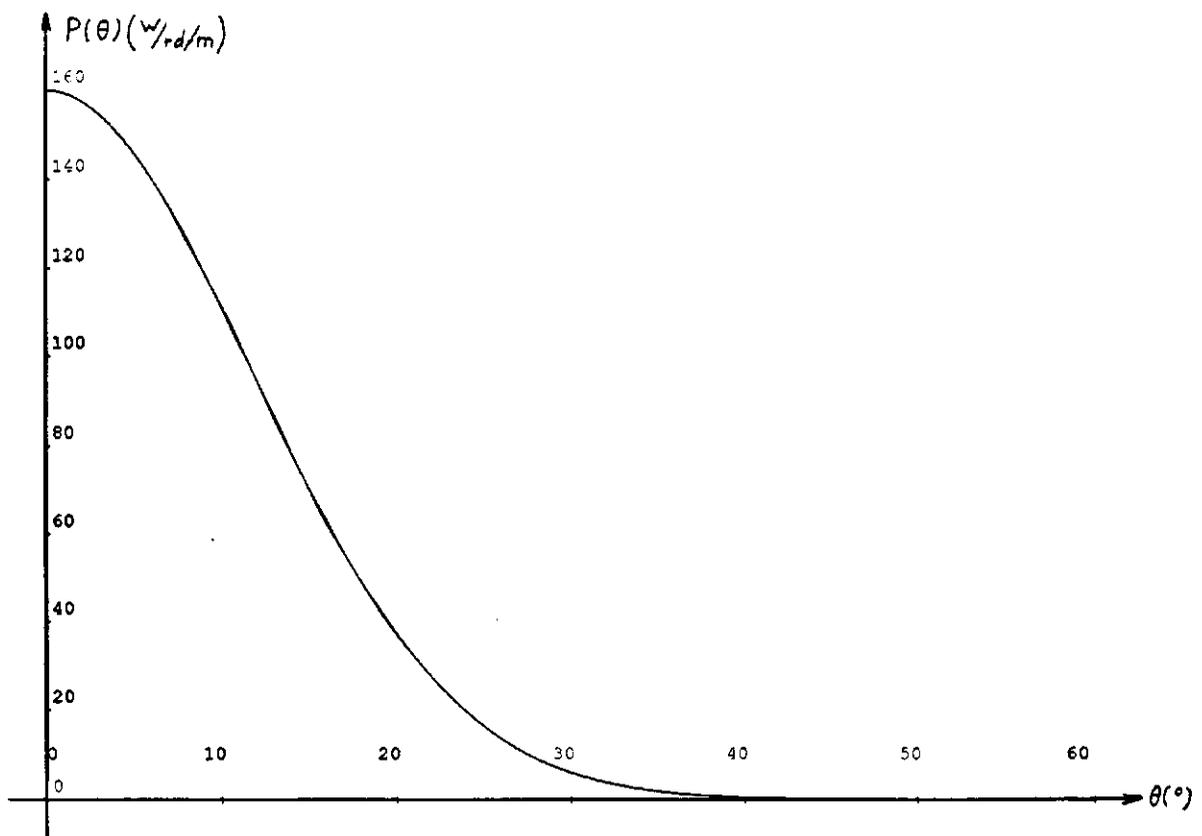
Portanto, do vetor de Poynting médio, tem-se que a energia média armazenada no tempo para os campos  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  é dada por

$$W_e = \frac{1}{4c} \mathbf{E}_0(\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e) \quad (5.2)$$

$$W_m = \frac{1}{4c} \mathbf{H}_0(\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0) \quad (5.3)$$



(b)



(a)

Figura 5.2: Intensidade de radiação secundária desejada (a)  $P(\theta)$  vs.  $\theta$  e, (b) representação tridimensional do diagrama

O valor médio temporal da densidade volumétrica de energia armazenada (em  $J/m^3$ ) é igual ao dobro de  $W_e$  (ou  $W_m$ ), ou seja,  $W_{total} = W_e + W_m$  ( $W_e = W_m$ ).

### 5.3.3 Densidade de fluxo de potência médio

O valor médio temporal da densidade superficial de potência transmitida (em  $W/m^2$ ) dada pelo vetor de Poynting médio é

$$\varphi = \frac{1}{2} \text{Re} \mathbf{E}_{HF} \cdot \mathbf{H}_{HF}^* \quad (5.4)$$

De (3.29) - (3.32) e fazendo-se uso de identidades vetoriais usuais, obtém-se

$$\varphi = \frac{2cW_e \nabla \psi_e}{\eta^2} \quad (5.5)$$

Num meio homogêneo os raios percorrem retas e em meios não homogêneos o caminho é encurvado. Definindo-se  $\mathbf{I}_{s_r}$  como sendo o vetor unitário na direção do raio num ponto qualquer, este vetor será normal às frentes de onda ( $W_0'$ ) e terá a mesma direção de  $\nabla \psi_e$  (APÊNDICE C). Portanto, da Eq. (5.5) obtém-se

$$\varphi = \mathbf{I}_{s_r} \nu W_{total} \quad (5.6)$$

A Equação (5.6) expressa que : (a) o vetor de Poynting médio no tempo é direcionado paralelo à normal à frente de onda (vetor  $\mathbf{I}_{s_r}$ ) e (b) a magnitude de  $\varphi$  é igual ao produto da densidade de energia média total no tempo pela velocidade local de propagação da onda.

### 5.3.4 O raio principal de curvatura

O raio de curvatura geométrico ( $\rho_r(\phi)$ ) pode ser definido como uma família de curvas as quais, em qualquer ponto, são normais às frentes de onda geométricas

( $\psi_e(x, y, z) = \text{cte}$ ). Descrevem, portanto, o caminho percorrido pelos raios em função de uma posição ( $P_r$ ) (APÊNDICE C, FIG. C.1a).

Tomando-se  $\mathbf{r}(s_r)$  como o vetor posição de um ponto sobre o raio, tratado como uma função da distância, ( $s_r$ ), ao longo do raio, tem-se que

$$\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} = \mathbf{I}_{s_r} \Rightarrow \quad (5.7)$$

$$\eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} = \nabla \psi_e \quad (5.8)$$

Da derivada direcional de (5.8) na direção do raio, com respeito ao comprimento da curvatura  $s_r$ , pode-se demonstrar que (APÊNDICE C)

$$\eta \left( \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \right) = \frac{\nabla \psi_e}{ds_r} \Rightarrow \quad (5.9)$$

$$\frac{\eta \left( \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \right)}{ds_r} = \frac{1}{2\eta} \nabla \eta^2 \quad (5.10)$$

e, conseqüentemente, que

$$\frac{d\left(\eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} = \nabla \eta \quad (5.11)$$

De (5.11), observa-se que a equação diferencial do raio envolve apenas o índice de refração  $\eta$ . Definindo-se o vetor  $\mathbf{M} = d\mathbf{I}_{s_r}/ds_r$ , onde

$$|\mathbf{M}| = \frac{1}{\rho_r} \quad (5.12)$$

demonstra-se (APÊNDICE C) que

$$|\mathbf{M}| = \mathbf{I}_{\rho_r} \cdot \nabla(\ln \eta) \quad (5.13)$$

A Equação (5.13) descreve as seguintes informações a respeito da natureza dos raios:

- Numa região em que o índice de refração é constante (meio homogêneo),  $\nabla(\ln \eta) \equiv 0$ , implica que  $\rho_r \rightarrow \infty$ , ou seja, os raios seguem linhas retas;
- Se o índice de refração não é constante (meio não homogêneo),  $\nabla(\ln \eta) \neq 0$ , mostrando que  $\rho_r$  possui um valor finito, ou seja, os raios percorrem caminhos encurvados;
- Pelo fato do raio de curvatura ser real e positivo, a mudança do índice de refração na direção de  $\rho_r$  é positiva e o raio sempre se encurva na direção da região de maior índice de refração;
- O caminho do raio de curvatura,  $1/\rho_r$ , está relacionado com a razão de mudança do índice de refração, normal à trajetória do raio;

### 5.3.5 A lei da intensidade da Óptica Geométrica-GO

Uma importante suposição da Óptica Geométrica é que a potência flui ao longo de tubos de raios, ou seja, os raios são linhas de fluxo de energia.

A totalidade dos raios que passam através de uma dada curva fechada, constitui um “tubo”<sup>1</sup> de raios. Da Equação (5.6), pode ser usado o argumento de que o fluxo de potência média no tempo, através de uma seção transversal do tubo de raios, deve ser constante e tangencial às paredes do tubo, visto que, nenhuma energia deve fluir através da sua superfície lateral.

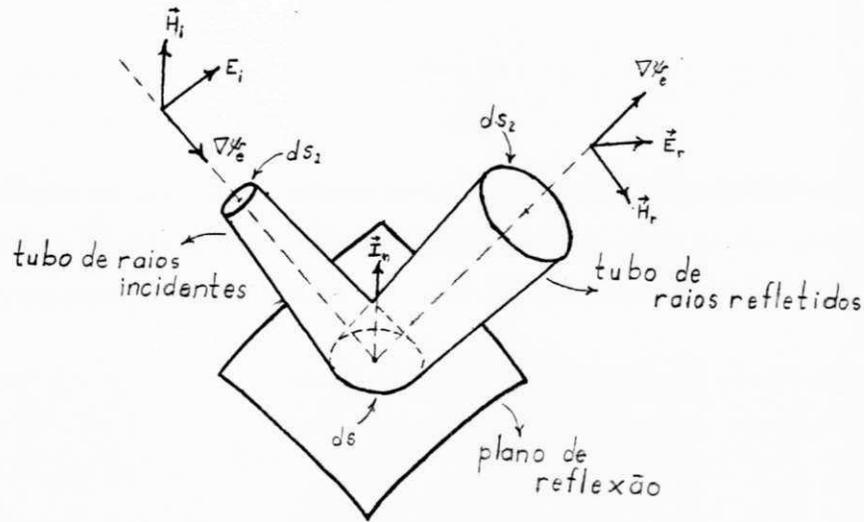
A lei da intensidade da Óptica Geométrica estabelece que  $\int \psi \cdot ds$  deve ser constante ao longo de todo o tubo de raios. A Equação (5.14) expressa a conservação da energia:

$$\varphi_1 ds_1 = \varphi_2 ds_2 \quad (5.14)$$

O princípio de conservação da energia, mostra que, quando a seção transversal de um tubo de raios decresce, a densidade do fluxo de potência aumenta e os raios

---

<sup>1</sup>Em inglês, tube



FONTE: COLLIN(1969) [44], p.18

Figura 5.3: Comportamento da energia do tubo de raios incidente e refletido num meio homogêneo

convergem; e quando a seção transversal do tubo de raios aumenta, a densidade do fluxo de potência diminui, e os raios divergem.

Num meio homogêneo e isotrópico, obtém-se a intensidade de radiação espalhada numa dada direção aplicando-se o princípio da conservação da energia (Eq. (5.14)), para a potência total contida no cone de raios incidentes e a potência total contida no feixe de raios refletidos, associados (ver FIG. 5.3).

A Óptica Geométrica assume que o fluxo de energia se propaga ao longo dos raios como em uma onda plana [44]. Do teorema de Poynting, sabe-se que a densidade de energia  $\varphi$  é proporcional ao quadrado da amplitude do campo, onde o fator de proporcionalidade (impedância ou admitância) depende da quantidade ( $\mathbf{E}$  ou  $\mathbf{H}$ ) usada para descrever o campo. Portanto, tem-se que

$$\varphi = |\mathbf{E}|^2 \frac{\mathbf{I}_{sr}}{2\eta_i} \quad (5.15)$$

Assim, a relação entre a amplitude do campo da Óptica Geométrica em um ponto, em termos da amplitude em outro ponto, é obtida por

$$\frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{|\mathbf{E}_2|^2}{|\mathbf{E}_1|^2} \quad (5.16)$$

A introdução da fase é feita fazendo-se a referência de fase coincidir com a referência de amplitude. Na forma geral, a equação do campo, num ponto qualquer, será a composição do campo de referência, do fator de atenuação e do fator de defasagem, isto é

$$\mathbf{E}(r) = E_0 e^{j\psi_0} \cdot r m F(r) \cdot e^{-jk_0 r} \quad (5.17)$$

### 5.3.6 Atraso de fase ao longo do raio

O atraso de fase, ao longo do raio, de um ponto  $P1'$  em  $W_0$  para um ponto  $P2'$  em  $W'_0$  é dado pela integral do índice de refração ao longo do caminho do raio, ou seja

$$\Phi_r = k_0 \int_{P1'}^{P2'} \eta ds_r \quad (5.18)$$

Da definição de  $\mathbf{I}_{s_r}$  (APÊNDICE C),  $\mathbf{I}_{s_r} = \nabla \psi_e / \eta_r$ , segue-se que

$$\mathbf{I}_{s_r} \eta ds_r = \mathbf{I}_{s_r} d\psi_e \quad (5.19)$$

e, portanto

$$\Phi_r = k_0 [\psi_e(P2') - \psi_e(P1')] \quad (5.20)$$

A Equação (5.20) estabelece que o atraso de fase, para os campos da Óptica Geométrica, ao longo de todos os raios conectando duas superfícies equifásicas quaisquer, são iguais.

### 5.3.7 A lei de Snell e o princípio de Fermat

O princípio de Fermat determina que o comprimento do caminho óptico é estacionário ao longo do caminho do raio, e dado pela Eq. (3.28).

Para uma onda plana uniforme, com uma dada polarização, incidindo com um ângulo arbitrário sobre um refletor plano, perfeitamente condutor e infinito, tem-se da aplicação direta das equações de Maxwell que o ângulo de reflexão,  $\theta_r$ , é igual ao de incidência,  $\theta_i$ . Esta conclusão é igualmente válida para uma superfície curva tendo o seu raio de curvatura grande comparado ao comprimento de onda, exceto ao longo da fronteira. Esta conclusão é conhecida como a Lei de Snell da Reflexão.

A Lei da Refração de Snell, com as mesmas condições de superfície infinita ou curva da lei de reflexão, para uma onda plana incidindo sobre um dielétrico homogêneo sem perdas e isotrópico, conduz a uma relação entre o índice de refração dos dois meios e os ângulos  $\theta_i$  e  $\theta_r$ , a saber:  $\eta_1 \sin(\theta_i) = \eta_2 \sin(\theta_r)$ .

## 5.4 Determinação do perfil do refletor

Para a obtenção do perfil do refletor, devem ser especificadas as intensidades de radiação primária e secundária. A caracterização destas intensidades deve ser feita em termos dos ângulos  $\phi$  e  $\theta$  (ver FIG. 5.1).

Adotou-se para a intensidade de radiação secundária  $P(\theta)$  o valor de  $P(0) = 160\text{W}$ . Este é o mesmo valor de potência utilizado nos aplicadores da referência [46] para a obtenção dos resultados experimentais com modelos artificiais ("phantoms").

Das características desejadas e apresentadas no item 5.2, a curva com comportamento Gaussiano é a que melhor se assemelha as características requeridas (sem lobos laterais e decaimento suave e rápido). E onde a transformada de Fourier da função Gaussiana é uma função Gaussiana e real se seu espectro de fase é zero [29].

A Figura 5.2 apresenta a curva obtida a partir da equação abaixo

$$P(\theta) = 160e^{-12x^2} \frac{W}{\text{rd} \cdot \text{m}} \quad (5.21)$$

Deve-se observar que os valores obtidos pela Eq. (5.21) diferem pouco das características sugeridas no item 5.2, para a intensidade de radiação secundária, principalmente no que concerne a largura de feixe ( $\theta_{3dB} = 28^\circ$ ) e a largura de feixe de primeiros nulos ( $\theta \approx 85^\circ$ ).

A intensidade de radiação primária obtida da Eq. (3.8), não normalizada, é

$$I(\phi) = \sin\left(N\frac{\psi}{2}\right)^2 \left(\frac{\cos(\phi)}{\sin(\frac{\psi}{2})}\right)^2 \frac{W}{\text{rd} \cdot \text{m}} \quad (5.22)$$

onde  $\psi$  é dada pela Eq. (3.7).

Tomando-se  $I(\phi)$  e  $P(\theta)$  em watts por radiano-metro (análise bidimensional), e usando o princípio da conservação da energia, tem-se

$$I(\phi)d\phi = P(\theta)d\theta \quad (5.23)$$

Integrando-se a Eq. (5.23), para  $I(\phi)$  e  $P(\theta)$ , e a normalizando para  $\phi_1 < \phi < \phi_2$  e  $\theta_1 < \theta < \theta_2$ , respectivamente, obtem-se a expressão a seguir

$$\frac{\int_{\phi_1}^{\phi_2} I(\phi')d\phi'}{\int_{\phi_1}^{\phi_2} I(\phi')d\phi'} = \frac{\int_{\theta_1}^{\theta_2} P(\theta')d\theta'}{\int_{\theta_1}^{\theta_2} P(\theta')d\theta'} \quad (5.24)$$

Da FIG. 5.1, a função raio de curvatura em função do ângulo  $\phi$ ,  $\rho_r(\phi)$ , é

$$\tan\left(\frac{\phi - \theta}{2}\right) = \frac{d\rho_r(\phi)}{\rho_r(\phi)d\phi} \quad (5.25)$$

A integração numérica da área sob a curva da Figura 5.2 conduz à integração do numerador do segundo membro da Eq. (5.24), como uma função de  $\theta$ .

Os valores de  $\phi$ , numerador do primeiro membro da Eq. (5.24), correspondentes aos respectivos valores de  $\theta$ , podem agora ser obtidos, como ilustrados na Tabela 5.1. A

$\theta \dagger$	$\int_{\phi_1}^{\phi} I(\phi') d\phi'$	$\phi \dagger$	$\tan(\frac{\phi-\theta}{2})$
0	0	0	0
5	2,0073	17,4	0,1086
10	3,6840	35,24	0,2239
15	4,3538	56,07	0,3746
20	5,5355	120,56	1,2036
25	5,8672	130,59	1,3174
30	6,0021	133,68	1,2727
35	6,0479	134,65	1,1844
40	6,0608	134,92	1,0898
45	6,0639	134,98	0,9997
50	6,0645	135	0,9163

†Em graus

Tabela 5.1: Dados para o projeto da superfície do refletor

integração numérica para  $\phi$  foi obtida expandindo-se a função  $I(\phi)$  em série de Taylor, com 17 termos, obtendo-se um erro de  $\text{erf}(I(\phi)) = 0,20\%$  em relação ao valor exato da integral.

A integração numérica da área sob a curva  $\tan(\frac{\phi-\theta}{2})$  em função de  $\phi$  (FIG. 5.4), obtida pela interpolação dos pontos desta curva, resulta nos correspondentes valores do segundo membro da Eq. (5.25) ( $\ln(\rho_r(\phi)/\rho_r(0))$ ). Estes valores são apresentados na segunda coluna da Tabela 5.2. Conseqüentemente, os valores da relação  $\rho_r(\phi)/\rho_r(0)$ , que define a curvatura da superfície do refletor, pode ser obtida.

O tamanho do refletor é especificado pelo valor de  $\rho_r(0)$ , onde se atribuiu o valor de  $\rho_r(0) = 3\text{cm}$ , por ser esta a distância entre o centro do refletor e o centro de fase da hélice A1, ou seja, o foco do refletor. A última coluna da Tabela 5.2 apresenta os valores do raio de curvatura  $\rho_r(\phi)$ , da superfície obtida (elipse), para os respectivos ângulos  $\phi$ .

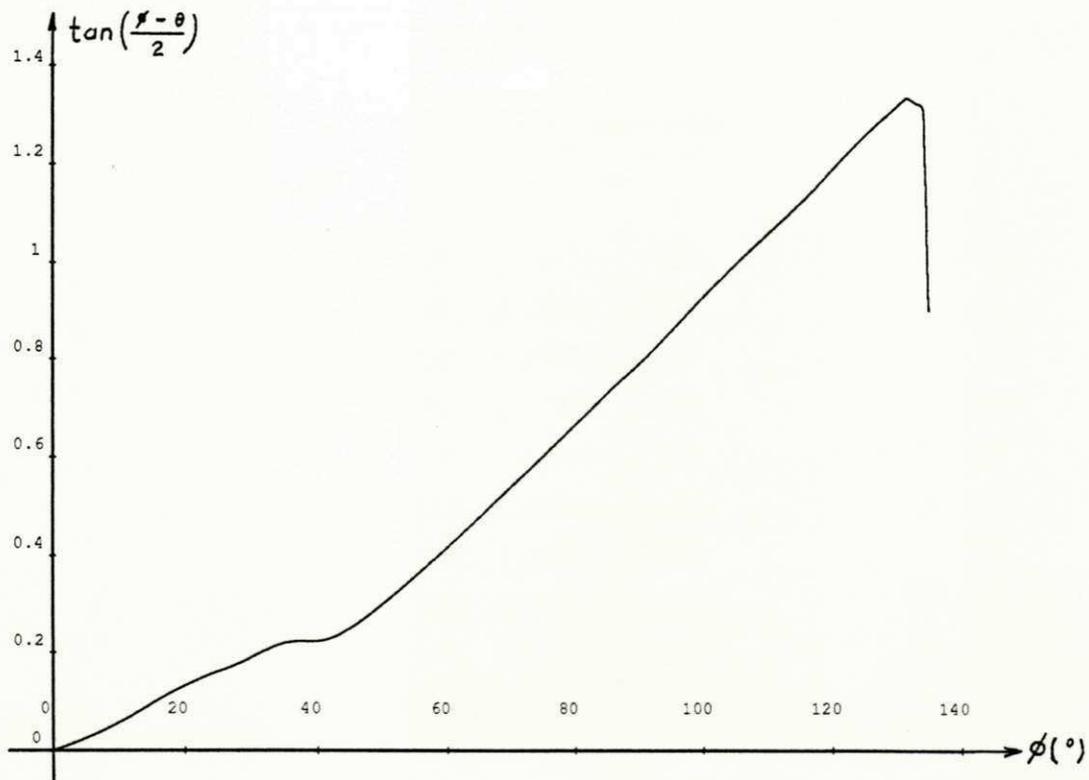


Figura 5.4: Gráfico da função  $\tan\left(\frac{\phi - \theta}{2}\right)$  vs.  $\phi$  em graus

Da FIG. 5.5 pode-se observar que a curva obtida é a de uma elipse com os mesmos parâmetros usados no elipsóide do item 4.2.3 ( $\epsilon_a$ ,  $2a$  e  $2b$ ). A linha pontilhada representa a forma do refletor 2S.

## 5.5 Bloqueio da abertura

O bloqueio da abertura em refletores axialmente simétricos ocasiona perturbações na distribuição da abertura secundária. Problemas típicos ocorrem na transmissão e/ou recepção, devido ao bloqueio da iluminação, bem como ao aparecimento de lobos laterais causados por polarização cruzada, resultando na diminuição do ganho [37].

A fonte de alimentação deve ser dimensionada de tal modo que a maior dimensão da área física de irradiação  $b'$  resulte em um diagrama que ilumine, aproximadamente, toda a superfície do refletor (FIG. 5.6).

$\phi^\dagger$	$\ln\left(\frac{\rho_r(\phi)}{\rho_r(0)}\right)$	$\rho_r(\phi)$
0	0	3
20	0,02154	3,06
40	0,08786	3,27
60	0,20253	3,67
80	0,37937	4,38
100	0,64169	5,7
110	0,81150	6,75
120	1,00776	8,22
130	1,22728	10,24
135	1,34319	11,5

†Em graus

Tabela 5.2: Dados resultantes da integração da área sob a curva da FIG. 5.4

O comprimento focal  $f$  e o diâmetro da abertura do refletor  $D'_r$  são combinados para se obter um ângulo de iluminação mínimo de  $2\phi'_2$ . Este compromisso é estabelecido estimando um nível de campo, nos bordos do refletor, de 10dB abaixo do valor sobre o eixo do alimentador ( $\phi'_2 = 0^\circ$ ). Esta condição especifica a Equação (5.26), em função dos parâmetros  $f$ ,  $D'_r$  e  $\phi'_2$ , para o cálculo do valor aproximado de  $b'$  [41].

$$\tan(\phi'_2) = \frac{1}{2} \frac{1}{\frac{f}{D'_r} - \frac{D'_r}{16f}} \quad (5.26)$$

Considerando o alimentador primário como sendo a antena A1 e o refletor um elipsóide, com mesma curvatura da elipse obtida no item 5.4 ( $\epsilon_a$ , 2a e 2b), obtem-se da Eq. (5.26), onde  $f = 3\text{cm}$  e  $D'_r = 16,4\text{cm}$ , um ângulo de iluminação de  $2\phi'_2 = 145^\circ$ . Contudo, devido a necessidade de se obter uma maior contribuição dos raios com a focalização do refletor (feixe estreito), adotou-se no projeto um valor maior para o ângulo de iluminação, isto é,  $2\phi'_2 = 270^\circ$ .

A redução do bloqueio na abertura é de 28% com relação ao bloqueio causado em

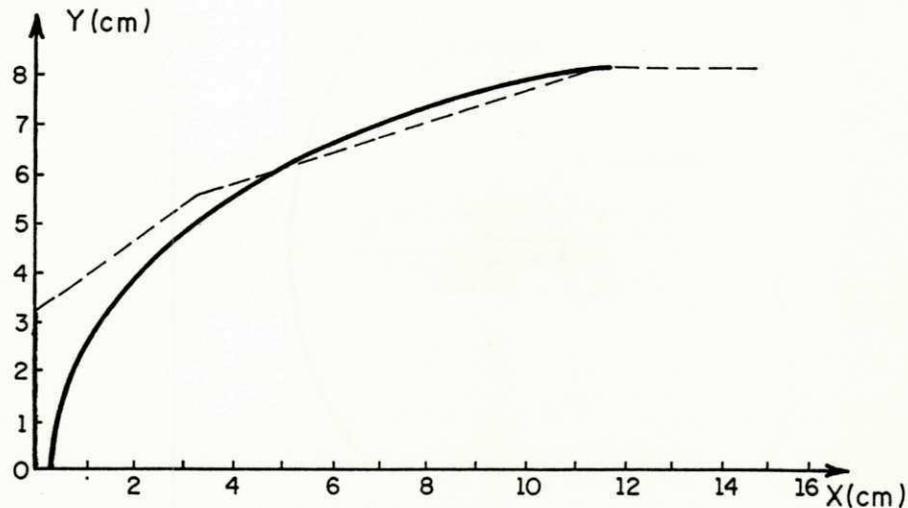


Figura 5.5: Superfície do elipsóide obtido (—) e do refletor de duas seções projetado (- - -)

um parabolóide quando excitado pelo mesmo alimentador (hélice), onde  $f/D_r' = 0,5$ .

A região sombreada tomada como uma fração da abertura, para o sistema elipsóide/hélice considerado, é  $(b'/D_r')^2 = 0,06$ .

## 5.6 Comparação com o protótipo

Nesta subseção apresenta-se a comparação física e elétrica entre o aplicador teórico (refletor de forma elipsoidal sintetizada e alimentador helicoidal A1) e o aplicador A1-2S construído no laboratório.

A FIG. 5.7 apresenta os diagramas lineares nas regiões de campo próximo dos dois aplicadores, acima mencionados, em função do ângulo  $\theta$ , onde o aplicador A1-2S é utilizado sem o “choke” de  $\lambda/4$ .

A FIG. 5.8 apresenta os diagramas lineares nas regiões de campo próximo dos dois aplicadores, em função do ângulo  $\theta$ , onde o aplicador A1-2S é agora utilizado com o “choke” de  $\lambda/4$ .

Pode-se observar, das FIG. 5.7 e 5.8, uma boa aproximação no comportamento dos diagramas.

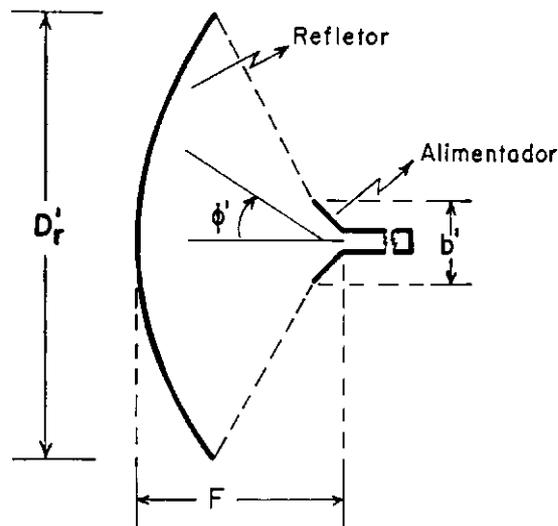


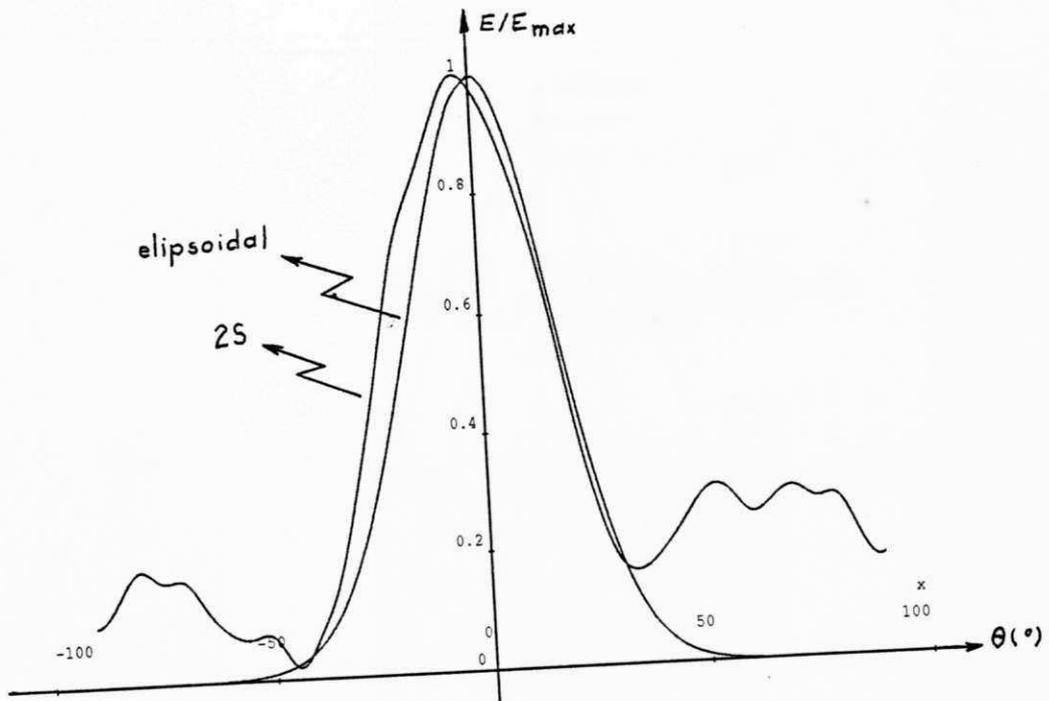
Figura 5.6: Geometria do bloqueio da abertura causado pelo tamanho do alimentador

Da comparação entre as estruturas físicas, observa-se que o refletor 2S segue, aproximadamente, o contorno do elipsóide (ver FIG. 5.5), tornando-se um pouco maior pela inclinação de  $\lambda/4$  mantida nas bordas pela utilização do “choke”.

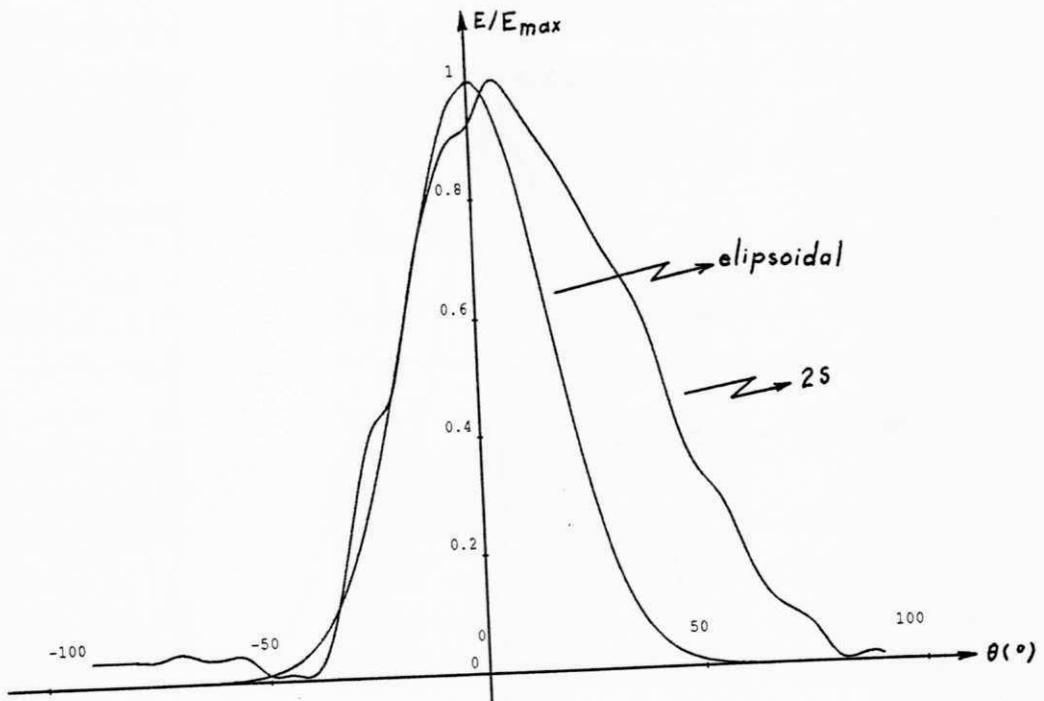
## 5.7 Conclusão

Graças a relativa simplicidade e eficiência da técnica dos campos da Óptica Geométrica, no projeto de superfícies refletoras e a não colimação dos raios secundários, torna-se possível sintetizar uma grande variedade de superfícies refletoras passivas, a partir da especificação dos diagramas primário e secundário.

As características elétricas e físicas do refletor de duas seções (2S) construído, mostram uma concordância muito boa com as características do elipsóide sintetizado. Isto demonstra que, na impossibilidade prática de confecção da superfície de revolução, pode-se lançar mão de uma aproximação seccionalmente linear daquela superfície, com um erro insignificante.

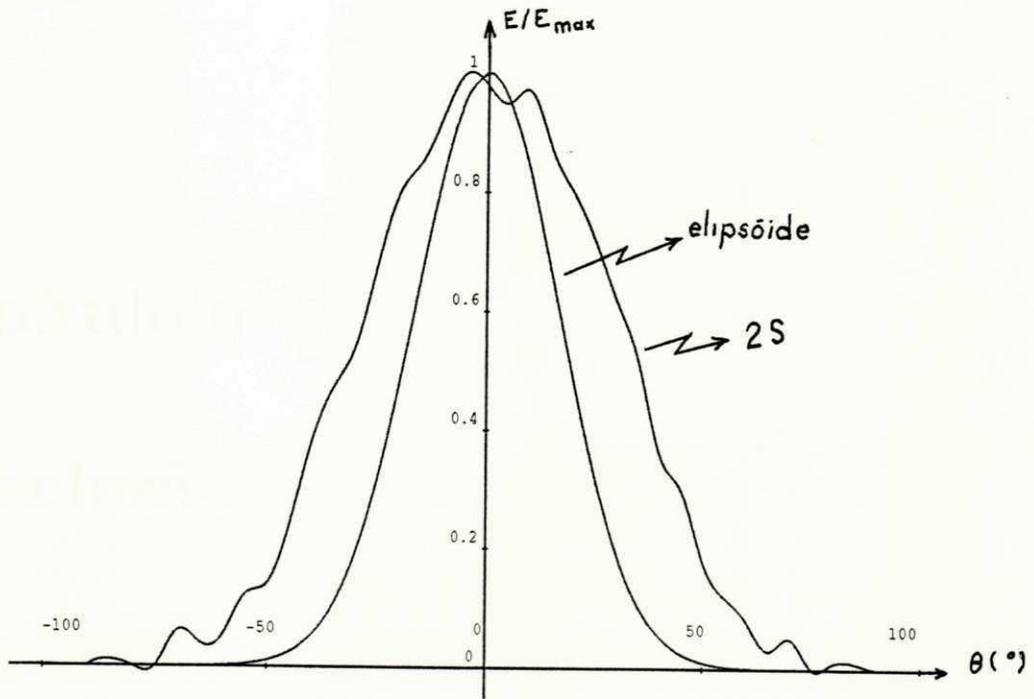


(a)

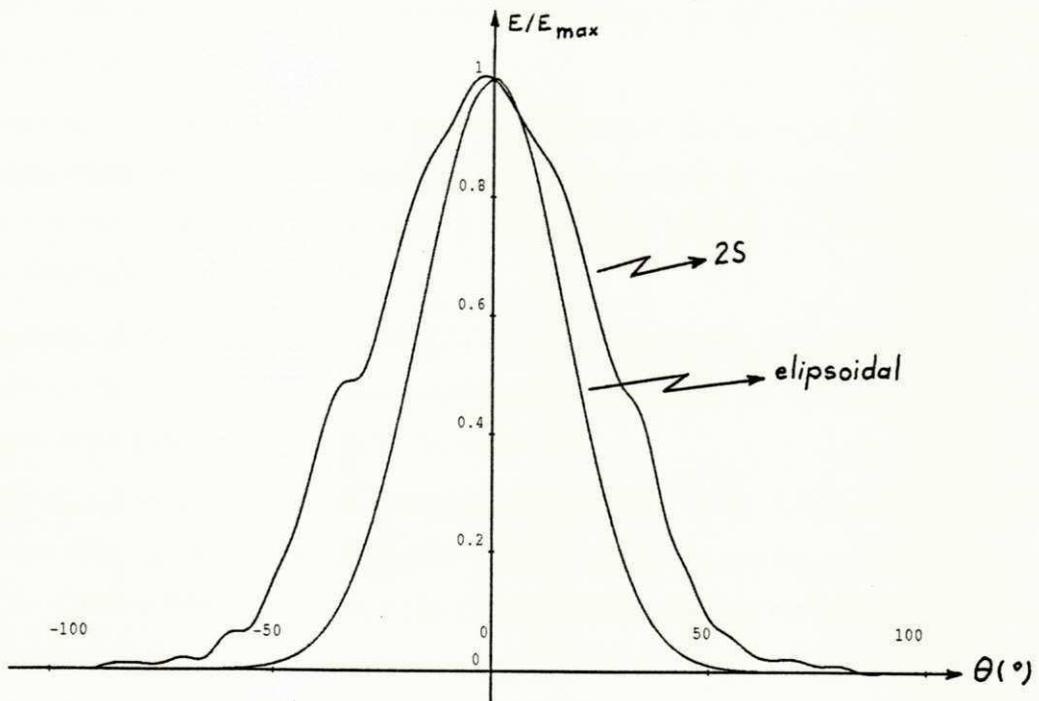


(b)

Figura 5.7: Diagrama linear na região de campo próximo de A1 com o refletor elipsoidal e com 2S sem o "choke" vs.  $\theta$  (a) horizontal e, (b) vertical



(a)



(b)

Figura 5.8: Diagrama linear na região de campo próximo de A1 com o refletor elipsoidal e com 2S com o "choke" vs.  $\phi$ , (a) horizontal e, (b) vertical

## Capítulo 6

### Conclusão

Neste trabalho, foram apresentadas as principais técnicas terapêuticas de indução de calor nos tecidos, através de radiação eletromagnética não-ionizante. Neste sentido foram abordados, também, alguns procedimentos para o projeto e construção de dois aplicadores regionais.

A escolha entre **diatermia** e **hipertermia** para o tratamento de enfermidades sensíveis ao calor, dependerá da faixa de temperatura final desejada. Os efeitos terapêuticos são mais significativos, quando a temperatura local do tecido alvo é de 41°C ou mais, dependendo da situação.

A complexidade fisiológica e biológica do corpo humano e a grande variedade de enfermidades devem ser levadas em consideração na escolha do aplicador, no tipo de abordagem e na área de abrangência corporal.

O tipo de aplicador, de campo próximo ou irradiante, deve adequar-se à área a ser tratada, ou seja, possuir uma geometria o mais adequada quanto possível ao tratamento. As áreas a serem tratadas estão classificadas como: de corpo inteiro, regional ou localizada.

A aplicação, escolha do médico terapeuta, pode ser administrada interna ou externamente ao corpo. Para uma aplicação intersticial de hipertermia, as técnicas invasivas

básicas são; a hipertermia intersticial permanente (HIP), a hipertermia intersticial temporária (HIT) e a hipertermia intra-operativa (HIO).

A sensibilização dos tecidos frente à irradiação eletromagnética possibilita a desnaturação de enzimas e outras proteínas. Esta termosensibilidade à radiação eletromagnética não-ionizante aumenta a capacidade de absorção, por parte das células, às drogas e à radiação ionizante.

As propriedades eletromagnéticas dos materiais (permissividade, permeabilidade, condutividade, coeficiente de reflexão e transmissão, etc.) que descrevem a sua interação com os campos eletromagnéticos, torna possível a destruição de tumores malignos sem incorrer em danos aos tecidos sadios circunjacentes.

A eficácia na destruição das células hipóxicas e o efeito de sensibilização dos tecidos às drogas terapêuticas e à radiação ionizante torna a terapia por ondas não-ionizantes uma poderosa ferramenta na cura e combate a muitas enfermidades.

O aquecimento terapêutico superficial, dentre outros benefícios, pode produzir relaxamento dos músculos e agir sobre os tecidos colágenos na terapia de doenças crônicas.

O padrão de segurança de exposição à radiação não-ionizante de microondas, adotado pelos vários comitês internacionais, estabelece um valor máximo para a densidade de potência absorvida de  $0,57\text{mW}/\text{cm}^2$  para ambientes não controlados e de  $5\text{mW}/\text{cm}^2$  para ambientes controlados. Em termos da taxa de absorção específica uma SAR de  $0,08\text{ W}/\text{kg}$  em ambientes não controlados e uma SAR de  $0,4\text{ W}/\text{kg}$  para ambientes controlados. A absorção da energia eletromagnética varia com a frequência e é função do tipo de equipamento gerador e do tempo de exposição, visto que, se baseiam na reação do organismo a radiação e aos efeitos cumulativos. No tratamento clínico, o critério será estabelecido pelo terapeuta especialista e pelas condições a qual se encontra o paciente.

No projeto da antena helicoidal operando em 2450 MHz, usou-se a referência [46] como fonte básica para o projeto do aplicador regional com alimentador helicoidal, além de outras informações obtidas em [47]. A referência [5] apresenta uma faixa de valores para os parâmetros de projeto da hélice, bem como sugestões e alguns resultados experimentais para hélices com características otimizadas. Porém, nem

a antena sugerida pela referência [46], nem a sugestão proposta pela referência [5] possuem características (parâmetros) adequadas para a hélice irradiando no modo axial na faixa de freqüências utilizada (em torno de 2450 MHz).

A solução tomada para se obter uma antena com características de diagrama, impedância, ganho e tamanho físico adequados ao uso clínico, foi a de construir vários novos protótipos. Respeitou-se a faixa de valores de alguns dos parâmetros ( $C_\lambda$ ,  $S_\lambda$  e  $p$ ) sugeridos pela referência [5] e fixou-se o número de espiras em  $N = 4$  e  $N = 8$  e a freqüência em  $f = 2450$  MHz. A antena obtida possui características, tanto elétricas como físicas, muito boas na freqüência de operação. O programa computacional desenvolvido, além de ser elaborado em linguagem computacional científica (FORTRAN), comprova as características experimentais obtidas (largura de faixa e de feixe, impedância e tipo de diagrama) pela antena helicoidal construída e torna possível a obtenção dos diagramas de radiação de novos aplicadores com alimentador helicoidal, ou outros tipos.

A adequação do refletor ao alimentador primário (antena helicoidal) para se obter um feixe estreito e sem lobos laterais acarretou, inicialmente, uma análise em termos de feixes ópticos. Contudo, o primeiro refletor, refletor diédrico, apresentava inconveniências física (dimensões) e elétrica (reirradiação). A primeira foi solucionada realizando um truncamento no diedro do refletor, obtendo-se, posteriormente, o refletor cônico; a segunda foi solucionada através do acréscimo de mais uma seção no refletor, obtendo o refletor que melhor se adequou as características exigidas, ou seja, o de duas seções.

A teoria dos campos da Óptica Geométrica no projeto de superfícies refletoras demonstrou ser muito eficiente e relativamente simples. A superfície obtida assemelha-se à do refletor de duas seções e as suas características elétricas, obtidas pelo programa desenvolvido, aproximam-se muito das obtidas experimentalmente para o mesmo refletor. Disto pode-se concluir que, na obtenção de superfícies de geometria complexa ou na impossibilidade de sua confecção, uma aproximação seccionalmente linear da superfície de revolução conduzirá a resultados satisfatórios. As dificuldades encontradas no uso desta técnica consistiam principalmente na integração numérica do diagrama

primário (solucionada com a expansão da função em série de Taylor) e na obtenção da área sob a curva da função dada pela equação  $\tan\left(\frac{\phi-\theta}{2}\right)$  (solucionada pela aproximação usando a regra do trapézio).

São apresentadas, a seguir, algumas sugestões para continuação do presente trabalho:

- Análise da distribuição radial da potência eletromagnética nos campos próximo e distante e do diagrama perpendicular à abertura do refletor para se verificar o desempenho dos aplicadores regionais;
- Análise da assimetria da antena helicoidal em torno do seu eixo, através da alteração do parâmetro  $g$ , da posição espacial da transição cabo coaxial/hélice e da alteração da posição terminal da hélice;
- Análise do comportamento da razão axial da antena helicoidal com a alteração do ângulo de passo na posição terminal da hélice, bem como a utilização de um anel metálico no início ou extremo do irradiador;
- Análise da sensibilidade do refletor elipsoidal às aberrações do tipo coma, astigmatismo e desfocamento;
- Incorporação, ao programa desenvolvido, de uma subrotina para traçado dos diagramas linear e polar de radiação;
- A construção de um refletor elipsoidal sintetizado, com os parâmetros e dimensões apresentados neste trabalho e, os testes de impedância, largura de feixe, potência, diagramas e demais parâmetros;
- A utilização dos conceitos teóricos aplicados, dos resultados experimentais, dos métodos empregados nas medições e do programa desenvolvido no projeto e construção de aplicadores longos (ou longitudinais) ou com a forma de superfícies cônicas.

Das possibilidades surgidas para novos trabalhos, sugere-se:

- Distribuição de isothermas em “phantons”;
- Distribuição de SAR em “phantons”;
- Testes em animais de laboratório “*in vitro*” e “*in vivo*”;
- Testes clínicos.

# Apêndice A

## Programa Computacional

### A.1 Fluxograma do programa computacional

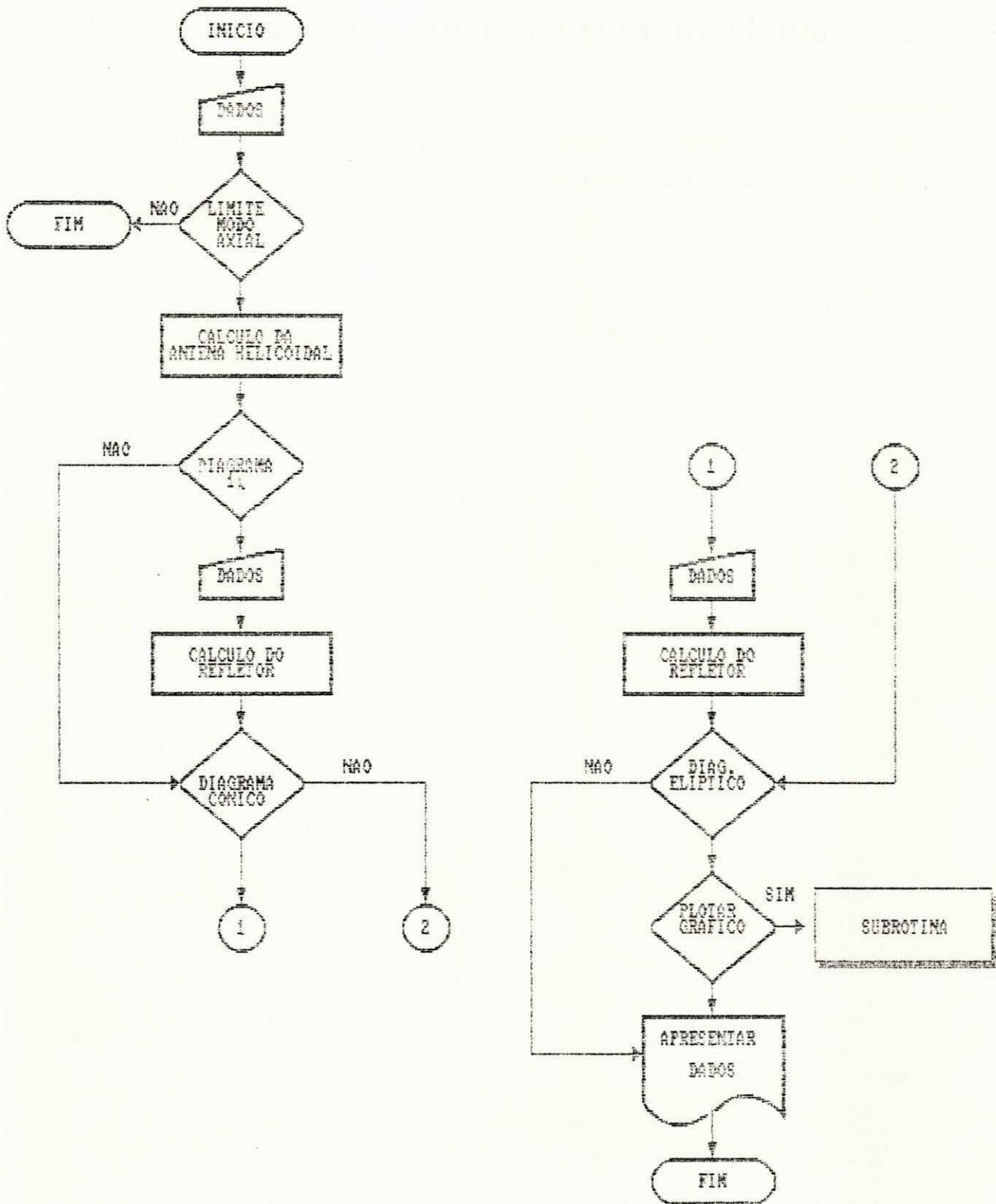


Figura A.1: Fluxograma do programa computacional

## **A.2 Listagem do programa computacional**

Listagem do programa computacional desenvolvido em linguagem de programação FORTRAN. Este programa é utilizado para o projeto de antenas helicoidais irradiando no modo axial, com diretividade aumentada e com ou sem o uso de um refletor cônico e elíptico.

```

c
c**** programa para calcular o diagrama de radiacao
c     e projetar uma antena helicoidal no modo axial ***
c
c**** declarando variaveis de entrada ****
c
integer*2 ncou, npt, ntot, ndel, ncle
real grafi(50,6)
c
real*4 dr1(50), dr2(50), dr(50),fc1(50),fc2(50)
real*4 y(50), x(50), u(50), u1(50), x1(50), y1(50)
real*4 lamb,ls,f,ga,d,d1,s,sl,cl,li,gar,alf,agr,l,ll
real*4 n,p,b,z,ra,dc,ca,f2,f1,f3,a,angi,angf
real*4 espt,k,t,limt,e0,emax,fi,w,q,e,fmax
real*4 a1,fc(50),u2(50),b1,b2,hmax,v,eps,ra1,rb
c
write(*,*)'***> Nivel de acompanhamento do programa?'
write(*,*)'      0 -> Nao lista resultados intermediarios'
write(*,*)'      1 -> Lista resultados intermediarios'
read(*,*) impr
c
write (*,*) 'Frequencia de operacao(MHz), F?'
read (*,*) f
write (*,*) 'Ganho da antena(dBi), GA?'
read(*,*) ga
write (*,*) 'diametro(cm) da espira na condicao;'
write (*,*) '.24*lamb<D<.42*lamb,?'
read (*,*) d
write (*,*) 'espracamento(cm) entre as espiras'
write (*,*) 'na condicao;'
write (*,*) '.08*lamb<S<.5*lamb,?'
read (*,*) s
pi=3.14159265
lamb=30000/f
sl=s/lamb
dl=d/lamb
c=pi*d
cl=pi*dl
write (*,*) 'calculo do limite superior p/ modo axial'
ls=sqrt(2.*sl+1.)
if (cl.ge.ls) then
write (*,*) 'Esta fora da condicao do modo axial'
go to 50
else

```

```

write (*,*) 'cal. do limite inferior p/ modo axial'
li=sqrt(2.*sl)
  if (cl.le.li) then
    write (*,*) 'Esta fora da condicao do modo axial'
    go to 50
  else
    end if
end if
write (*,*) 'calculo do angulo(graus) do passo'
alf=atan(s/c)
  agr=180.*alf/pi
  write (*,*) 'calculo do comp. linear da espira(cm)'
l=sqrt(c**2+s**2)
  ll=l/lamb
write (*,*) 'calculo do numero de espiras'
gar=10.**(ga/10.)
n=gar/(15.*sl*cl**2)
  if (n.lt.3.) then
    write (*,*) 'Esta fora da cond. do modo axial'
    go to 50
  else
    end if
write (*,*) 'calculo da velocidade de fase relativa'
p=ll/(1.+(1./(2*n))+sl)
  if (p.gt.0.7) then
    if (p.lt.1.0) then
      write (*,*) 'Esta na cond. de campos em fase'
    else
      write (*,*) 'Fora da cond. de campos em fase'
      go to 50
    end if
  else
    write (*,*) 'Fora da cond. de campos em fase'
    go to 50
  end if
write (*,*) 'calculo da largura de feixe(graus)'
write (*,*) 'calculo da impedancia terminal(ohms)'
z=140.*cl
write (*,*) 'cal. razao axial p/ diretiv. aument.'
ra=(2.*n+1.)/(2.*n)
write (*,*) 'diametro do condutor(mm)'
dc=0.2*lamb
write (*,*) 'comprimento axial da antena(cm)'
ca=n*s+(s/2.)+lamb/8.
write (*,*) 'largura de faixa(MHz)'

```

```

f1=0.816*f
f2=1.063*f1
f3=f2-f1
write (*,*) 'deseja o cal. do diagrama, (s=1/n=2)'
read (*,*) a
write (*,*) 'Ang. in.(graus) p/ cal. do diag., angi?'
read (*,*) angi
  write (*,*) 'Espac. entre pontos diag.(graus), espt?'
read (*,*) espt
  write (*,*) ' calculo do numero de onda'
k=2.*pi/lamb
limt=(angf-angi)/espt
  emax=0.
w=pi/180.
write (*,*) ' calculo do diagrama de irradiacao'
t=angi-espt
do 10 j=1,limt+1
  t=t+espt
  e0=1.
  fi=0.5*(k*(s*(1.-cos(t*w))+(lamb/(2.*n))))
  q=sin(fi)
  if (q.eq.0.) then
    y(j)=e0**2
    x(j)=t
  else
    y(j)=abs((sin(n*fi)*sin(pi/(2.*n))/sin(fi))*cos(t*w))**2
    x(j)=t
  end if
  if (y(j).gt.emax) then
    emax=y(j)
  end if
10  continue
write (*,*) 'Deseja o cal. do diag. da antena com'
write (*,*) 'refletor conico e truncamento de meio'
  write (*,*) 'comprimento de onda,(sim=1/nao=2)?'
read (*,*) e
  if (e.eq.2) then
    go to 16
  else
    write(*,*)'Valor do espac.(cm) ao canto do refletor'
    read(*,*) sz1
  end if
write (*,*) 'cal. diag. c/ refl. cil. de 30 graus'
t=angi-espt
fmax=0.

```

```

do 15 j=1,limt+1
t=t+espt
if (impr.eq.1) write(*,*)'***> t = ',t
if (t.ge.185) then
  dr(j)=0.
else
  x1(j)=sz1*k*cos(t*w)
  y1(j)=sz1*k*sin(t*w)
c
  if (impr.eq.1) then
    write(*,*)'***> x1(j) = ',x1(j)
    write(*,*)'      y1(j) = ',y1(j)
  endif
c
  dr1(j)=cos(x1(j))-2.*cos(.866*x1(j))*cos(y1(j)/2.)
  dr2(j)=cos(y1(j))+2.*cos(x1(j)/2.)*cos(.866*y1(j))
  dr(j)=abs(2.*(dr1(j)-dr2(j)))*2
c
  if (impr.eq.1) then
    write(*,*)'***> dr1(j) = ',dr1(j)
    write(*,*)'      dr2(j) = ',dr2(j)
    endif
c
    end if
c
if (impr.eq.1) write(*,*)'***> j = ',j,' dr(j) = ',dr(j)
c
if (j.eq.1) then
  fmax=dr(j)*y(j)
else
  if (dr(j)*y(j).gt.fmax) then
    fmax=dr(j)*y(j)
  end if
endif
15  continue
16  write (*,*) 'Deseja o cal. do diagrama da antena com'
write (*,*) 'refletor eliptico, (s=1, n=2) ?'
read (*,*) a1
if (a1.eq.2) then
  go to 25
end if
t=angi-espt
do 17 j=1,limt+1
  t=t+espt
  v=180-t

```

```

                fc(j)=exp(-6*(pi*t/180)**2)
17      continue
          ncont=0
do 20 j=1,limt+1
  if ((y(j).le.0.75).and.ncont.eq.0) then
    b=2*x(j)
    ncont=1
  end if
20      continue
25      print *, '
          print *, '#####'
          print *, '#### projeto da antena helicoidal ####'
          print *, '#### com plano de terra de 1 lamb ####'
          print *, '#### no modo axial de irradiao ####'
          print *, '#####'
          print *, '
          print *, 'Frequencia de operacao(MHz) = ', f
          print *, 'Ganho da antena(dBi) = ', ga
          print *, 'Diametro da espira(cm) = ', d
          print *, 'Espacamento entre espiras(cm) = ', s
          print *, 'Angulo do passo(graus) = ', agr
          print *, 'Comprimento linear da espira(cm) = ', l
          print *, 'Numero de espiras = ', n
          print *, 'Velocidade de fase relativa = ', p
          print *, 'Largura de feixe(graus) = ', b
          print *, 'Impedancia terminal(ohms) = ', z
          print *, 'Razao axial = ', ra
          print *, 'Diametro do condutor(mm) = ', dc
          print *, 'Comprimento total da antena(cm) = ', ca
          print *, 'Largura de faixa(MHz) = ', f3
          if (a.eq.2) then
            go to 36
          else
            end if
          print *, '
          print *, '*** Plano de terra de circular de 1 lamb ***'
          print *, '*** Angulo(graus) *** *** Pot. relativa ***'
          print *, '
          do 35 j=1,limt+1
            u1(j)=y(j)/emax
            write (*,30) x(j), u1(j)
            grafi(j,1)=x(j)
            grafi(j,2)=u1(j)
30          format (6x,f7.3,15x,e10.3)
35          continue

```

```

36     if (e.eq.1) then
        print *, '
        print *, ' ** Pot. relativa   refletor conico **'
        print *, ' ** Angulo(graus) **   ** Pot. relativa **'
        print *, '
        do 44 j=1,limt+1
            u(j)=dr(j)*y(j)/fmax
            grafi(j,3)=u(j)
            write (*,40) x(j), u(j)
40         format (6x,f7.3,14x,e10.3)
44         continue
            else
                go to 46
        end if
        ncont=0
        do 45 j=1,limt+1
            if ((u(j).le.0.75).and.ncont.eq.0) then
                b1=2*x(j)
                ncont=1
            end if
45         continue
        print *, '
        print *, 'Largura de feixe(graus) =',b1
        print *, '
46     if (a1.eq.1) then
        print *, '
        print *, ' ** Pot. Relativa refletor eliptico **'
        print *, ' ** Angulo(graus) **   ** Pot. relativa **'
        print *, '
c
        do 48 j=1,limt+1
            u2(j)=fc(j)
            grafi(j,4)=u2(j)
            write (*,47) x(j),u2(j)
47         format (6x,f7.3,14x,e10.3)
48         continue
        end if
            ncont=0
        do 49 j=1,limt+1
            if ((u2(j).le.0.75).and.ncont.eq.0) then
                b2=2*x(j)
                ncont=1
            end if
49         continue
        print *, '

```

```

print *, 'Largura de feixe(graus) =',b2
print *, '
50      write (*,*) 'Entre com novos valores'
write(*,*)'***> Tracar grafico?'
write(*,*)'sim=1/nao=2'
read(*,*) ig
if (ig.eq.2) stop
ncou=1
if (e.eq.1) ncou=2
if (a1.eq.1) ncou=3
npt=37
ncle=0
ndel=1
ntot=npt
open(3,file='anthel.des',status='new',access='direct',recl=10)
write(3,rec=1) ncle,ncou,npt,ndel,ntot
close(3)
nace=npt*4
open(3,file='anthel.des',status='old',access='direct',recl=nace)
write(3,rec=2)(grafi(j,1),j=1,37)
write(3,rec=3)(grafi(j,2),j=1,37)
      if (e.eq.1) then
        write(3,rec=4)(grafi(j,3),j=1,37)
      endif
if (a1.eq.1) then
  write(3,rec=5)(grafi(j,4),j=1,37)
endif
close(3)
stop
end

```

### **A.3 Listagem de resultados obtidos pelo programa**

Resultados obtidos para o projeto da antena helicoidal A1, para a densidade de potência relativa e para os diagramas de radiação linear com refletor plano, cônico e elíptico. Os parâmetros de entrada utilizados são: a frequência de 2450 MHz, diâmetro da espira de  $D=4\text{cm}$ , espaçamento de  $S=1\text{cm}$  e ganho relativo de  $G=7,2\text{dBi}$ . O refletor plano possui diâmetro de um comprimento de onda.

```
#####  
#### projeto da antena helicoidal ####  
#### com plano de terra de 1 lamb ####  
#### no modo axial de irradiao ####  
#####
```

```
Frequencia de operacao(MHz) = 2450.000000  
Banho da antena(dBi) = 7.200000  
Diametro da espira(cm) = 4.000000  
Espacamento entre espiras(cm) = 1.000000  
Angulo do passo(graus) = 4.549865  
Comprimento linear da espira(cm) = 12.606100  
Numero de espiras = 4.067752  
Velocidade de fase relativa = 8.546497E-01  
Largura de feixe(graus) = 50.000000  
Impedancia terminal(ohms) = 143.675500  
Racao axial = 1.122918  
Diametro do condutor(mm) = 2.448980  
Comprimento total da antena(cm) = 6.098364  
Largura de faixa(MHz) = 1231.125000
```

\*\*\* Plano de terra de circular de 1 lamb \*\*\*  
\*\*\* Angulo(graus) \*\*\* \*\*\* Pot. relativa \*\*\*

.000	.100E+01
5.000	.988E+00
10.000	.951E+00
15.000	.893E+00
20.000	.816E+00
25.000	.726E+00
30.000	.626E+00
35.000	.523E+00
40.000	.421E+00
45.000	.326E+00
50.000	.240E+00
55.000	.168E+00
60.000	.110E+00
65.000	.663E-01
70.000	.357E-01
75.000	.164E-01
80.000	.571E-02
85.000	.107E-02
90.000	.148E-16
95.000	.505E-03
100.000	.122E-02
105.000	.145E-02
110.000	.107E-02
115.000	.402E-03
120.000	.208E-05
125.000	.471E-03
130.000	.230E-02
135.000	.576E-02
140.000	.109E-01
145.000	.174E-01
150.000	.249E-01
155.000	.327E-01
160.000	.402E-01
165.000	.469E-01
170.000	.520E-01
175.000	.553E-01
180.000	.564E-01

\*\* Pot. relativa refletor conico \*\*  
\*\* Angulo(graus) \*\* \*\* Pot. relativa \*\*

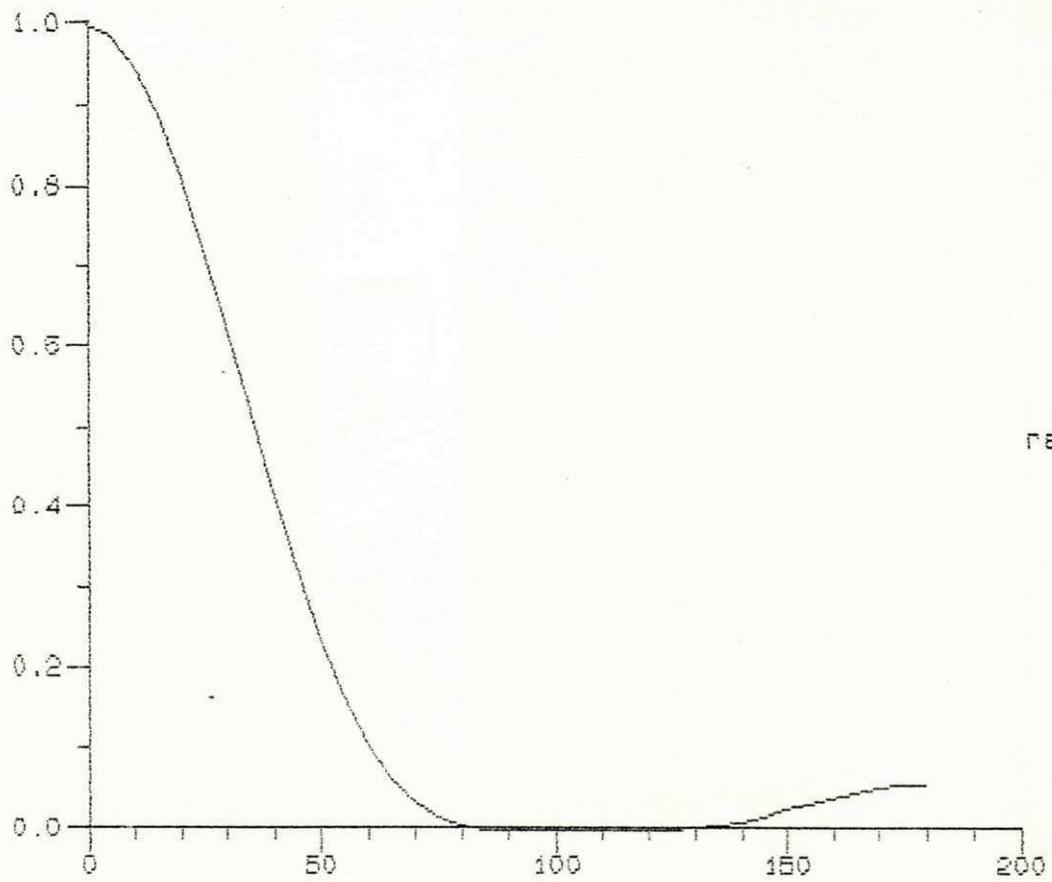
.000	.100E+01
5.000	.986E+00
10.000	.947E+00
15.000	.884E+00
20.000	.801E+00
25.000	.705E+00
30.000	.601E+00
35.000	.496E+00
40.000	.394E+00
45.000	.300E+00
50.000	.218E+00
55.000	.151E+00
60.000	.972E-01
65.000	.579E-01
70.000	.308E-01
75.000	.140E-01
80.000	.485E-02
85.000	.906E-03
90.000	.125E-14
95.000	.427E-03
100.000	.104E-02
105.000	.124E-02
110.000	.923E-03
115.000	.351E-03
120.000	.184E-05
125.000	.422E-03
130.000	.209E-02
135.000	.531E-02
140.000	.102E-01
145.000	.165E-01
150.000	.239E-01
155.000	.318E-01
160.000	.395E-01
165.000	.464E-01
170.000	.518E-01
175.000	.552E-01
180.000	.564E-01

Largura de feixe(graus) = 50.000000

\*\* Pot. Relativa refletor eliptico \*\*  
\*\* Angulo(graus) \*\*    \*\* Pot. relativa \*\*

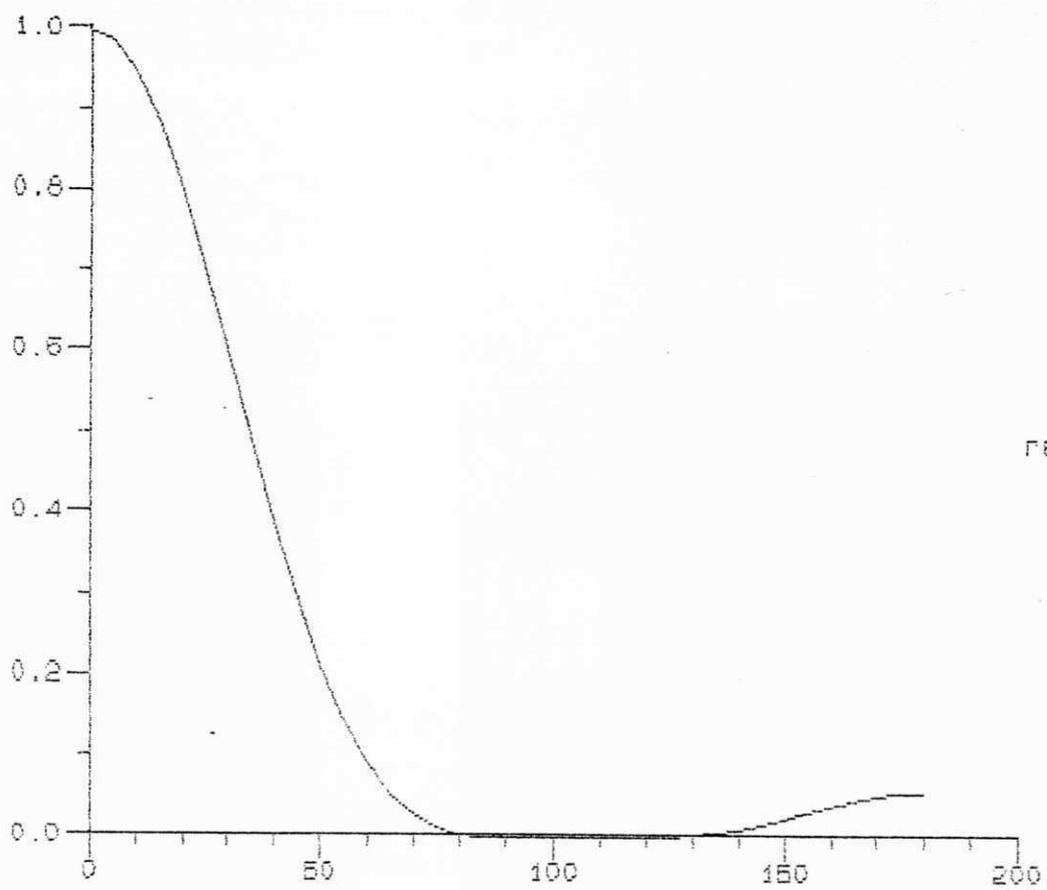
.000	.100E+01
5.000	.955E+00
10.000	.833E+00
15.000	.663E+00
20.000	.481E+00
25.000	.319E+00
30.000	.193E+00
35.000	.107E+00
40.000	.537E-01
45.000	.247E-01
50.000	.104E-01
55.000	.397E-02
60.000	.139E-02
65.000	.443E-03
70.000	.129E-03
75.000	.343E-04
80.000	.832E-05
85.000	.184E-05
90.000	.372E-06
95.000	.686E-07
100.000	.115E-07
105.000	.177E-08
110.000	.249E-09
115.000	.318E-10
120.000	.371E-11
125.000	.396E-12
130.000	.385E-13
135.000	.342E-14
140.000	.277E-15
145.000	.205E-16
150.000	.138E-17
155.000	.851E-19
160.000	.478E-20
165.000	.245E-21
170.000	.115E-22
175.000	.491E-24
180.000	.191E-25

Largura de feixe(graus) =        30.000000



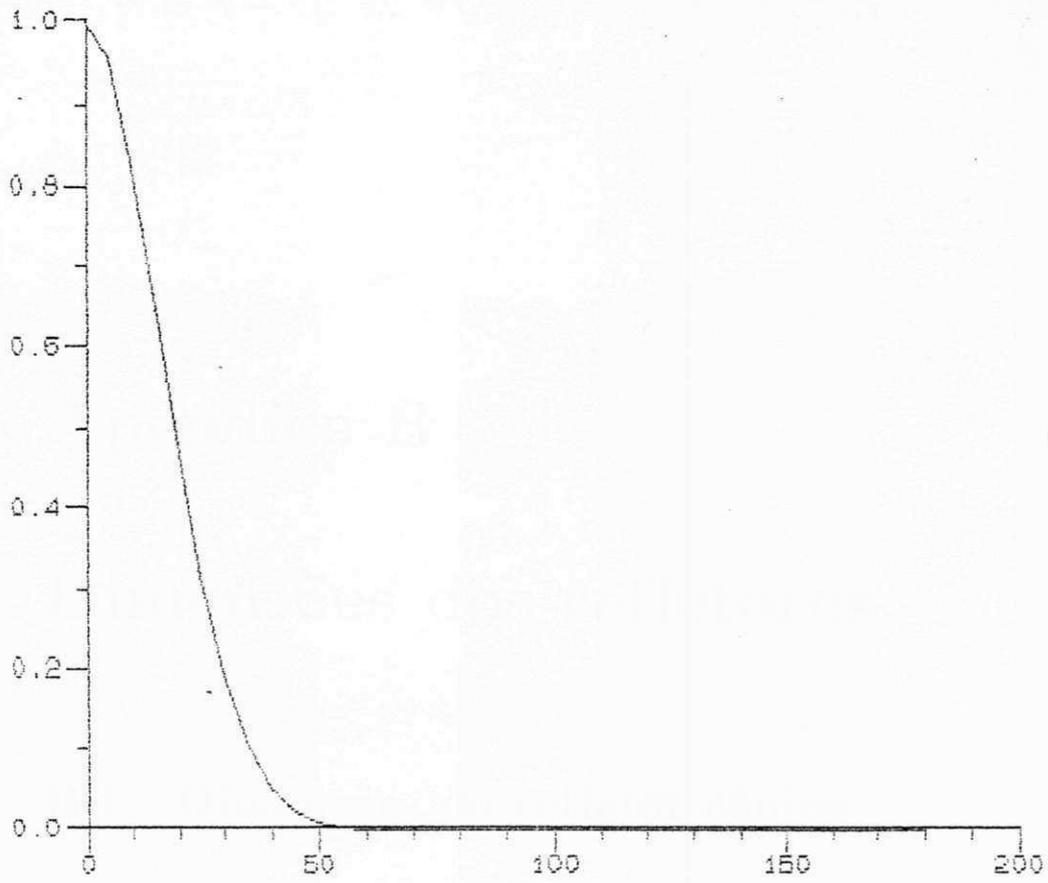
ref. plano

Diagrama linear de radiacao



ref conico

Diagrama linear de radiacao



ref. 28

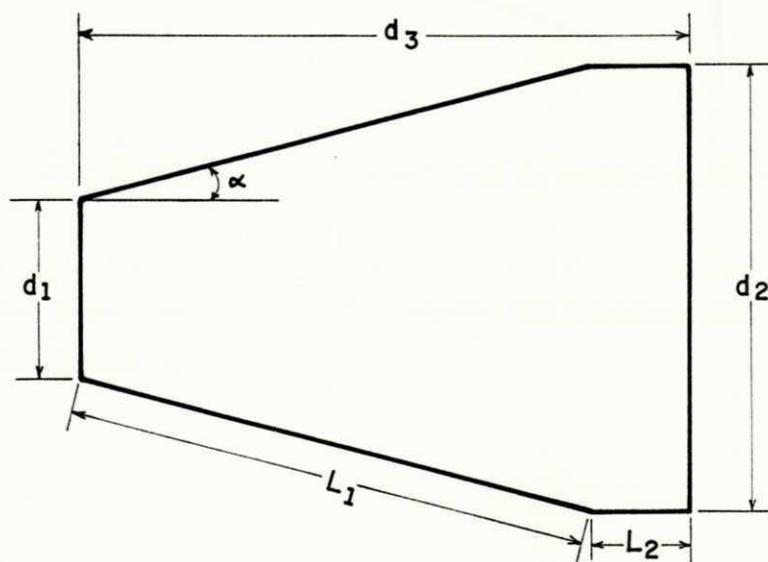
Diagrama linear de radiacao

# Apêndice B

## Dimensões dos refletores

### B.1 Dimensões do refletor cônico

Dimensões físicas do refletor cônico construído. As medidas são apresentadas em milímetros.



Dimensões

$$d_1 = 62$$

$$d_2 = 140$$

$$d_3 = 177$$

$$L_1 = 151$$

$$L_2 = 31$$

$$\alpha = 30^\circ$$

Figura B.1: Dimensões físicas do refletor Cônico

## B.2 Dimensões do refletor de duas seções

Dimensões físicas do refletor de duas seções construído 2S. As medidas são apresentadas em milímetros.

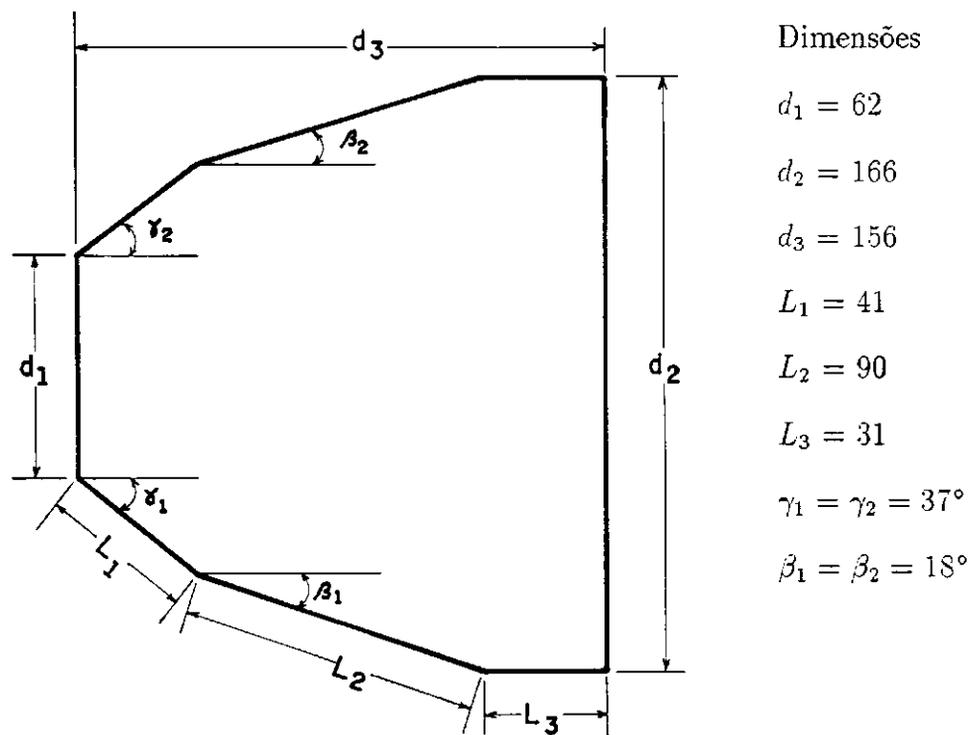


Figura B.2: Dimensões físicas do refletor de duas seções 2S

Devido a construção do protótipo, dentre outros fatores, ter sido feita com um material (zinco) pouco maleável, acarretou em diferenças nos valores dos ângulos  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$  e dos ângulos  $\beta_1$  e  $\beta_2$ .

## Apêndice C

# Caracterização dos campos da Óptica Geométrica

### C.1 Solução das equações de Maxwell

O projeto de sistemas refletores pelo princípio dos campos da Ótica Geométrica-GO, basea-se na simplificação das equações de Maxwell. A solução das equações de Maxwell pode ser formulada em termos dos campos da GO quando o comprimento de onda tende a zero ( $\lambda \rightarrow 0$ ).

No meio livre de fontes, não-isotrópico e que não seja necessariamente homogêneo, as equações de Maxwell na forma fasorial é:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \quad (\text{C.1})$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} \quad (\text{C.2})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (\text{C.3})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (\text{C.4})$$

onde  $\omega$  é a frequência angular dada por  $2\pi f$

$\epsilon$  é a permissividade do meio

$\mu$  é a permeabilidade do meio

Manipulando as Eq. (C.1 - C.4) e fazendo uso de identidades vetoriais, obtem-se

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \gamma^2 \mathbf{E} = 0 \quad (\text{C.5})$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \gamma^2 \mathbf{H} = 0 \quad (\text{C.6})$$

onde  $\gamma$  é a constante de propagação da onda.

Esse resultado é conhecido como a equação e Helmholtz para a dependência dos campos no espaço livre.

A solução assintótica é uma solução aproximada, tornando-se mais exata quando alguns parâmetros (em frequências ópticas) tornam-se grandes. Suponhamos, por exemplo, que o campo elétrico  $\mathbf{E}$  seja dado pela série a seguir

$$\mathbf{E}(x, y, z, \omega) = e^{-jk_0 \psi_e(x, y, z)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\mathbf{E}_m(x, y, z)}{(j\omega)^m} \quad (\text{C.7})$$

onde  $\mathbf{E}_0(x, y, z)$  é a amplitude do campo

e  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 2\pi/\lambda$  é o número de onda

Para a aproximação em altas frequências,  $\omega$  torna-se grande e sua potência, com o aumento do número de termos, também aumenta. Supondo uma dependência do campo elétrico com o tempo na forma  $e^{j\omega t}$ , teremos

$$\mathbf{E}_{HF} = \mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}_0(x, y, z) e^{-j\omega t - jk_0 \psi_e(x, y, z)} \quad (\text{C.8})$$

e para o campo magnético

$$\mathbf{H}_{HF} = \mathbf{H}(x, y, z, t) = \mathbf{H}_0(x, y, z) e^{-j\omega t - jk_0 \psi_e(x, y, z)} \quad (\text{C.8}')$$

onde em (C.8),  $\psi_e(x, y, z)$  é uma função real pura.

A superfície equifásica da frente de onda é definida quando a função  $\psi_e(x, y, z)$  é tomada como constante.

A aplicação dos campos complexos  $\mathbf{E}_{HF}$  e  $\mathbf{H}_{HF}$  nas equações de Maxwell, resulta em

$$\nabla \times \mathbf{E}_{HF} = \nabla \times \mathbf{E}(x, y, z, t) = \nabla \times \mathbf{E}_0(x, y, z) e^{-j(\omega t + k_0 \psi_e)} \quad (\text{C.9})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_{HF} = \nabla \times \mathbf{H}(x, y, z, t) = \nabla \times \mathbf{H}_0(x, y, z) e^{-j(\omega t + k_0 \psi_e)} \quad (\text{C.10})$$

Suprimindo o fator de dependência com o tempo e subtendendo-se a dependência espacial, obtem-se :

$$\nabla \times \mathbf{E}_{HF} = e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \times \mathbf{E}_0 - jk_0 e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \psi_e \times \mathbf{E}_0 = -j\omega \mu \mathbf{H}_0 e^{-jk_0 \psi_e} \quad (\text{C.11})$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_{HF} = e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \times \mathbf{H}_0 - jk_0 e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \psi_e \times \mathbf{H}_0 = j\omega \epsilon \mathbf{E}_0 e^{-jk_0 \psi_e} \quad (\text{C.12})$$

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}_{HF} = e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}_0 - jk_0 e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \psi_e \cdot \epsilon \mathbf{E}_0 \equiv 0 \quad (\text{C.13})$$

$$\nabla \cdot \mu \mathbf{H}_{HF} = e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \cdot \mu \mathbf{H}_0 - jk_0 e^{-jk_0 \psi_e} \nabla \psi_e \cdot \mu \mathbf{H}_0 \equiv 0 \quad (\text{C.14})$$

Dividindo os termos das Eq. (C.11-C.14) por  $e^{-jk_0 \psi_e(x, y, z)}$ , obtem-se :

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}_0 - jk_0 \nabla \psi_e \times \mathbf{E}_0 &= -j\omega \mu \mathbf{H}_0 & \implies \\ \nabla \psi_e \nabla \times \mathbf{E}_0 - \frac{\omega \mu}{k_0} \mathbf{H}_0 &= \frac{1}{jk_0} \nabla \times \mathbf{E}_0 & (\text{C.15}) \end{aligned}$$

e rearrumando as outras expressões, Eq. (C.12-C.14) :

$$\nabla \psi_e \times \mathbf{H}_0 + \frac{\omega \epsilon}{k_0} \mathbf{E}_0 = \frac{1}{jk_0} \nabla \times \mathbf{H}_0 \quad (\text{C.16})$$

$$\nabla \psi_e \cdot \epsilon \mathbf{E}_0 = \frac{1}{jk_0} \nabla \cdot \epsilon \mathbf{E}_0 \quad (\text{C.17})$$

$$\nabla \psi_e \cdot \mu \mathbf{H}_0 = \frac{1}{jk_0} \nabla \cdot \mu \mathbf{H}_0 \quad (\text{C.18})$$

Para a aproximação dos campos da Óptica Geométrica ( $\lambda \rightarrow 0$ ), os termos contendo a derivada espacial multiplicada pelo termo  $1/jk_0$ , no segundo membro da Eq. (C.18), são desprezíveis, visto que,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  pode ser feito muito grande. Portanto, obtem-se:

$$\nabla \psi_e \times \mathbf{E}_0 - \frac{\mu \omega}{k_0} \mathbf{H}_0 = 0 \quad (\text{C.19})$$

$$\nabla \psi_e \times \mathbf{H}_0 + \frac{\omega \epsilon}{k_0} \mathbf{E}_0 = 0 \quad (\text{C.20})$$

$$\nabla \psi_e \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \quad (\text{C.21})$$

$$\nabla \psi_e \cdot \mathbf{H}_0 = 0 \quad (\text{C.22})$$

Das Eq. (C.19-C.22),  $\nabla\psi_e$  satisfaz, portanto, as equações de Maxwell (Eq. (3.29-3.32) do texto).

Obtendo-se o valor de  $\mathbf{H}_0$  na Eq. (C.19) e substituindo na Eq. (C.20), tem-se

$$\begin{aligned} \nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0 - \frac{\mu\omega}{k_0} \mathbf{H}_0 &= 0 \quad \longrightarrow \\ \mathbf{H}_0 &= \frac{k_0}{\omega\mu} \nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0 \quad \implies \\ \nabla\psi_e \times \left( \frac{\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0}{\omega\mu} k_0 \right) + \frac{\omega^2 \epsilon \mu}{k_0} \mathbf{E}_0 &= 0 \quad \longrightarrow \\ \nabla\psi_e \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0) + \frac{\omega^2 \epsilon \mu}{k_0} \mathbf{E}_0 &= 0 \quad \longrightarrow \\ \nabla\psi_e \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0) + \frac{\epsilon \mu}{\epsilon_0 \mu_0} \mathbf{E}_0 &= 0 \quad \longrightarrow \\ \nabla\psi_e \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0) + \eta^2 \mathbf{E}_0 &= 0 \end{aligned} \quad (C.23)$$

onde

$$\frac{\omega^2}{k_0^2} = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$$

e

$$\eta = \sqrt{\frac{\epsilon(x, y, z) \mu(x, y, z)}{\mu_0 \epsilon_0}}$$

A Eq. (C.23) corresponde a Eq. (3.33) do texto.

Utilizando as definições de gradiente, produto vetorial e ortogonalidade dos campos, a expansão da Eq. (C.23) resulta em

$$\begin{aligned} (\mathbf{E}_0 \cdot \nabla\psi_e) \nabla\psi_e - |\nabla\psi_e|^2 \mathbf{E}_0 + \eta^2 \mathbf{E}_0 &= 0 \quad \longrightarrow \\ -|\nabla\psi_e|^2 \mathbf{E}_0 + \eta^2 \mathbf{E}_0 &= 0 \end{aligned}$$

onde  $\mathbf{E}_0 \cdot \nabla\psi_e = 0$

Do fato que, para uma solução não-trivial  $\mathbf{E}_0$  não é identicamente nulo, tem-se

$$|\nabla\psi_e|^2 = \left( \frac{\partial\psi_e}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial\psi_e}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial\psi_e}{\partial z} \right)^2 = \eta^2(x, y, z) \quad (C.24)$$

A Eq. (C.24) (Eq. (3.35) no texto) é a equação Eikonal e é a base de toda a teoria da Óptica Geométrica e  $\psi_e(x, y, z)$  é referida como a função Eikonal do sistema. A partir da Eq. (C.24) obtem-se a curvatura do caminho do raio.

## C.2 Propriedades dos Campos Ópticos

### C.2.1 Densidade de fluxo de potência médio

A densidade de fluxo de potência média no tempo dada pelo vetor de Poynting médio é

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \mathbf{E}_{HF} \times \mathbf{H}_{HF}^* \quad \longrightarrow \\ \varphi &= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* \quad \longrightarrow \\ \varphi &= \frac{k_0}{2\omega\mu} \operatorname{Re} \mathbf{E}_0 \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0^*)\end{aligned}\quad (\text{C.25})$$

Partindo da identidade vetorial

$$\mathbf{A} \times (\mathbf{B} \times \mathbf{C}) \equiv (\mathbf{A} \cdot \mathbf{C})\mathbf{B} - (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B})\mathbf{C}$$

tem-se

$$\operatorname{Re} \mathbf{E}_0 \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0^*) \equiv \operatorname{Re}[(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*)\nabla\psi_e - (\mathbf{E}_0 \cdot \nabla\psi_e)\mathbf{E}_0^*] \quad \longrightarrow$$

$$\operatorname{Re} \mathbf{E}_0 \times (\nabla\psi_e \times \mathbf{E}_0^*) \equiv \operatorname{Re}(\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{E}_0^*)\nabla\psi_e$$

e fazendo-se uso da Eq. (5.1) do texto, tem-se

$$\varphi = \frac{k_0}{2\omega\mu} \mathbf{E}_0 \cdot \left( \frac{\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e}{\frac{\omega\epsilon}{k_0}} \right) \nabla\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\varphi = \frac{k_0^2}{2\omega^2\mu\epsilon} \mathbf{E}_0 \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e) \nabla\psi_e$$

utilizando  $k_0^2 = \omega^2/c^2$  e  $c^2 = 1/\mu_0\epsilon_0$ , tem-se

$$\varphi = \frac{\mu_0\epsilon_0}{2\mu\epsilon} \mathbf{E}_0 \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e) \quad \longrightarrow$$

$$\varphi = \frac{1}{2\eta^2} \mathbf{E}_0 \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e) \nabla\psi_e$$

da Eq. (5.2) do texto, tem-se que

$$4cW_e = \mathbf{E}_0 \cdot (\mathbf{H}_0^* \times \nabla\psi_e)$$

portanto

$$\wp = \frac{2c}{\eta^2} W_e \nabla \psi_e = \frac{2c}{\eta^2} W_m \nabla \psi_e \quad (\text{C.26})$$

A Eq. (C.26) corresponde a Eq. (5.5) no texto.

Definindo-se o vetor unitário  $\mathbf{I}_{s_r}$  na direção do raio num ponto qualquer, ele será normal as frentes de onda e terá a mesma direção de  $\nabla \psi_e$ . De (C.24), tem-se

$$\begin{aligned} |\nabla \psi_e| &= \eta & \longrightarrow \\ \frac{\nabla \psi_e}{|\nabla \psi_e|} &= \frac{\nabla \psi_e}{\eta} = \mathbf{I}_{s_r} \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

portanto (C.26), torna-se

$$\wp = \mathbf{I}_{s_r} \nu W_{total} \quad (\text{C.28})$$

onde  $\nu = c/\eta$  é a velocidade local de propagação da onda.

A Eq. (C.28) corresponde a Eq. (5.6) no texto.

### C.2.2 Raio principal de curvatura

O raio geométrico é definido como uma família de curvas normais as frentes de onda geométrica ( $\psi_e = \text{constante}$ ).

Do vetor posição  $\mathbf{r}(s_r)$  num ponto sobre o raio, função da distância  $s_r$  ao longo do raio, obtem-se

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} &= \mathbf{I}_{s_r} & \longrightarrow \\ \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} &= \frac{\nabla \psi_e}{\eta} & \longrightarrow \\ \eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} &= \nabla \psi_e \end{aligned} \quad (\text{C.29})$$

Da derivada direcional na direção do raio com respeito ao comprimento da curvatura  $s_r$ , na Eq. (C.20), tem-se

$$\frac{d\eta\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} = \frac{d(\nabla\psi_e)}{ds_r} \quad (\text{C.29})$$

com o uso da identidade vetorial

$$\frac{d(\mathbf{A}_s)}{ds} = (\mathbf{A}_s \cdot \nabla)\mathbf{A}_s = -\mathbf{A}_s \times (\nabla \times \mathbf{A}_s)$$

tem-se

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \cdot \nabla\right) \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \quad (\times\eta) \quad \longrightarrow \\ \eta \frac{d\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \cdot \nabla\right) \eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \quad \longrightarrow \\ \frac{d\eta\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} \cdot \nabla\right) \nabla\psi_e \quad \longrightarrow \\ \frac{d\eta\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \frac{1}{\eta} (\nabla\psi_e \cdot \nabla) \nabla\psi_e \quad \longrightarrow \end{aligned}$$

usando as identidades vetoriais

$$\nabla(\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) \equiv (\mathbf{A} \cdot \nabla)\mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{A} + \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{A})$$

$$\nabla \times \nabla V \equiv 0$$

tem-se

$$\begin{aligned} (\nabla\psi_e \cdot \nabla) \nabla\psi_e &= \frac{1}{2} \nabla |\nabla\psi_e|^2 \quad \longrightarrow \\ \frac{d\eta\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \frac{1}{2\eta} \nabla |\nabla\psi_e|^2 \quad \longrightarrow \\ \frac{d\eta\left(\frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \frac{1}{2\eta} \nabla \eta^2 \quad (\text{C.30}) \end{aligned}$$

e, conseqüentemente, de Eq. (C.27) e Eq. (C.29),

$$\frac{d\left(\eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} = \nabla\eta \quad (\text{C.31})$$

É importante observar que a equação diferencial do raio em Eq. (C.31) envolve somente o índice de refração  $\eta$ .

As Eq. (C.30) e (C.31) correspondem as Eq. (5.10) e (5.11) no texto.

Expandindo (C.31), com o uso da identidade vetorial

$$\nabla \cdot (V\mathbf{A}) \equiv \mathbf{A} \cdot \nabla V + V \nabla \cdot \mathbf{A}$$

tem-se

$$\begin{aligned} \frac{d\left(\eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \frac{d(\mathbf{I}_{s_r} \eta)}{ds_r} = \nabla\eta \\ \frac{d\left(\eta \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r}\right)}{ds_r} &= \eta \frac{d(\mathbf{I}_{s_r})}{ds_r} + \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} = \nabla\eta \end{aligned} \quad (\text{C.32})$$

O raio curvado (FIG. C.1a) que não está, necessariamente, deitado sobre o plano da página, forma os pontos  $p$  e  $q$  os vetores unitários  $\mathbf{I}_{s_r}$  e  $\mathbf{I}_{s'_r}$ , respectivamente. O ponto  $P_r$  é a intersecção entre os planos perpendiculares a  $\mathbf{I}_{s_r}$  e  $\mathbf{I}_{s'_r}$  passando por  $p$  e  $q$  e ao plano, perpendicular, contendo  $\mathbf{I}_{s_r}$  e o ponto  $q$ . O raio principal de curvatura da curva OPQR no ponto  $p$  é  $\rho_r(\phi) = \overline{P_r p}$ . Da FIG. (C.1b), Obtem-se

$$\mathbf{I}_{s_r} + d\mathbf{I}_{s_r} = \mathbf{I}_{s'_r} \quad \longrightarrow$$

$$d\mathbf{I}_{s_r} = \mathbf{I}_{s'_r} - \mathbf{I}_{s_r}$$

e da FIG. (C.1c)

$$d\mathbf{I}_{s_r} = \mathbf{I}_{\rho_r(\phi)} d\phi$$

como  $d\phi$  é o ângulo infinitesimal subtendido por  $P_r$  ao segmento curvo  $ds_r = pq$  e  $\mathbf{I}_{\rho_r}$  o vetor unitário na direção de  $p$  para  $P_r$ , tem-se, portanto,  $ds_r = \rho_r(\phi) d\phi$ .

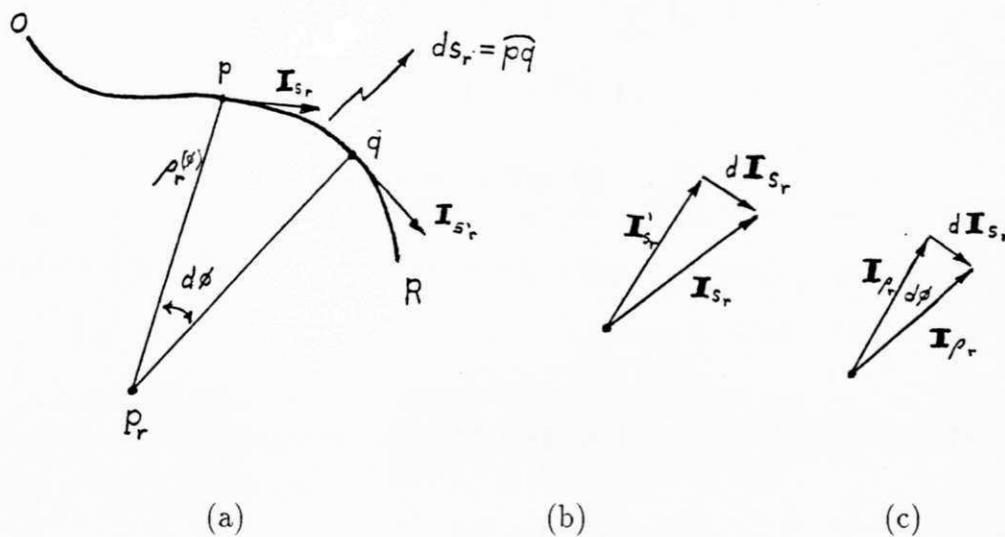


Figura C.1: Geometria da curvatura do raio

Definindo-se o vetor unitário,  $\mathbf{M} = d\mathbf{I}_{s_r}/ds_r$ , tem-se que

$$\mathbf{M} = \frac{d\mathbf{I}_{s_r}}{ds_r} = \frac{\mathbf{I}_{\rho_r} d\phi}{\rho_r(\phi) d\phi} \quad \longrightarrow$$

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{I}_{\rho_r}}{\rho_r(\phi)} \quad (\text{C.33})$$

Substituindo a Eq. (C.33) na Eq. (C.32) e tomando o produto escalar com  $\mathbf{I}_{\rho_r}$ , tem-se

$$\eta \frac{d\mathbf{I}_{s_r}}{ds_r} + \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} = \nabla \eta \quad \longrightarrow$$

$$\eta \mathbf{M} + \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} = \nabla \eta \quad \longrightarrow$$

$$\eta \mathbf{M} = \nabla \eta - \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} \quad \longrightarrow$$

$$\eta \mathbf{M} = \nabla \eta - \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} \cdot (\mathbf{I}_{s_r}) \quad \longrightarrow$$

$$\eta \mathbf{M} \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} = \nabla \eta \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} - \mathbf{I}_{s_r} \frac{d\eta}{ds_r} \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} \quad \longrightarrow$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\eta}{\rho_r(\phi)} \mathbf{I}_{\rho_r} \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} &= \nabla \eta \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} - \frac{d\eta}{ds_r} \mathbf{I}_{s_r} \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} \quad \longrightarrow \\
 \frac{\eta}{\rho_r(\phi)} |\mathbf{I}_{\rho_r}| &= \nabla \eta \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} \quad \longrightarrow \\
 \frac{\eta}{\rho_r(\phi)} &= \nabla \eta \cdot \mathbf{I}_{\rho_r} \quad \longrightarrow \\
 \frac{1}{\rho_r(\phi)} &= \frac{1}{\eta} \mathbf{I}_{\rho_r} \cdot \nabla \eta \quad \longrightarrow \\
 \frac{1}{\rho_r(\phi)} &= \mathbf{I}_{\rho_r} \cdot \frac{\nabla \eta}{\eta}
 \end{aligned}$$

da definição de módulo do vetor  $\mathbf{M}$  ( $|\mathbf{M}| = 1/\rho_r(\phi)$ ) e da propriedade da derivada ( $\frac{1}{u} \frac{du}{dx} = \frac{d \ln u}{dx}$ ), tem-se que

$$|\mathbf{M}| = \mathbf{I}_{\rho_r} \cdot \nabla(\ln \eta) \quad (\text{C.34})$$

A Eq. (C.34) descreve o comportamento da natureza do raio e corresponde a Eq. (5.13) no texto.

### C.2.3 Atraso de fase no raio óptico

O atraso de fase ao longo do raio de um ponto qualquer  $P'_1$  para o ponto  $P'_2$  é dado por  $\phi_0 = \omega t$ , onde  $\phi_0$  é a fase em toda a frente de onda  $W'_0$ .

$$\begin{aligned}
 \Phi_r &= \omega T = \omega \int dt \quad \longrightarrow \\
 \Phi_r &= \omega \int_{P'_1}^{P'_2} \frac{ds_r}{\nu} = \frac{\omega}{c} \int_{P'_1}^{P'_2} \eta ds_r \quad \longrightarrow \\
 \Phi_r &= k_0 \int_{P'_1}^{P'_2} \eta ds_r
 \end{aligned}$$

da Eq. (C.27), tem-se que :

$$|\nabla \psi_\epsilon| = \eta \quad (\cdot \mathbf{I}_{s_r} ds_r) \quad \longrightarrow$$

$$\mathbf{I}_{s_r} \eta ds_r = \mathbf{I}_{s_r} |\nabla \psi_\epsilon| ds_r \quad \diamond$$

$$|\nabla\psi_e|ds_r = d\psi_e \quad (C.35)$$

$$d\mathbf{r}(s_r) = \mathbf{I}_{s_r} ds_r \quad \longrightarrow$$

$$\eta d\mathbf{r}(s_r) = \nabla\psi_e ds_r$$

e

$$\frac{d\psi_e}{ds_r} = \eta \quad (\cdot d\mathbf{r}(s_r)) \quad \longrightarrow$$

$$\eta ds_r d\mathbf{r}(s_r) = d\mathbf{r}(s_r) d\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\mathbf{r}(s_r) ds_r = d\mathbf{r}(s_r) d\psi_e$$

da Eq. (C.35), tem-se :

$$\nabla\psi_e ds_r ds_r = d\mathbf{r}(s_r) d\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\nabla\psi_e ds_r = \frac{d\mathbf{r}(s_r)}{ds_r} d\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\nabla\psi_e ds_r = \mathbf{I}_{s_r} d\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\frac{\nabla\psi_e}{\mathbf{I}_{s_r}} = \frac{d\psi_e}{ds_r} \quad \longrightarrow$$

$$\left| \frac{\nabla\psi_e}{\mathbf{I}_{s_r}} \right| = \left| \frac{d\psi_e}{ds_r} \right|$$

A distância não pode ser um número negativo, logo,  $|ds_r| = ds_r$ . Da Eq. (C.27),  $\mathbf{I}_{s_r} \eta = \nabla\psi_e$ , conclui-se que  $\psi_e$  não pode ser um valor negativo ( $\eta$  é sempre positivo),  $|d\psi_e| = d\psi_e$ . Portanto;

$$\frac{|\nabla\psi_e|}{1} = \frac{d\psi_e}{ds_r} \quad \longrightarrow$$

$$|\nabla\psi_e| ds_r = d\psi_e \quad \text{C.Q.D.}$$

logo, tem-se que

$$\mathbf{I}_{s_r} \eta ds_r = \mathbf{I}_{s_r} d\psi_e \quad \longrightarrow$$

$$\eta ds_r = d\psi_e \quad (C.36)$$

O atraso de fase para os campos da Óptica Geométrica, será obtido por

$$\begin{aligned}\Phi_r &= k_0 \int_{P'_1}^{P'_2} \eta ds_r = k_0 \int_{P'_1}^{P'_2} d\psi_e \quad \longrightarrow \\ \Phi_r &= k_0 [\psi_e(P'_2) - \psi_e(P'_1)]\end{aligned}\quad (\text{C.37})$$

As Eq. (C.36) e Eq. (C.37) correspondem às Eq. (5.19) e Eq. (5.20) no texto.

## Apêndice D

### Diagrama de radiação das hélices das referências [46] e [5]

#### D.1 Diagrama de radiação das hélices da referência [46]

Diagrama de radiação (a) horizontal e, (b) vertical, para as hélices construídas segundo a referência [46] para  $N = 3$  (FIG. D.1) e  $N = 4$  (FIG. D.2), com  $S=2\text{cm}$ ,  $D=3\text{cm}$  e refletor circular de um comprimento de onda.

#### D.2 Diagrama de radiação da hélice da referência [5]

Diagramas de radiação (a) horizontal e, (b) vertical, para a hélice construída com as características sugeridas pela referência [5] (FIG. D.3) para  $N = 4$ ,  $S=3\text{cm}$ ,  $D=4\text{cm}$  e refletor circular de um comprimento de onda.

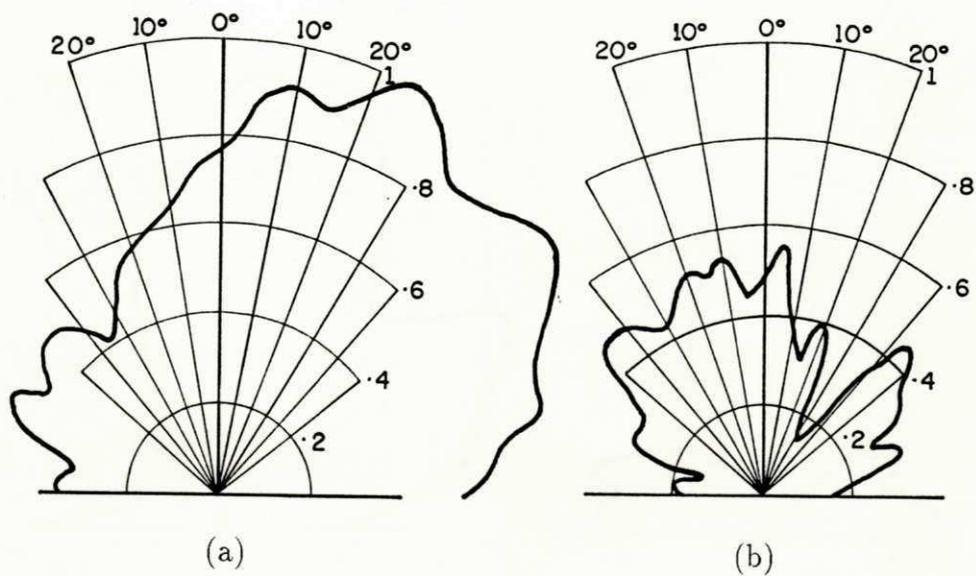


Figura D.1: Diagrama polar para  $N=3$ ,  $S=2\text{cm}$  e  $D=3\text{cm}$

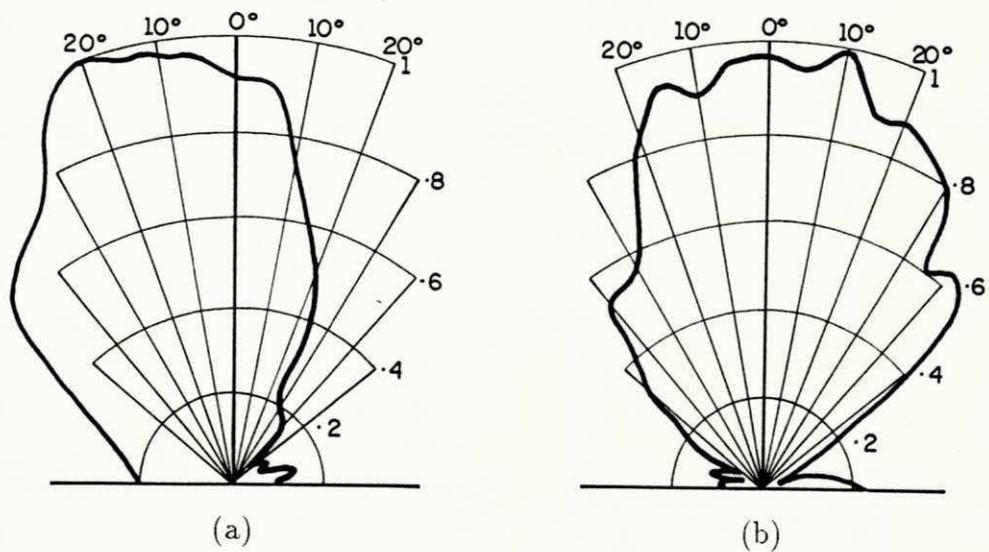


Figura D.2: Diagrama polar para  $N=4$ ,  $S=2\text{cm}$  e  $D=3\text{cm}$

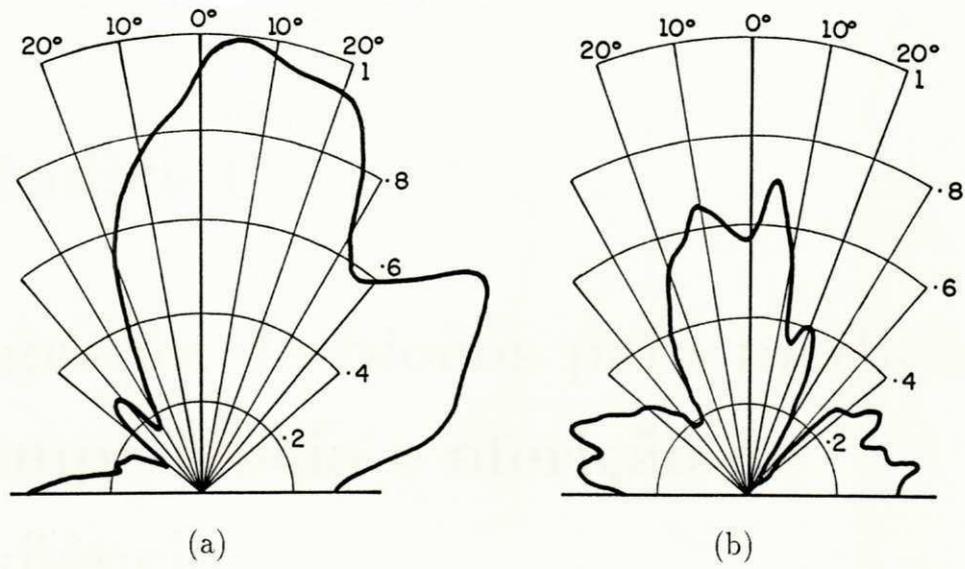


Figura D.3: Diagrama polar para  $N = 4$ ,  $S=3\text{cm}$  e  $D=4\text{cm}$

## Apêndice E

# Diagrama de blocos para medição de impedância e aferição de frequência

### E.1 Diagrama de blocos do sistema de medição de impedância

Diagrama de blocos da montagem do sistema de medição de impedância pelos três métodos utilizados; leitura direta, método dos 3dB e utilização da carta de Smith.

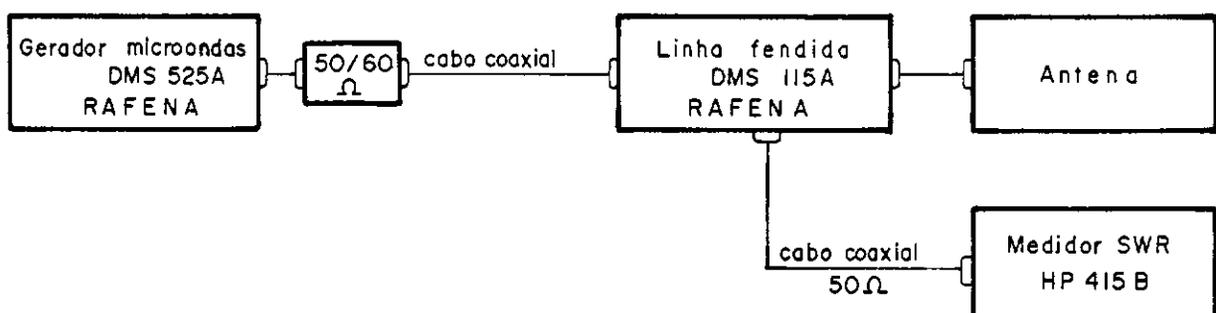


Figura E.1: Diagrama de blocos do sistema de medição de impedância

## E.2 Diagrama de blocos do sistema de aferição de frequência

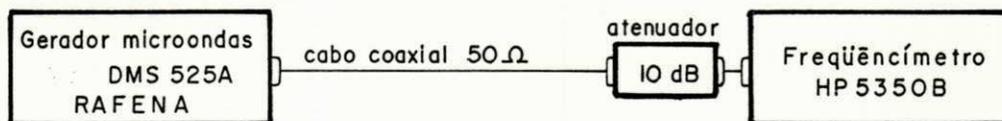
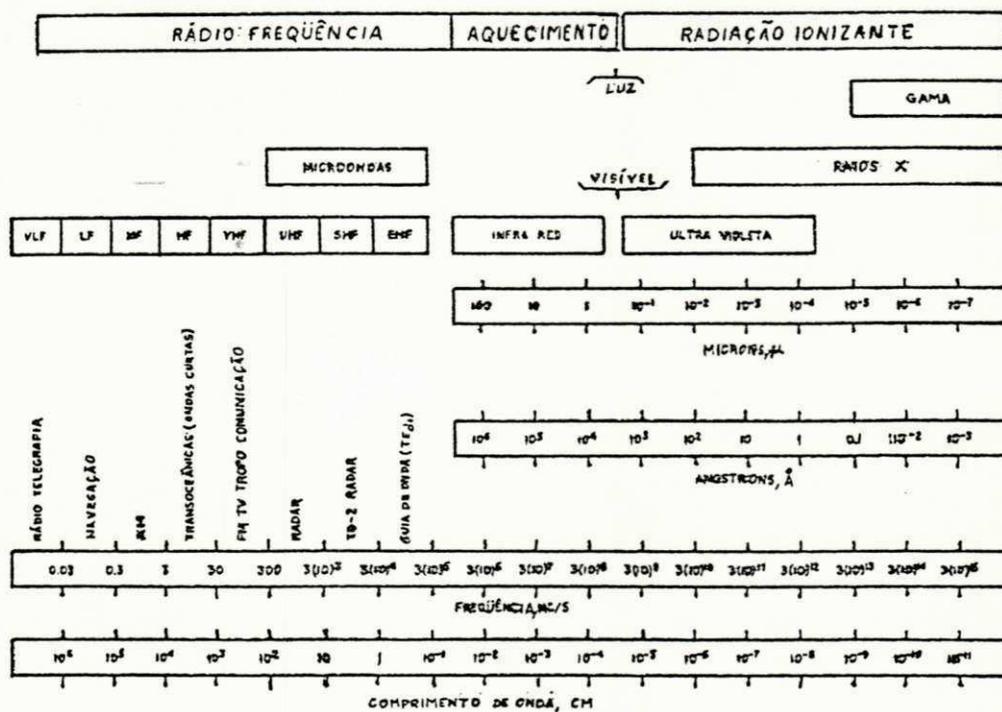


Figura E.2: Diagrama de blocos do sistema de aferição de frequência

# Apêndice F

## Espectro de frequência

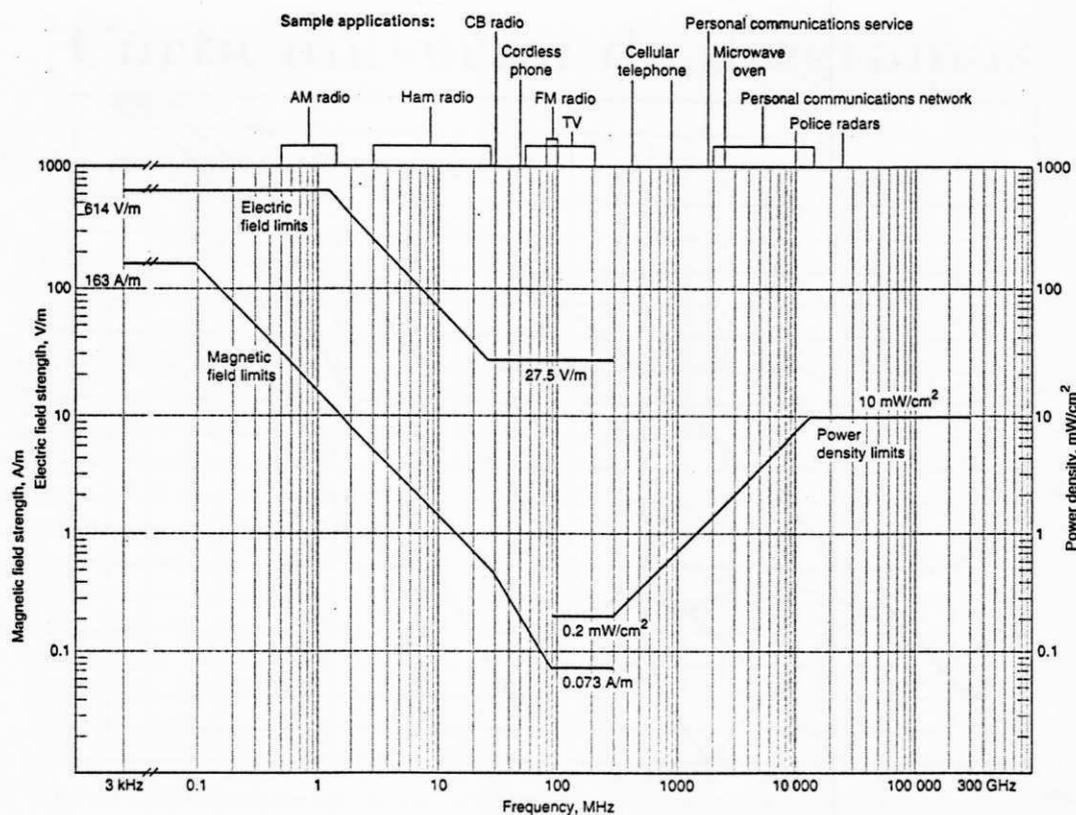


FONTE: MUMFORD (1961), pags. 427-447

Figura F.1: Espectro eletromagnético de frequência

## **Apêndice G**

### **Limites dos padrões de segurança**

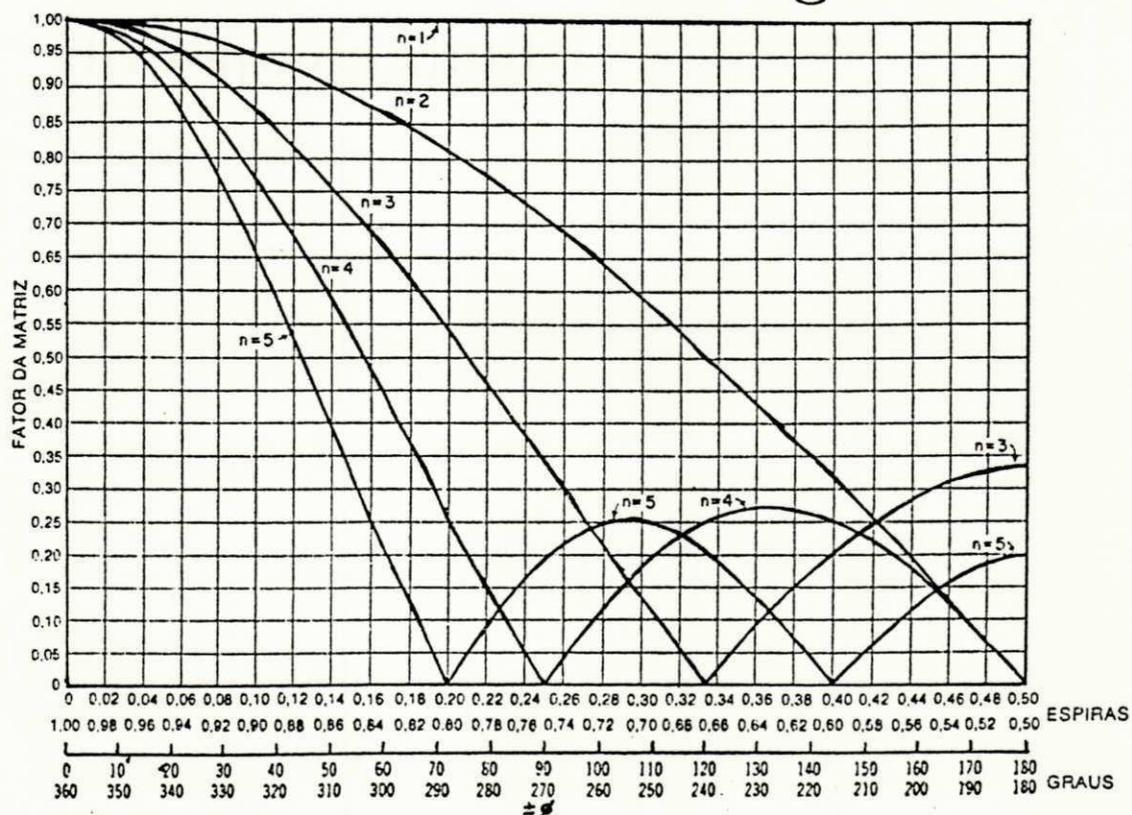


FONTE:FISCHETTI [4](1993), p. 46

Figura G.1: Limites dos padrões de segurança à exposição de radiações não-ionizantes pelo padrão C95.1-1991

# Apêndice H

## Carta universal de diagramas

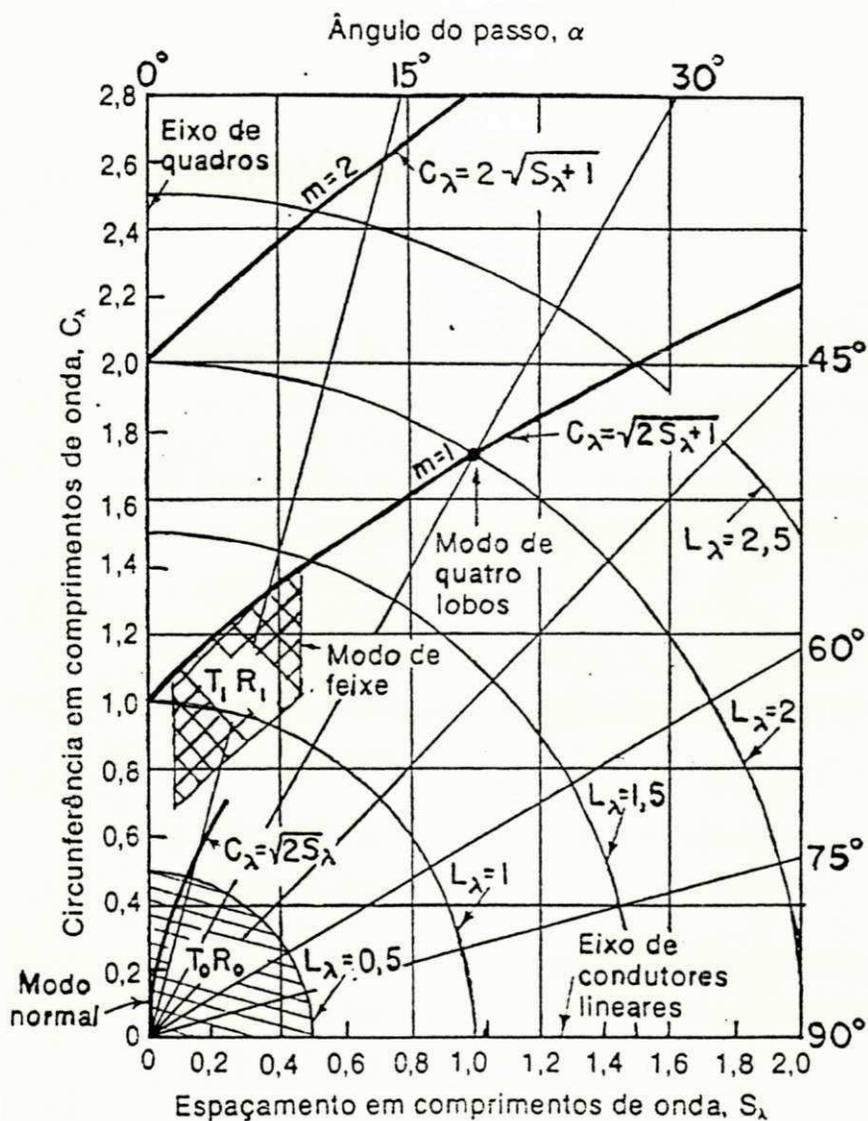


FONTE: KRAUS [5] (1983), p. 489

Figura H.1: Carta universal de diagramas de campo para matrizes de fontes pontuais isotrópicas de iguais amplitude e espaçamento, com  $N$  variando de 1 a 5

## Apêndice I

### Carta de circunferência em função do espaçamento



FONTE: KRAUS [5] (1983), p. 165

Figura I.1: Carta de circunferência em função do espaçamento, em comprimentos de onda, mostrando as regiões dos diferentes modos de operação da antena helicoidal

## Referências

- [1] HAND, W. J. & JAMES, J. R (1986). "*Physical techniques in clinical hiperthermia*". Research Studies Press & John Wiley & Sons INC, USA, 1986.
- [2] ROSEN, A. et alii (1990). "Percutaneous transluminal microwave balloon angioplasty". *IEEE Trans. of Microwave Theory and Techniques*, vol. 36, (1):90-93, january 1990.
- [3] STUCHLY, M. A. & STUCHLY, S. C. (1983). "Industrial, Scientific, Medical and Domestic applications of microwave". *IEE Proceedings*, vol. 130, (5):467-503, november 1983.
- [4] FISCHETTI, M. (1993). "The cellular phone scare". *IEEE Spectrum*, vol. 30, (6):43-47, june 1993.
- [5] KRAUS, J. D.(1983). "*Antenas*". McGraw-Hill Book Company, Inc., Brasil, 1983. Traduzido por MARIOTTO, P. A., Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1983, Caps. 1, 2, 4, 7 e 12.
- [6] GUY, A. W. et alii (1974). "Therapeutic applications of electromagnetic power". *Proceedings of the IEEE*, vol.62, (1):55-75, January 1974.
- [7] JOHNSON, C. C. & GUY, A. W. (ed.)(1983). "*Nonionizing electromagnetic wave effects in biological materials and systems*". IEEE Press, 1983. Editado por OS-EPCHUCK, J. M., Biological effects of electromagnetic radiation, pp. 47-73.

- [8] COOK, M. F. (1951). "The dielectric behaviour of some types of human tissues at microwave frequencies". *British Journal of Applied Physics*, vol. 2, pages 295–300, october 1951.
- [9] LIN, J. C. et alli (1978). "Microwave apecariography". *IEEE Trans. MTT*, vol. 27, pages 618–620, november 1978.
- [10] BAHL, I. J. et alli (1982). "Microstrip loop radiators for medical applications". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-30, (7):1090–1093, july 1982.
- [11] ROSEN, A. (1990). "Microwave applicators in cancer therapy cardiology and measurements techniques: A short overview". *IEEE of MTT-S NEWSLETTER, Emerging Technology*, pages 17–20, Fall 1990.
- [12] SAPOZINK, M. et alli (1989). "Transurethral hyperthermia for benign prostatic hyperplasia preliminary results". *BSD Medical Corp., 420 Chipeta Why, Salt Lake City, Utah 84108*, 1989.
- [13] LYONS, B. E., BRITT, R. H. & STROHBEHN, J. W. GUY, A. W. (1984). "Localized hyperthermia in the treatment of malignant brain tumors using an interstitial microwave antenna array". *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. BME-31, (1):53–62, January 1984.
- [14] DE SIEYES, D. C. et alii (1981). "Some aspects of optimization of an invasive microwave antenna for local hyperthermia treatment of cancer". *Med. Phys.*, vol. 8, (2):174–183, march-april 1981.
- [15] MENDECKI, J. et alii (1980). "Microwave applicators for localized hyperthermia treatment of cancer the prostate". *Int. Journal Radiation Oncology Biol. Physics*, vol. 6, pages 1583–1588, november 1980.
- [16] METAXAS, A. C. & MEREDITH, R. J. (1983). "*Industrial Microwave Heating*". Peter Peregrinus Ltd., London, UK., London, UK., 1983. Caps. 2 e 3.

- [17] SCHWAN, S. P. (1977). "Field interaction with biological matter". Ann. N.Y. Acad. Science, vol. 303, 1983. Editado por OSEPCHUCK, J. M., Biological effects of electromagnetic radiation, "IEEE Press", pages 198-213.
- [18] COLE, K. S. & COLE, R. H. (1949). "Dispersion and absorption in dielectrics, I. alternating current characteristics". *Journal Physics*, vol. 9, pages 341-351, april 1949.
- [19] SCHWAN, S. P. & PIERSOL, M. G. (1954). "The absorption of electromagnetic energy in body tissues". Amer. J. Phys. Med., vol. 33, 1983. Editado por OSEPCHUCK, J. M., Biological effects of electromagnetic radiation, "IEEE Press", pp. 6-22.
- [20] GUY, A. W. (1975). "Physical aspects of electromagnetic heating of tissue volume". Amer. Coll. Rad. Press, Proc. Int. Symp. Cancer Therapy by Hyperthermia and Radiat., vol. 28-30, pages 179-192, april 1975.
- [21] COSTA, T. C. (1981). "Interação das radiações de microondas com os sistemas biológicos". *Telebrás*, pages 48-63, december 1981.
- [22] TAYLOR, L. S. (1980). "Implantable radiators for cancer therapy by microwave hyperthermia". *Proceedings of the IEEE*, vol. 68, pages 142-149, january 1980.
- [23] CARR, K. L. (1991). "Microwave heating in medicine". *Microwave journal*, pages 26-36, october 1991.
- [24] TREMBLY, B. S. (1985). "The effects of driving frequency and antenna length on power deposition within a microwave antenna array used for hyperthermia". *IEEE Transac. on Biomed. Eng.*, vol. BME-32, pages 152-157, february 1985.
- [25] GUY, A. W. (ed.)(1983). "Non-ionizing radiation, dosimetry and interation". IEEE Press, 1983. Editado por OSEPCHUCK, J. M., Biological effects of electromagnetic radiation, pp. 489-531.
- [26] BALANIS, C. A. (1982). "Antenna theory". Harperl & Row, Publishers, New Yor, 1982. Cap. 1.

- [27] SILVER, S. (1965). *"Microwave antenna theory and design"*. Dover Publications, Inc., New York, 1965. Caps. 4, 5, 6, 9, 12 e 13.
- [28] KRAUS, J. D. (1949). "The helical antenna". *Proceedings of the IRE*, vol. 37, pages 263-272, march 1949.
- [29] LATHI, B. P. (1968). *"Communications systems"*. John Wiley & Sons, Inc., USA, 1968. Cap. 1.
- [30] KRAUS, J. D. & CRAVER, K. R (1978). *"Eletromagnetismo"*. MacGraw-Hill Book Company, Brasil, 1978. Traduzido por DA SILVA, W. F., Guanabara Dois, 2ª edição, Cap. 14.
- [31] KRAUS, J. D. (1948). "Helical beam antennas for wide-band applications". *Proceedings of the IRE*, vol. 36, pages 1236-1242, october 1948.
- [32] GLASSER, O. J. & KRAUS, J. D. (1948). "Measured impedances of helical beam antennas". *Journal of applied Physics*, vol. 19, pages 193-197, february 1948.
- [33] KRAUS, J. D. (1947). "Helical beam antenna". *Electronics*, pages 109-111, april 1947.
- [34] KRAUS, J. D. & WILLIAMSON, J. C. (1948). "Characteristics of helical antennas radiating in axial mode". *Journal of Applied Physics*, vol. 19, pages 87-96, november 1948.
- [35] TICE, T. E. & KRAUS, J. D. (1949). "The influence of conductor size on the properties of helical beam antennas". *Proceedings of the IRE*, vol. 37, page 1296, november 1949.
- [36] NEELAKANTASWAMY, P. S., GUPTA, K. K. & BANERJEE, D. K. (1978). "A compact light-weight gaussian-beam launcher for microwave exposure studies". *IEEE Transactios on MTT*, vol. MTT-26, (9):665-666, september 1978.
- [37] MILLIGAN, T. A (1985). *"Modern antenna design"*. McGraw-Hill Book Company, Inc., USA, 1985. Caps. 1, 2, 3, 6, 7 e 8.

- [38] CORNBLEET, S. (1976). "*Microwave optics : The optics of microwave antenna design*". Academic Press, London, 1976. Caps. 1 e 3.
- [39] LOVE, A. W. (ed.)(1978). "*Reflector antennas*". IEEE Press, Inc., New York, 1978. pp. 2-15.
- [40] HANSEN, R. C. (1964). "*Microwave scanning antennas*". Academic Press, New York, vol. 1 (Apertures), 1964. Caps. 1 e 2.
- [41] ELLIOT, R. S. (1981). "*Antenna theory design*". Prentice-Hall, Inc, New York, 1981. Cap. 10.
- [42] LEE, S. (1975). "Electromagnetic reflector from a conducting surface : Geometrical optics solution". *IEEE T-AP*, vol. AP-23, (2):184-191, march 1975.
- [43] DESCHAMPS, G. A. (1972). "Ray techniques in electromagnetics". *Proceedings of the IEEE*, vol. 60, (9):1022-1035, september 1972.
- [44] COLLIN, R. E. (1969). "*Antenna theory*". MacGraw-Hill Book Company, USA, 1969. Parte 2, Caps. 16 e 17.
- [45] KOUYOUMJIAN, R. C. (1965). "Asymptotic high frequency methods". *Proceedings of the IEEE*, vol. 53, pages 864-876, august 1965.
- [46] PÜSCHNER, H. (1965). "*Heating with microwaves, fundamentals, components and circuit technique*". Philips Technical Library, Netherlands, 1965. Cap. 8.
- [47] [s.d.]. "*Notes on microwave therapy*". Robert Bosch Elektronik GmbH, Berlin, Germany.
- [48] KRUSEN, F. H. (1951). "New microwave diathermy director for heating large regions of the human body". *Archives of Physical Medicine*, pages 695-698, november 1951.
- [49] KRAUS, J. D. (1940). "The corner reflector antenna". *Proceedings of the IRE*, vol. 28, pages 513-51, november 1940.

- [50] FLEMING, W. J. & GALVÃO, B. S. M. C. (1987). *“Projeto de alta frequência e antenas auxiliados por microcomputadores”*. MacGraw-Hill Book Company, São Paulo, 1987. pp. 124-150.