

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

# Análise, Projeto e Concepção de um Elemento Irradiador Quase-isotrópico em 3D

**Edvaldo da Silva Pires**

*Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação dos cursos de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal de Campina Grande como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia Elétrica.*

Área de Conhecimento: Microondas e Eletromagnetismo Aplicados

Orientadores:  
Glauco Fontgalland  
Marcos Antônio Barbosa de Melo

Campina Grande

Edvaldo da Silva Pires, Dezembro de 2006.

UFCG - BIBLIOTECA - CAMPUS I	
570	09-03-07

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

P667a Pires, Edvaldo da Silva  
 2006 Análise, projeto e concepção de um elemento irradiador quase-isotrópico em 3D/ Edvaldo da Silva Pires. — Campina Grande, 2006.  
 88pf. : il.

Referências.

Dissertação (Mestrado em Engenharia elétrica) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Engenharia Elétrica e Informática.

Orientadores: Glauco Fontgalland e Marcos Antônio Barbosa de Melo.


1— Antenas Isotrópicas 2— Sensor de Campo Elétrico 3— Arranjo de Antenas  
 I— Título.

CDU 621.396.67

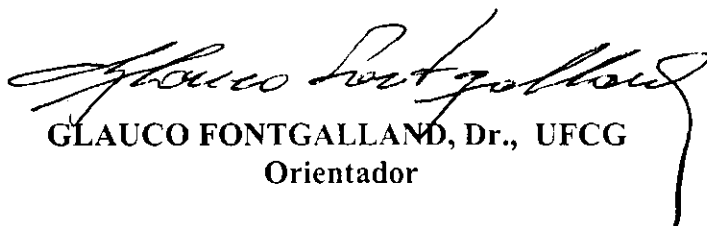
**ANÁLISE, PROJETO E CONCEPÇÃO DE UM ELEMENTO IRRADIADOR QUASE-ISOTRÓPICO EM 3D**

**EDVALDO DA SILVA PIRES**

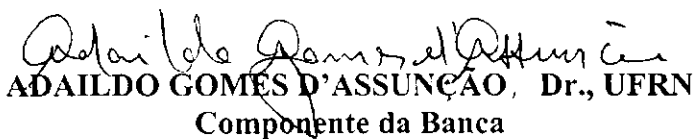
Dissertação Aprovada em 22.12.2006



**MARCOS ANTONIO BARBOSA DE MELO, Dr., UFCG**  
Orientador



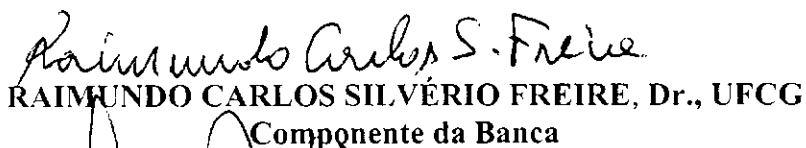
**GLAUCO FONTGALLAND, Dr., UFCG**  
Orientador



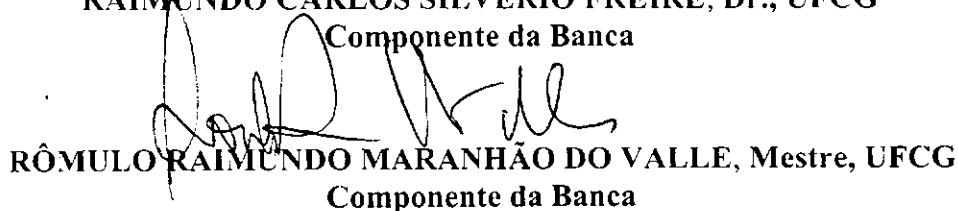
**ADAILDO GOMES D'ASSUNÇÃO, Dr., UFRN**  
Componente da Banca



**JOABSON NOGUEIRA DE CARVALHO, Dr., CEFET-PB**  
Componente da Banca



**RAIMUNDO CARLOS SILVÉRIO FREIRE, Dr., UFCG**  
Componente da Banca



**RÔMULO RAIMUNDO MARANHÃO DO VALLE, Mestre, UFCG**  
Componente da Banca

CAMPINA GRANDE – PB  
Dezembro - 2006

Dedico este trabalho aos meus pais,  
Eleutério e Sebastiana  
e a minha esposa,  
Jocilene.

## Agradecimentos

Agradeço a Deus pela oportunidade da realização deste trabalho.

Agradeço aos professores Glauco Fontgalland, Marcos Antônio Barbosa de Melo e Rômulo Raimundo Maranhão do Valle pelas orientações e confiança depositada.

Agradeço ao Galba (técnico do LEMA) pela orientação nos experimentos.

Agradeço aos meus amigos: Patryckson, Welflen e Crezo pela ajuda para a elaboração deste trabalho e pelos momentos de descontração.

Agradeço ao Prof. Francisco A. F. Tejo pelas sugestões.

Agradeço a Universidade Federal de Campina Grande e a COPELE pela confiança depositada e por ter me concedido a oportunidade de cursar a pós-graduação.

Agradeço ao CNPq pelo suporte financeiro para a realização deste trabalho.

Agradeço a todos aqueles que contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

## Resumo

Este trabalho de dissertação de mestrado constitui-se na análise, projeto e concepção de um irradiador quase – isotrópico. É apresentada a fundamentação teórica necessária para o projeto de antenas de fio, e também alguns parâmetros fundamentais das antenas. A teoria desenvolvida é utilizada no projeto de um dipolo com características isotrópicas. Destacam-se os dipolos Curto e de Hertz, utilizados no desenvolvimento do irradiador quase-isotrópico. Um modelo tridimensional do irradiador é analisado por meio de simulações com um software comercial. Dois modelos de irradiador são abordados. Um com características quase-isotrópicas bidimensionais, denominado de dipolo curvado, e o outro, denominado de dipolo de duplo arco, com características tridimensionais. Constata-se que esse modelo 3D apresenta uma melhor irradiação isotrópica gerando polarizações lineares em todas as direções. Para esse modelo é apresentado o comportamento da distribuição da corrente ao longo do condutor. No modelo analítico do irradiador, a estrutura é aproximada por cinco elementos discretos. Isso facilita a dedução das equações dos campos distantes em cada elemento separadamente. Em seguida é feita a soma vetorial das equações de cada elemento para obtermos o campo total.

Com os resultados satisfatórios obtidos na simulação, uma antena foi construída para operar na frequência de 2,45 GHz. Duas opções para o casamento da antena com a linha de transmissão foram utilizadas. A melhor adaptação ocorre com o *balun tapered* de banda larga, onde outras ressonâncias na presença do *balun* de  $\frac{1}{4} \lambda$  são removidas. Os resultados experimentais para os dois protótipos são apresentados e foram comparados com a aproximação analítica e com a simulação, mostrando boa concordância com a previsão teórica.

# Abstract

This master dissertation work deals the analysis, design and conception of a quasi-isotropic radiator. It is introduced the theoretical formulation needed in the design of wire antennas and some basic parameters. In this part, the theory is used in the dipole design with isotropic characteristics. The short and Hertz dipole are highlight because they are used in the quasi-isotropic radiator development. A three-dimensional radiator model is made by means of commercial software simulations. Two radiators models are analyzed: the first one with bidimensional quasi-isotropic characteristics, named bended dipole, and the other, named double arc dipole, with three-dimensional characteristics. It is evidenced that 3D radiator model presents a better isotropic radiating with linear polarizations in all directions. For this model the behavior of the current distribution throughout the conductor is presented. In the radiator analytical model the structure was divided into five discrete elements. This way facilitates the deduction of the approached analytical equations for the far fields in each element separately. After that it is made the vectorial sum of each element to obtain the total field.

With satisfactory results in the simulation the antenna was built to operate in the frequency of 2.45 GHz. Two options to match the antenna and transmission line are used. The better matching happens with wideband tapered *Balun*, where the multiple resonance in the presence of  $\frac{1}{4} \lambda$  *balun* are removed. The experimental results for two prototype models, compared with the analytical approximation and simulation, are presented and had revealed a good agreement with the theoretical forecast.

# Sumário

1	INTRODUÇÃO .....	1
1.1.	Justificativa.....	4
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	8
2.1.	Parâmetros Fundamentais em Antenas .....	8
2.1.1.	Irradiador Isotrópico.....	9
2.1.2.	Irradiador Omnidirecional.....	11
2.1.3.	Irradiador Direcional.....	12
2.1.4.	Polarização.....	13
2.1.5.	Intensidade da radiação.....	15
2.1.6.	Diretividade .....	16
2.1.7.	Ganho.....	17
2.2.	Teoria do dipolo elétrico .....	19
2.2.1.	Dipolo infinitesimal .....	19
2.2.2	Região de separação .....	23
2.2.3	Dipolo de comprimento finito .....	27
2.2.4.	Dipolo de meia onda.....	30
2.2.5.	Dipolo de onda completa.....	32
2.2.6.	Impedância de entrada do dipolo.....	32
2.3.	Casamento de Impedâncias em Antenas .....	34
2.3.1.	Baluns e transformadores .....	35
3	SIMULAÇÕES COM SOFTWARE COMERCIAL .....	39
3.1.	Modelamento da Antena e Simulações .....	39
3.1.1	Primeiro Modelo – Dipolo curvado.....	39
3.1.1.1	Resultados Simulados para o Dipolo Curvado .....	40



3.1.2 Segundo Modelo - Dipolo de duplo arco .....	42
3.1.2.1 Resultados Simulados para o Dipolo de duplo arco .....	43
4 DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES DE CAMPOS DISTANTES .....	48
4.1. Equações de campos distante da antena dipolo de duplo arco .....	48
4.1.2 Dedução das equações de campos distantes do dipolo de duplo arco .....	49
4.1.2.1 Equações de campos distante do primeiro elemento.....	50
4.1.2.2 Equações de campos distante do segundo elemento .....	53
4.1.2.2.1 Dipolo infinitesimal.....	53
4.1.2.2.2 Região de separação .....	57
4.1.2.2.3 Dipolo de comprimento finito (segundo elemento).....	59
4.1.2.3 Equações de campos distantes do terceiro elemento.....	61
4.1.2.4 Equações de campos distantes do quarto elemento .....	64
4.1.2.5 Equações de campos distantes do quinto elemento.....	66
4.1.2.5.1 Dipolo infinitesimal.....	66
4.1.2.5.2 Dipolo de comprimento finito (quinto elemento) .....	66
4.1.3 Simulação das equações analíticas do dipolo de duplo arco .....	69
5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	72
5.1. Resultados experimentais para o Dipolo Curvado.....	72
5.1.1 Coeficiente de reflexão .....	73
5.1.2 Ganho e diretividade .....	75
5.2. Resultados Experimentais para o Dipolo de Duplo arco .....	75
5.2.1 Coeficiente de reflexão e impedância .....	81
5.2.2 Ganho e diretividade .....	82
6 CONCLUSÃO .....	83
REFERÊNCIAS .....	87

## Lista de Figuras

Figura 1 – Diagrama de 3D do irradiador isotrópico (ISo).....	10
Figura 2 - Diagrama no plano horizontal, distribuição espacial isotrópica.....	11
Figura 3 - Diagrama no plano vertical, distribuição espacial preferencial.....	12
Figura 4 - Exemplo de diagrama de irradiação para antenas diretivas. ....	13
Figura 5 - Distribuição temporal da rotação do vetor campo elétrico.....	14
Figura 6 – Coordenadas para localização do campo elétrico no espaço. ....	15
Figura 7 – Dipolo infinitesimal ao longo do eixo z .....	19
Figura 8 – Orientação das componentes do campo elétrico para um elemento linear em z. ....	20
Figura 9 - Geometria de um dipolo finito .....	24
Figura 10 – Dipolo finito e consideração de raios paralelos na RCD.....	26
Figura 11 - Dipolo de meia onda conectado a uma rede de casamento de impedância.....	30
Figura 12 - Diagrama de irradiação do dipolo de meia onda .....	31
Figura 13 – Forma da distribuição de correntes ao longo do comprimento de uma antena de fio linear .....	33
Figura 14 - Alimentação de uma antena de onda completa.....	34
Figura 15 - Linha coaxial desbalanceada.....	36
Figura 16 – Balun coaxial $\lambda/4$ (1:1) .....	36
Figura 17 - Balun transformador “ <i>Tapered</i> ”(100:1).....	37
Figura 18 - Antena dipolo curvado com dimensões em comprimento de onda ....	40
Figura 19 - Diagramas de irradiação horizontal (XY) e vertical (XZ) respectivamente.....	41
Figura 20 – Coeficiente de reflexão do dipolo curvado.....	41
Figura 21 - Antena de dipolo de duplo arco e suas dimensões em comprimento de onda.....	43
Figura 22 - Diagrama de irradiação no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ ) .....	44
Figura 23 – Diagrama de irradiação no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).....	44
Figura 24 – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ ) .....	45
Figura 25 – Diagrama de irradiação no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ) .....	45
Figura 26 – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 135^\circ$ ) .....	46
Figura 27 – Módulo do coeficiente de reflexão da antena dipolo de duplo arco....	47
Figura 28 – Dipolo de duplo arco dividido em elementos discretos .....	48
Figura 29 – Comparação entre o braço original e o braço com elementos discretos .....	49
Figura 30 – Geometria do dipolo de duplo arco discretizado .....	50
Figura 31 – Forma da corrente em cada elemento.....	51
Figura 32 – Aproximação para campo de distante para o primeiro elemento.....	51
Figura 33 – Dipolo infinitesimal ao longo do eixo dos y.....	54
Figura 34 - Geometria do dipolo finito .....	57
Figura 35 – Dipolo finito e aproximações em campos distantes .....	58
Figura 36 – aproximação de campo de distante do terceiro elemento .....	62
Figura 37 – Diagrama de irradiação no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ ).....	69

Figura 38 – Diagrama de irradiação no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).....	70
Figura 39 – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ ). .....	70
Figura 40 – Diagrama de irradiação no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ).....	70
Figura 41 – Diagrama de irradiação no plano X=Y ( $\phi = 135^\circ$ ).....	71
Figura 42 - Protótipo da antena de duplo arco com balun de quarto de onda.....	72
Figura 43 – Diagramas de irradiação horizontal (XY) .....	73
Figura 44 – Diagramas de irradiação horizontal (XZ) .....	73
Figura 45 – Coeficiente de reflexão medido do dipolo curvado com <i>balun</i> de quarto de onda .....	74
Figura 46 – Coeficiente de reflexão medido do dipolo curvado com balun coaxial “Tapered” .....	74
Figura 47 – Protótipo da antena dipolo de duplo arco .....	75
Figura 48 – Montagem para medição de campo. A distância entre as antenas é de um metro e meio. (a antena de referência, log periódica, está na posição vertical). .....	76
Figura 49 – Montagem para medição de campo (a antena de referência, log periódica, está na posição horizontal).....	Erro! Indicador não definido.
Figura 50 – Diagrama de irradiação medido no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ ).....	77
Figura 51 – Diagrama de irradiação medido no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).....	77
Figura 52 – Diagrama de irradiação medido no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ ).....	78
Figura 53 – Diagrama de irradiação medido no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ).....	78
Figura 54 – Diagrama de irradiação medido no plano X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ).....	78
Figura 55 – Diagrama de irradiação medido no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ ).....	79
Figura 56 – Diagrama de irradiação medido no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).....	79
Figura 57 – Diagrama de irradiação medido no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ ).....	80
Figura 58 – Diagrama de irradiação medido no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ).....	80
Figura 59 – Diagrama de irradiação medido no plano X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ).....	80
Figura 60 – Coeficiente de reflexão medido do dipolo de duplo arco acoplado com balun coaxial “Tapered” .....	81
Figura 61 – Impedância de entrada na carta de Smith da antena dipolo de duplo arco.....	82

## Lista de Símbolos

$A$  - Componente do vetor potencial magnético

$A_x$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $x$

$A_y$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $y$

$A_z$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $z$

$A_r$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $r$

$A_\theta$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $\theta$

$A_\phi$  - Componente do vetor potencial magnético na direção  $\phi$

$\hat{a}_x$  - Componente do vetor unitário na direção  $x$

$\hat{a}_y$  - Componente do vetor unitário na direção  $y$

$\hat{a}_z$  - Componente do vetor unitário na direção  $z$

$\hat{a}_r$  - Componente do vetor unitário na direção  $r$

$\hat{a}_\theta$  - Componente do vetor unitário na direção  $\theta$

$\hat{a}_\phi$  - Componente do vetor unitário na direção  $\phi$

$C$  - Comprimento ao longo da fonte

$c$  - Velocidade da onda

$D$  - Diretividade

$E$  - Vetor campo elétrico

$E_r$  - Componente do vetor campo elétrico na direção  $r$

$E_\theta$  - Componente do vetor campo elétrico na direção  $\theta$

$E_\phi$  - Componente do vetor campo elétrico na direção  $\phi$

$G$  - Ganho relativo à antena isotrópica

**H** - Vetor campo magnético

**H\*** - Conjugado do vetor campo magnético

$H_r$  - Componente do vetor campo magnético na direção  $r$

$H_\theta$  - Componente do vetor campo magnético na direção  $\theta$

$H_\phi$  - Componente do vetor campo magnético na direção  $\phi$

**I** - Corrente ao longo do condutor

$I_0$  - Corrente máxima rms

$I_{in}$  - Corrente de entrada

**X** - Reatância

$k$  - Número de onda

$l$  - Variável que define a dimensão da antena

**P** - Potência total irradiada

**R** - Distância de qualquer ponto na fonte ao ponto de observação

$R_r$  - Resistência de irradiação

$r$  - Raio

$\langle S_r \rangle$  - Componente radial do vetor de Poynting médio

**U** - Intensidade da radiação

$U_0$  - Intensidade da radiação da antena isotrópica

**VSWR** - Coeficiente de onda de tensão estacionária

$x$  - Coordenada retangular

$x'$  - Coordenada retangular para a fonte

$y$  - Coordenada retangular

$y'$  - Coordenada retangular para a fonte

- $Z$  - Impedância
- $Z_{in}$  - Impedância de entrada
- $z$  - Coordenada retangular
- $z'$  - Coordenada retangular de orientação da fonte
- $W_{av}$  - Valor médio no tempo da densidade de potência
- $\varepsilon$  - Permissividade elétrica do material
- $\eta$  - Impedância intrínseca do meio
- $\theta$  - Coordenada do sistema esférico
- $\theta'$  - Coordenada esférica de orientação da fonte
- $\lambda_0$  - Comprimento de onda no espaço livre
- $\mu$  - Permeabilidade magnética do material
- $|\rho_v|$  - Módulo do coeficiente de reflexão
- $\phi$  - Coordenada do sistema esférico
- $\phi'$  - Coordenada esférica de orientação da fonte
- $\omega$  - Frequência angular

## Lista de abreviaturas

BIM	- Método integral
CST	- Computer Simulation Technology
EM	- Onda eletromagnética
FDTD	- Diferenças finitas no domínio do tempo
ISo	- Irradiador isotrópico
ISM	- Industrial, Scientific, and Medical
LEMA	- Laboratório de Eletromagnetismo e Microondas Aplicados
LT	- Linha de transmissão/alimentação
MEF	- Métodos de elementos finitos
MoM	- Métodos dos momentos
RCD	- Regiões (ou zonas) de campos distantes
2D	- Duas dimensões
3D	- Três dimensões

## 1 INTRODUÇÃO

Em engenharia de telecomunicações são muitos os tipos de adventos disponíveis pelas mais variadas tecnologias que se integram cada vez mais para a melhoria do processo de comunicação por ondas eletromagnéticas (EM). Dentre as diversas tecnologias disponibilizadas na forma serviços, produtos e ferramentas de suporte pode-se mencionar: os satélites, a microeletrônica, a mecânica fina, os novos materiais, a informática, a nanotecnologia, os sistemas móveis, etc. Para a realização da comunicação a grandes distâncias, envolvendo desde dimensões geográficas regionais até dimensões continentais, ou para dispormos de uma maior mobilidade física, ou ainda reduzirmos a interferência proveniente da presença de cabos e fios, não dispomos de outro meio que não seja utilizar o espaço livre como meio de transmissão. Por essa razão, percebe-se fortemente que essas tecnologias se integram com objetivo principal de garantir a máxima eficiência da comunicação a partir de um único elemento, o elemento comum e indispensável em comunicação via rádio: a antena.

Para cada sistema de telecomunicação, comunicação, monitoramento, rastreo, medição, localização ou identificação via rádio é indispensável o desenvolvimento de um tipo de antena específica que venha suprir as necessidades e restrições requeridas no projeto, com objetivo de possibilitar, com o melhor desempenho possível, a comunicação entre a fonte (transmissor) e destino (receptor).

A relação entre o diagrama de irradiação e a polarização é um fator importante e torna-se limitante para a escolha de uma antena que atenda às especificações particulares de projeto. A microeletrônica e a informática



permitem dispormos de uma ferramenta bastante útil, e até mesmo indispensável para os engenheiros e pesquisadores, que são os computadores. Esse suporte favorece aos mais diversos métodos numéricos, que até então eram limitados pela capacidade de memória, tempo ou complexidade de cálculos, para resolução de problemas EM envolvendo antenas, em particular em meios abertos. É o caso dos métodos de elementos finitos (FEM), de diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), métodos dos momentos (MoM), método integral (MI). Por outro lado, essa facilidade tecnológica favoreceu ao surgimento de novas estruturas de antenas, propostas na bibliografia especializada, aplicando métodos numéricos e de otimização na solução do problema EM e na validação do modelo por simulação, com um tempo e capacidade de memória bastante reduzido. Contudo, ainda que essas novas estruturas atendam os critérios especificados no projeto, em alguns casos o resultado torna-se impraticável devido a sua complexidade de fabricação, a fragilidade e a sensibilidade. A dificuldade aumenta, evidentemente, quando mais e mais funcionalidades ou generalidades são integradas a antena. Temos o caso das antenas usadas como sensores de campo EM.

Para estimação da potência em um ambiente e medição de níveis EM para monitoramento ou ainda para mapeamento da distribuição de campo elétrico em circuitos e equipamentos, a distribuição espacial do seu diagrama deve apresentar um comportamento não diretivo, uma vez que a fonte de campo EM não possui uma localização definida, podendo ser encontrada em qualquer posição em torno do espaço da antena.

A solução teórica para esse tipo de problema é a utilização do irradiador isotrópico (ISo), que possui polarização linear (vertical, horizontal e

oblíqua), ganho, eficiência e razão axial constantes em todas as direções. Além de apresentar dimensões reduzidas, é idealizada como uma única antena com impedância de entrada adaptada a linha de transmissão/alimentação (LT).

O ISo é considerado um modelo ideal (teórico) bastante utilizado, inclusive como referência nos cálculos de engenharia de antenas, devido a sua simplicidade. Os ganhos das antenas comercialmente vendidas para medição, calibração e transmissão, como por exemplo, as utilizadas nos padrões IEEE 802.11 para comunicações a curtas e médias distâncias, são geralmente referenciadas ao ISo. No entanto, a realização prática de uma antena linear apresentando todas essas características do ISo é impraticável.

Uma solução para esse tipo de problema, e proposto neste trabalho, é o desenvolvimento de uma antena que irradie campo EM em várias direções, em particular nos três planos dos eixos coordenados, com as três polarizações mencionadas e um sistema de casamento de impedância com a LT incorporado a mesma. Ou seja, uma antena que apresente as características muito próximas de um ISo ideal.

Enquanto na teoria esse modelo é considerado inconcebível, estudos nessa área mostram que é possível construir uma estrutura que apresente um comportamento de irradiação próximo ao da antena isotrópica (MATZNER; MILGROM; SHTRIKMAN, 1995) e (DESCH; DYSON; MAST, 1969). Alguns desses trabalhos, no entanto, utilizam mais de um elemento irradiador para compor a antena e atingir seus objetivos (BROWN, 1936). A penalidade nessa estrutura é o aumento no volume total da geometria para compor a antena (“ISo”) e, portanto,

descaracterizando-a como isotrópica no sentido real da palavra, uma vez que agora temos um arranjo de elementos.

Neste trabalho de dissertação, propomos apresentar os resultados simulados, medidos e programados, a partir da formulação teórica utilizada, para o diagrama de irradiação, ganho, casamento de impedância, coeficiente de reflexão e alguns outros parâmetros característicos da antena, assim como a estrutura construída para a antena quase-isotrópica 3D.

### 1.1. Justificativa

O estudo do irradiador isotrópico é justificado principalmente em sistemas que empregam antenas multidirecionais para satélites, sensores, veículos espaciais e radares (GALINDO; GREEN, 1966). Um ISo irradia e recebe energia uniformemente em todas as direções. O diagrama de irradiação do ISo ideal apresenta espacialmente o formato de superfícies esféricas concêntricas sendo a fonte localizada na origem dos campos, que para uma análise quase-óptica estaria centrada na origem dos raios. Publicada em várias bibliografias esse tipo de antena não pode ser construída, devido sua própria definição, porém é extremamente empregada como referência teórica para comparação com outros tipos de antenas e desenvolvimento de sistemas mais complexos como os arranjos (MATHIS, 1951), (MATHIS, 1954) e (SCHANTZ; HANS, 2005).

Para se obter uma irradiação espacial isotrópica é necessário que a intensidade do campo EM, em particular do campo elétrico, seja projetada em toda a superfície da casca esférica concêntrica imaginária ao redor da antena, e

apresente intensidade constante a uma distância fixa da fonte. Contudo, os campos EM em regiões (ou zonas) de campos distantes (RCD) de uma antena, para um meio linear, homogêneo e sem perdas (espaço livre), podem ser aproximados como ondas planas, com suas componentes de campos transversais a direção de propagação. Essas componentes são consideradas como sendo ortogonais somente no infinito. Conseqüentemente, o vetor campo elétrico de amplitude constante não pode ser tangente em toda superfície esférica que envolve a antena. Sendo assim, o campo elétrico transversal não pode ter a mesma amplitude em todas as direções, e a irradiação não pode ser considerada isotrópica, se a fonte é linearmente polarizada sobre toda superfície que a envolve (MATHIS, 1951) e (SCHANTZ; HANS, 2005).

Contudo, considerando uma região espacial em 2D, onde os campos estariam em um plano, as ondas EM podem apresentar dois estados independentes de polarização. A polarização elíptica representa o caso geral de todas as polarizações possíveis e a esfera de Poincaré a representação tridimensional do comportamento espacial dos campos provenientes de uma fonte de campos EM. Dessa forma, enquanto a fonte irradiar um campo elétrico transversal com uma simples componente polarizada linearmente, essa componente não apresentará uma distribuição espacial uniforme sobre a casca esférica concêntrica a antena na RCD. No entanto, uma vez que a definição faz restrição ao fato de que devemos ter uma distribuição uniforme de campo na superfície da casca esférica para que o irradiador seja isotrópico, ela não desconsidera a possibilidade deste campo ser o campo total. O caráter vetorial dos campos EM e a linearidade das equações de Maxwell, nos permite aplicar o

teorema da superposição aos campos vetoriais envolvidos. Portanto, é possível o fato de produzirmos uma antena em que a soma dos quadrados dos campos elétricos por ela gerados com duas polarizações distintas seja uniforme (BALANIS, 1997).

Com base nas considerações acima, desenvolvemos e concebemos uma estrutura com características de um ISo, ou seja uma antena quase-isotrópica, a partir de simulações e do estudo teórico da distribuição espacial do campo elétrico proveniente de antenas de fio. A antena foi construída para operar na frequência de 2,45 GHz, devido às facilidades encontradas para as simulações e medições no laboratório e por ser uma das frequências de uso em aplicação industrial, científica e médica (ISM – *Industrial, Scientific, and Medical*) (STUCHLY; STUCHLY, 1983). As medições foram realizadas no Laboratório de Eletromagnetismo e Microondas Aplicados (LEMA), localizado na Unidade Acadêmica de Engenharia Elétrica (UAEE) da Universidade Federal de Campina Grande (UFCG).

A estrutura deste trabalho está dividida em seis capítulos descritos a seguir:

O primeiro capítulo intitulado introdução, aqui apresentado, descreve a introdução, justificativa, motivação e a estruturação do texto desta dissertação.

No capítulo 2 é apresentado um embasamento teórico matemático sobre alguns parâmetros fundamentais das antenas, como diretividade, ganho relativo, polarização, diagrama de irradiação e os circuitos de casamento de impedância. São apresentadas também algumas características do dipolo de meia onda e do dipolo de onda completa.

No capítulo três apresentamos as simulações realizadas com o uso do software comercial CST, bem como os modelos das antenas simuladas. Descrevemos o método de simulação do CST para este caso, os parâmetros e curvas além de discutir suas limitações.

O capítulo quatro descreve a formulação teórica utilizada no desenvolvimento das equações de campos distantes, a aproximação feita, a distribuição da corrente ao longo do condutor da antena.

O capítulo cinco apresenta os resultados medidos, os métodos de medição, os modelos desenvolvidos, a comparação dos resultados medidos, simulados e programados. São apresentados também os resultados na utilização dos casadores de impedância.

No capítulo seis apresentamos a conclusão, as perspectivas e propostas para trabalhos futuros.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1. Parâmetros Fundamentais em Antenas

A depender do ponto de vista do projetista, uma antena pode ser considerada como: uma caixa preta que recebe o sinal de informação e o retransmite para outro ponto; um transdutor de energia guiada em energia não guiada; um transformador de impedância da LT para a impedância do espaço livre; ou um irradiador de campos EM onde sua geometria está relacionada a distribuição da quantidade de densidade de corrente que por ela passa (SCHANTZ; HANS, 2005).

Portanto, para uma análise usando a teoria EM, a antena pode ser considerada como um elemento de geometria física definida, que comportará uma densidade de corrente variável no tempo. Os campos gerados por essa distribuição de corrente são determinados com o auxílio das equações de Maxwell (solução da equação de onda de Helmholtz). Assim, sem nos abstermos dos cálculos teóricos, a antena pode ser vista como um meio que irradia ou recebe ondas eletromagnéticas (EM) (IEEE, 1969), ou seja, um dispositivo que converte um sinal elétrico conduzido pela linha de transmissão (LT) em uma onda EM que é irradiada para o espaço. Neste trabalho, estamos considerando as antenas como elementos passivos e bidirecionais capazes de captar e transmitir ondas EM. Para fins de simplificação, será usado indistintamente o termo antena ou irradiador para identificar esse elemento passivo que transmite e recebe sinais EM.

Os diversos parâmetros utilizados no projeto de uma antena fazem com que existam vários tipos de antenas com aplicações das mais diversas possíveis, para uso em sistemas de transmissão e recepção. Ainda que as múltiplas

variáveis nas equações de projeto possam ser parametrizadas em termos de comprimento elétrico da frequência de trabalho as antenas, basicamente, podem ser avaliadas de acordo com o comportamento da distribuição espacial da energia por ela fornecida, ou seja, de irradiação da radiação EM, definido aqui como **diagrama de irradiação**. O diagrama de irradiação é descrito por uma função matemática ou uma representação gráfica, normalmente em coordenadas esféricas, das propriedades de irradiação da antena. Em várias aplicações o diagrama de irradiação da antena é determinado na região de campos distantes (RCD), como é o caso da cobertura de setores em telefonia, rastreamento e enlace de rádio. Embora possamos determinar o diagrama de irradiação na RCD a partir do cálculo do campo ou da distribuição da densidade de corrente tangenciais a superfície da antena, com o auxílio da transformada de Fourier, nos restringiremos à análise e medição dos campos na RCD.

Dessa forma, as antenas são classificadas conforme sua capacidade de distribuição da energia, nos três planos ortogonais, como:

- Isotrópicas
- Omnidirecionais
- Diretivas

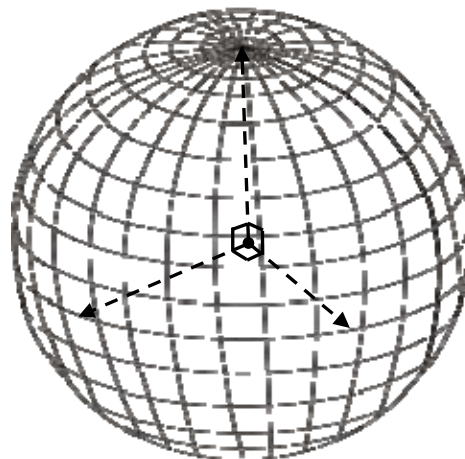
### 2.1.1. Irradiador Isotrópico

Um irradiador isotrópico (ISo) é uma estrutura que tem como característica a capacidade de irradiar igualmente em todas as direções. É frequentemente utilizado como referência para expressar as propriedades diretivas de outras antenas.



A definição teórica de um ISo é a de uma fonte pontual de ondas EM que apresenta a mesma amplitude ou propriedades quando medida em qualquer direção (3D), apresentando, portanto, características omnidirecionais em todos os planos. Essa fonte de campos deve irradiar uniformemente em todas as direções sobre esferas concêntricas, sendo considerada o irradiador de referência para outros tipos de fontes. O ISo obedece a Lei de emissão de Lambert ou Lei dos cossenos de Lambert, na qual a potência total irradiada é diretamente proporcional ao cosseno do ângulo,  $\theta$ , entre o vetor na direção da posição do observador e o vetor unitário normal à superfície da esfera [22]. Uma importante consequência dessa Lei é o fato de que um elemento de área sobre a superfície da esfera de irradiação apresenta a mesma iluminação quando visto de qualquer ângulo num ponto  $\mathbf{P}$  distante da fonte.

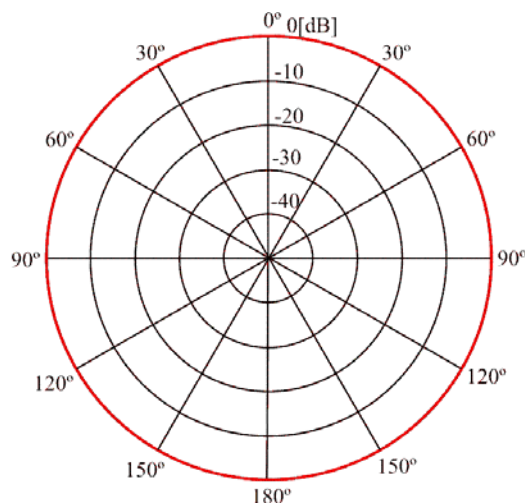
O diagrama de irradiação do ISo é semelhante ao de uma casca esférica com seu centro na fonte de ondas EM (Fig. 1).



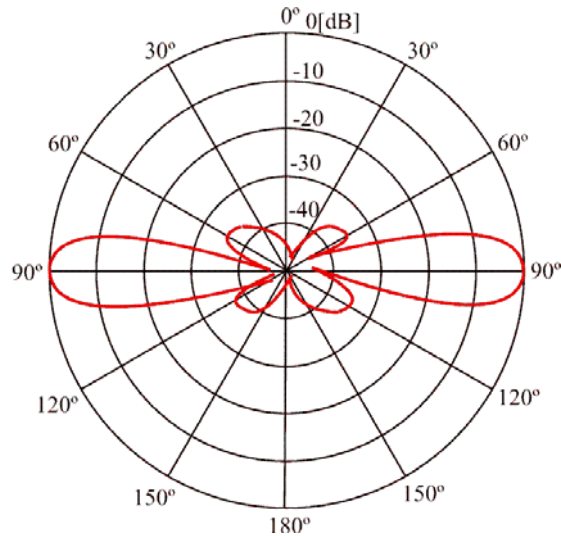
**Figura 1** – Diagrama de 3D do irradiador isotrópico (ISo).

### 2.1.2. Irradiador Omnidirecional

O irradiador Omnidirecional é uma antena que apresenta em um dos três planos dos eixos coordenados, um diagrama de irradiação não-direcional, ou seja, sem preferência de irradiação e nos outros dois planos ortogonais uma direção preferencial de irradiação. Para aplicações com grandes ângulos de abertura essa antena apresenta boa facilidade de uso pelo fato da mesma não precisar ser direcionada, o que facilita sua instalação. A título de exemplo, o diagrama de irradiação, no plano horizontal, apresenta a mesma distribuição espacial dos campos encontrada para as antenas isotrópicas (Fig. 2). Porém, num plano ortogonal ao plano horizontal, plano vertical, a distribuição espacial do campo se encontra localizada em setores preferenciais, não apresentando uma irradiação uniforme em todas as direções desse plano vertical, como podemos ver na Fig. 3.



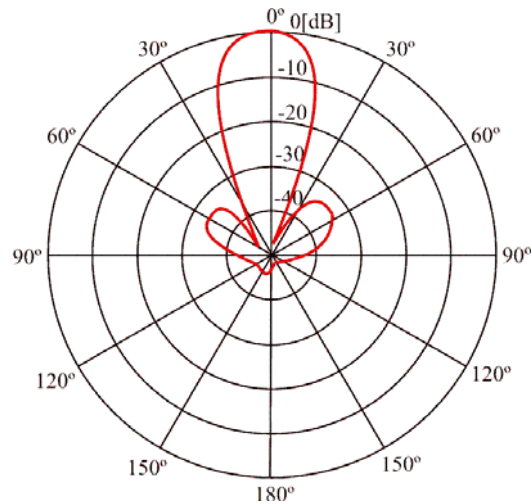
**Figura 2** - Diagrama no plano horizontal, distribuição espacial isotrópica.



**Figura 3** - Diagrama no plano vertical, distribuição espacial preferencial.

### 2.1.3. Irradiador Direcional

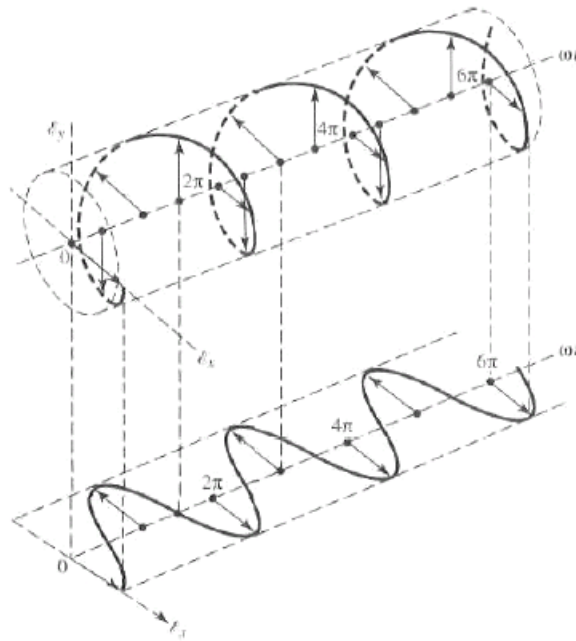
O irradiador direcional não apresenta, em qualquer dos planos ortogonais, uma distribuição espacial uniforme de campo de todas as direções, como no caso do ISo. Essa antena pode apresentar uma ou várias direções preferenciais de irradiação, garantindo uma capacidade de irradiar ou receber ondas EM com mais eficiência em uma direção do que em outra, ou seja, concentra a energia de irradiação numa direção específica ou direções específicas (Fig. 4). Nesta figura temos o comportamento do diagrama em apenas um dos planos ortogonais, bastando fazer uma rotação em torno do seu eixo para obtermos a distribuição tridimensional. Antenas com essas características para o diagrama de irradiação são utilizadas, principalmente, em enlaces ponto a ponto e na eliminação de interferências provenientes de direções bem definidas.



**Figura 4** - Exemplo de diagrama de irradiação para antenas diretivas.

#### 2.1.4. Polarização

A polarização de uma antena é comumente referida ao comportamento temporal do campo elétrico onde, por convenção, tomamos a extremidade do vetor campo elétrico para indicar o seu sentido e direção. Dessa forma a polarização da onda EM transmitida ou recebida, e definida como a trajetória da amplitude descrita pelo vetor ao longo do tempo para uma posição fixa no espaço. Esse comportamento pode, também, ser observado ao longo da direção de propagação para um instante de tempo fixo. Na Fig. 5 temos a representação do traçado típico da polarização para um campo harmônico, incluindo sua projeção num plano, para o caso de uma onda polarizada circularmente para a direita.



**Figura 5** - Distribuição temporal da rotação do vetor campo elétrico.

A polarização pode ser classificada em três tipos independentes segundo a definição acima, como: linear, circular ou elíptica.

Se o vetor que representa o campo elétrico num ponto do espaço como função do tempo apresenta sua variação sempre ao longo de uma linha reta, que é normal à direção de propagação, o campo é dito polarizado linearmente.

Para o caso em que o vetor do campo elétrico apresentar sempre a mesma amplitude e quando observado ao longo do eixo de propagação ele descrever uma trajetória circular, o campo é dito polarizado circularmente.

E por último, se o vetor campo elétrico variar a sua amplitude e quando for observado o seu comportamento ao longo do eixo de propagação ele descrever uma trajetória elíptica, o campo é dito polarizado elipticamente.

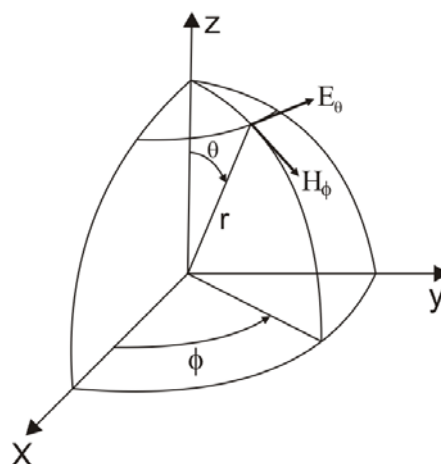
Para as polarizações circular e elíptica podemos, em particular, identificar o sentido de rotação do vetor campo elétrico. De forma prática podemos utilizar o artifício da regra da mão direita e esquerda. Apontando o dedo

polegar da mão direita na direção de propagação da onda EM enquanto que os demais dedos apontam na mesma direção de movimentação do campo elétrico, a onda é definida como tendo polarização para à direita. A onda terá polarização para à esquerda quando o procedimento acima descrito for realizado pelo polegar e demais dedos da mão esquerda.

As polarizações linear (vertical, horizontal ou oblíqua) e circular (para à esquerda ou para à direita) são casos particulares da polarização elíptica (para à esquerda ou para à direita) (BALANIS, 1997) e (KONG, 2000).

### 2.1.5. Intensidade da radiação

Uma propriedade importante das antenas é a sua característica direcional que relaciona às potências irradiadas nas diferentes direções. A densidade de potência através de uma superfície, irradiada nas direções  $\theta$  e  $\phi$  (Fig. 6), é chamada de intensidade da radiação  $U$ . A intensidade da radiação é definida como o fluxo de potência que atravessa uma superfície esférica qualquer envolvendo a fonte a uma distância  $r$  fixa.



**Figura 6** – Coordenadas para localização do campo elétrico no espaço.

$$U(\theta, \phi) = \frac{1}{2} r^2 \operatorname{Re}[(\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \hat{\mathbf{a}}_r] = \langle S_r \rangle r^2 \quad (2.1)$$

A intensidade da radiação é, portanto, a potência irradiada numa dada direção por unidade de ângulo sólido, em watts por radiano ao quadrado (esteroradiano), e independente da distância  $r$ .

A potência total irradiada por uma antena é obtida pela contribuição total do fluxo EM em todas as direções através da casca esférica que envolve a fonte (antena), escrita matematicamente da seguinte forma;

$$P_{irr} = \oint_S U(\theta, \phi) d\Omega \quad (2.2)$$

Onde o elemento diferencial  $d\Omega$  do ângulo sólido é definido como:  $\sin(\theta)d\theta d\phi$ .

A intensidade da radiação para o ISO é constante em todas as direções do espaço. Portanto, da equação (2.1), podemos calcular a intensidade da radiação média constante  $U_o$  do ISO a partir da equação (2.3).

$$U_o = \frac{P_{irr}}{4\pi} \quad (2.3)$$

### 2.1.6. Diretividade

A diretividade  $D(\theta, \phi)$  de uma antena é definida como a razão entre a intensidade da radiação  $U(\theta, \phi)$  em uma dada direção e a intensidade da radiação média  $U_o$  (esse é o caso da intensidade da irradiação de uma antena isotrópica onde  $U = U_o$ ) considerando todas as direções.

$$D(\theta, \phi) = \frac{U(\theta, \phi)}{U_o} \quad (2.4)$$

Para uma antena com componentes de polarização ortogonal, definimos a diretividade parcial numa dada polarização como a parte da intensidade da irradiação correspondente a uma determinada polarização dividida pela intensidade da irradiação média total sobre todas as direções. Para um sistema em coordenadas esféricas, a diretividade máxima total  $D_0$  para as componentes ortogonais  $\theta$  e  $\phi$  de uma antena é escrita através da soma das duas diretividades parciais;

$$D(\theta, \phi)_0 = D(\theta, \phi)_\theta + D(\theta, \phi)_\phi \quad (2.5)$$

Onde as expressões para as diretividades parciais são:

$$D(\theta, \phi)_\phi = \frac{4\pi U_\phi}{P_\theta + P_\phi} \quad (2.6a)$$

$$D(\theta, \phi)_\theta = \frac{4\pi U_\theta}{P_\theta + P_\phi} \quad (2.6b)$$

### 2.1.7. Ganho

Como visto na seção anterior a diretividade é definida somente a partir da intensidade da radiação. Para quantificar quão eficiente a antena transforma a potência disponível nos seus terminais de entrada em potência irradiada, considerando ainda suas características diretivas, definimos o parâmetro ganho de potência  $G$ . O ganho é outra característica de grande importância em antenas. O ganho absoluto de uma antena é proporcional a relação entre a intensidade da radiação, em uma dada direção, e a potência líquida nos terminais de entrada da antena, desconsiderados os descasamentos de impedância e de polarização:



$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{\text{in}}} \quad (2.7)$$

O ganho de potência reflete o fato das antenas reais não se comportarem como as antenas idéias devido ao fato de que parte da potência de entrada ser perdida (absorvida na antena ou nas estruturas vizinhas). Para antenas com eficiência de transmissão de 100% a característica de diretividade expressa também o seu ganho de potência para uma dada direção.

Embora o ganho esteja relacionado com a diretividade, ela é uma medida que considera a eficiência da antena, assim como sua capacidade direcional. Em muitos casos é comum empregar o ganho relativo, que é a razão entre o ganho de potência em uma determinada direção e o ganho de potência de uma antena de referência correspondente, com a mesma potência. As antenas comumente usadas com referência são o dipolo, a corneta ou qualquer outra antena onde o ganho possa ser calculado ou conhecido. Em muitos casos toma-se como referência a antena isotrópica (ISo). Neste caso, o ganho é expresso em dBi.

$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{U(\theta, \phi)}{P_{\text{in}} \text{ (fonte isotrópica de baixa perda)}} \quad (2.8)$$

O ganho leva em consideração as perdas na antena, estando relacionado à antena de referência. Quando a referência for o ISo indica-se o ganho por  $G_0$ , quando for o dipolo de meia onda por  $G_{\lambda/2}$ . O ganho expresso em decibéis é calculado por:

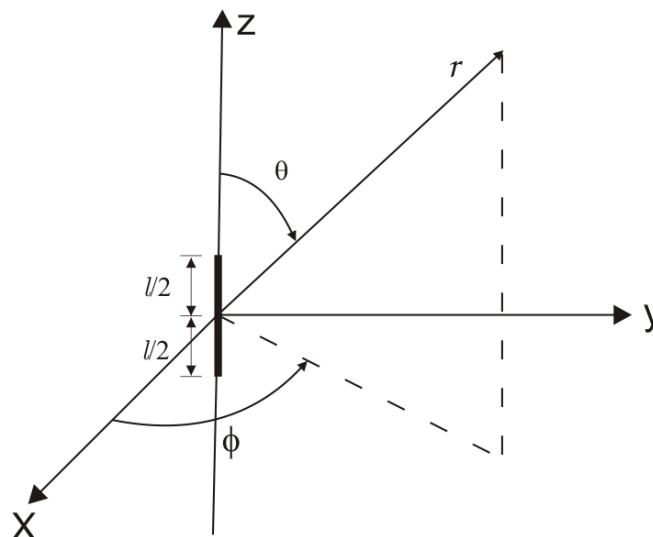
$$G(\text{dB}) = 10 \log_{10} G \quad (2.9)$$

## 2.2. Teoria do dipolo elétrico

### 2.2.1. Dipolo infinitesimal

Um par de condutores lineares curtos cujas dimensões são muito menores do que o comprimento de onda de ressonância ( $l \ll \lambda$ ) é classificado como uma antena eletricamente pequena. Essa antena eletricamente pequena é chamada de dipolo infinitesimal ou de Hertz. Enquanto que as antenas com dimensões ditas curtas ( $\lambda/50 < l < \lambda/10$ ) são freqüentemente chamadas de dipolo curto. O teorema da superposição e a linearidade das equações de Maxwell nos permitem considerar que qualquer antena linear possa ser formada por um grande número de dipolos infinitesimais conectados em série. Passaremos, a seguir, a examinar as propriedades de irradiação desses dipolos infinitesimais.

Tomemos um dipolo infinitesimal, onde  $l \ll \lambda$ , posicionado na origem de um sistema de coordenadas retangulares e orientado ao longo do eixo  $z$ , como apresentado na Fig. 7.



**Figura 7** – Dipolo infinitesimal ao longo do eixo  $z$

Assume-se que, devido as pequenas dimensões da antena, a corrente na direção  $z$  é constante e dada por:

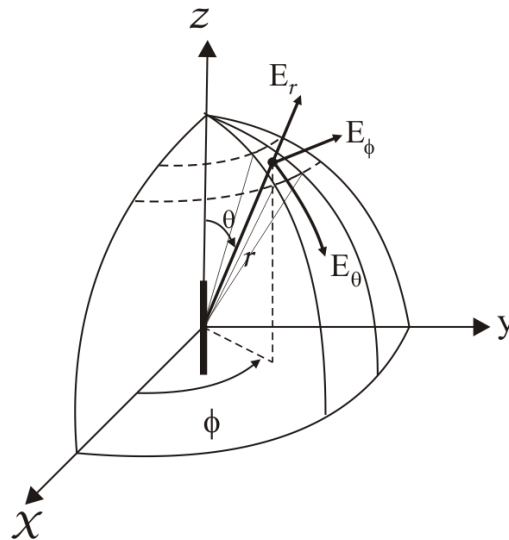
$$\mathbf{I}(z') = \hat{\mathbf{a}}_z I_0 \quad (2.10)$$

onde  $I_0 = \text{constante}$ .

Para encontrar os campos irradiados pelo elemento de corrente utilizaremos o método dos potenciais auxiliares. Para isso determinamos primeiro o vetor potencial magnético ( $\mathbf{A}$ ) e depois encontraremos os campos elétrico ( $\mathbf{E}$ ) e magnético ( $\mathbf{H}$ ), pela relação existente entre eles. Para encontrar  $\mathbf{A}$  nós escrevemos;

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_C \mathbf{I}_e(x', y', z') \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (2.11)$$

onde  $(x, y, z)$  representa as coordenadas do ponto de observação,  $(x', y', z')$  as coordenadas da fonte,  $R$  é a distância de qualquer ponto na fonte ao ponto de observação e  $C$  é o comprimento ao longo do eixo  $z$  da fonte.



**Figura 8** – Orientação das componentes do campo elétrico para um elemento linear em  $z$ .

Para a geometria do problema apresentado na Fig. 8, temos as seguintes equações:

$$\mathbf{I}_e(x', y', z') = \hat{\mathbf{a}}_z I_0 \quad (2.12)$$

$$x' = y' = z' = 0 \text{ (dipolo infinitesimal)} \quad (2.13)$$

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = r = \text{constante} \quad (2.14)$$

$$dl' = dz' \quad (2.15)$$

Dessa forma podemos escrever (2.11) como:

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \hat{\mathbf{a}}_z \frac{\mu I_0}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{-l/2}^{l/2} dz' = \hat{\mathbf{a}}_z \frac{\mu I_0 l}{4\pi r} e^{-jkr} \quad (2.16)$$

O próximo passo será encontrar o vetor campo magnético,  $\mathbf{H}_A$ , em termos do vetor potencial. Para isso devemos transformar a equação (2.16) em coordenadas retangulares para coordenadas esféricas. A transformação pode ser obtida simplesmente a partir da matriz a seguir:

$$\begin{bmatrix} A_r \\ A_\theta \\ A_\phi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin\theta \cos\phi & \sin\theta \sin\phi & \cos\theta \\ \cos\theta \cos\phi & \cos\theta \sin\phi & \sin\theta \\ -\sin\phi & \cos\phi & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \\ A_z \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Para o problema em questão, as componentes do vetor potencial nas direções  $x$  e  $y$  são nulas,  $A_x = A_y = 0$ . Então, com o uso de (2.16) a equação (2.17) conduz a:

$$A_r = A_z \cos\theta = \frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos\theta \quad (2.18a)$$

$$A_\theta = -A_z \sin\theta = -\frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \quad (2.18b)$$

$$A_\phi = 0 \quad (2.18c)$$

Para encontrarmos o campo magnético utilizamos a característica solenoidal do fluxo magnético  $\mathbf{B}$ . Assim, podemos escrever:

$$\mathbf{H}_A = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \quad (2.19)$$

Expandindo a expressão do rotacional em coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{A} = & \frac{\hat{a}_r}{r \sin \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\phi \sin \theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right] + \frac{\hat{a}_\theta}{r} \left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial (r A_\phi)}{\partial r} \right] \\ & + \frac{\hat{a}_\phi}{r} \left[ \frac{\partial (r A_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (2.20)$$

Das condições em (2.18) em (2.20) temos:

$$\mathbf{H} = \frac{\hat{a}_\phi}{\mu r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \quad (2.21)$$

Efetuada as substituições devidas em (2.21) temos:

$$\begin{aligned} H_r = H_\theta = 0 \\ H_\phi = j \frac{k I_0 l \sin \theta}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \end{aligned} \quad (2.22)$$

Para determinarmos o campo elétrico recorreremos a Lei de Ampère para um meio sem fontes.

$$\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \mathbf{H} \quad (2.23)$$

Fazendo a substituição das componentes do campo magnético, (2.22), em (2.23) temos:

$$\begin{aligned} E_r = \eta \frac{I_0 l \cos \theta}{2\pi r^2} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \\ E_\theta = j\eta \frac{k I_0 l \sin \theta}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \\ E_\phi = 0 \end{aligned} \quad (2.24)$$

As expressões para as componentes espectrais dos campos elétrico e magnético, dadas pelas equações (2.22) e (2.24), nos permite explorar o comportamento desses campos em três regiões distintas, a saber: região de campos próximos ( $kr \ll 1$ ), campos intermediários ( $kr > 1$ ) e campos distantes

( $kr \gg 1$ ). Neste trabalho restringiremos a análise na região de campos distantes (RCD). Sendo assim, quando  $kr \gg 1$ , os termos das equações (2.24), onde  $r$  está elevado ao quadrado se tornarão muito pequenos podendo ser desprezados. Dessa forma as equações podem ser simplificadas e aproximadas por:

$$E_{\theta} = j\eta \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \quad (2.25.a)$$

$$E_r = E_{\phi} = H_r = H_{\theta} = 0 \quad (2.25.b)$$

$$H_{\phi} = j \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \quad (2.25.c)$$

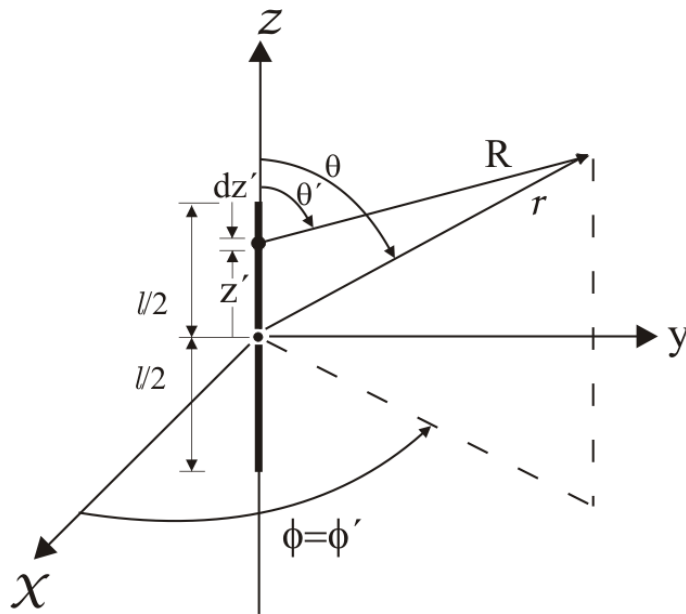
### 2.2.2 Região de separação

Para diminuir a dificuldade na resolução das equações para uma antena dipolo de qualquer comprimento e distribuição de corrente senoidal, algumas aproximações podem ser feitas, especialmente na RCD (ou região de Fraunhofer), de grande interesse prático. As mesmas aproximações usadas para simplificar a formulação dos campos irradiados por um dipolo finito podem também serem usadas para formular os campos irradiados por muitas antenas práticas.

As dificuldades em se obter soluções das equações que sejam validas em qualquer lugar no entorno da antena para qualquer antena prática, provem da limitação matemática na solução da integração em (2.26).

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_C \mathbf{I}_e(x', y', z') \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (2.26)$$

Para um dipolo finito, com distribuição de corrente senoidal, a equação (2.26) pode ser reduzida para uma forma que é válida para qualquer região. Tomemos um dipolo muito fino, de comprimento finito  $l$ , simetricamente posicionado na origem do sistema de coordenadas, com seu comprimento orientado ao longo do eixo  $z$ , como apresentado na Fig. 9.



**Figura 9** - Geometria de um dipolo finito

O fio é considerado muito fino ( $x' = y' = 0$ ). Então nós podemos escrever a equação (2.14) como:

$$R = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z')^2} \quad (2.27)$$

Expandindo a equação (2.27), podemos escrever:

$$R = \sqrt{(x^2 + y^2 + z^2) + (-2zz' + z'^2)} = \sqrt{r^2 + (-2rz' \cos \theta + z'^2)} \quad (2.28)$$

Onde

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (2.29)$$

$$z = r \cos \theta \quad (2.30)$$

Usando a expansão binomial para a equação (2.28) numa série, temos:

$$R = r - z' \cos \theta + \frac{1}{r} \left( \frac{z'^2}{2} \sin^2 \theta \right) + \frac{1}{r^2} \left( \frac{z'^3}{2} \cos \theta \sin^2 \theta \right) + \dots \quad (2.30)$$

Os termos de ordem mais alta se tornam menos significativos, desde que  $r \gg z'$ . A simplificação mais conveniente da equação (2.30) considerando sua dependência angular com  $\theta$ , é a aproximação dos dois primeiros termos:

$$R = r - z' \cos \theta \quad (2.31)$$

O termo rejeitado mais significante da equação (2.30) é o terceiro termo onde o valor máximo é:

$$\frac{1}{r} \left( \frac{z'^2}{2} \sin^2 \theta \right)_{\max} = \frac{z'^2}{2r} \quad (2.32)$$

para  $\theta = \pi/2$ .

Quando a equação (2.32) atingir o valor máximo o quarto termo da equação (2.30) desaparecerá, pois  $\theta = \pi/2$ . Aproximando (2.30) por (2.31) encontramos um erro máximo dado por (2.32). Através de muitas investigações de exemplos em antenas práticas, foi observado que para  $l > \lambda$ , o erro de fase máximo de  $\pi/8$  rad (22.5°) não é muito prejudicial na sua formulação analítica e em particular para o modelo que nos propomos utilizar. Usando essa condição como critério pode-se escrever, usando a equação (2.32), que o erro de fase máximo será:

$$\frac{k(z')^2}{2r} \leq \frac{\pi}{8} \quad (2.33)$$

Para  $-l/2 \leq z' \leq l/2$  reduz-se a

$$r \geq 2 \left( \frac{l^2}{\lambda} \right) \quad (2.34)$$

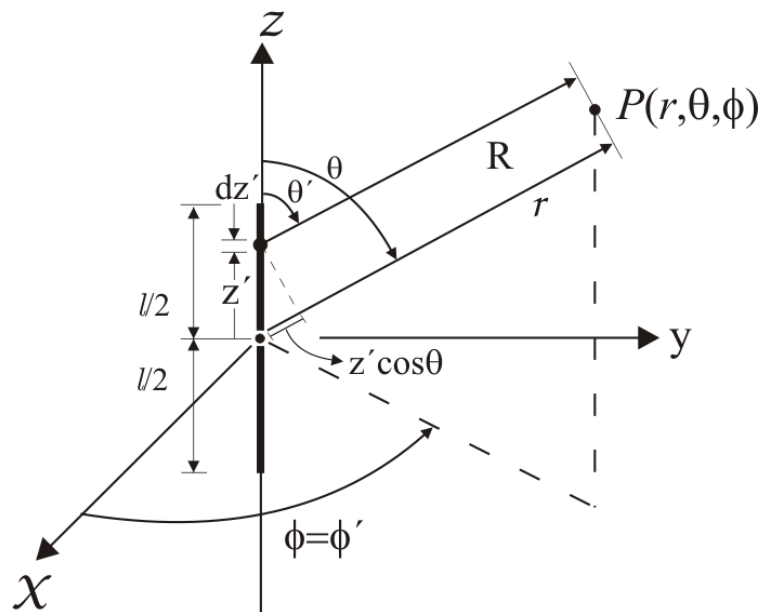


Da equação (2.32) temos simplesmente que o erro máximo de fase de uma antena se mantém igual ou menor a  $\pi/8 \text{ rad}$  ( $22.5^\circ$ ), que a distância do ponto de observação  $r$  deve ser maior ou igual a  $2l^2/\lambda$ , onde  $l$  é a maior dimensão física da estrutura da antena. A simplificação apresentada acima para a RCD é utilizada para o valor de  $R$  na exponencial ( $e^{-jkR}$ ), substituindo a equação (2.27) por (2.31), e o valor de  $R$  no denominador de (2.26) por  $R \cong r$ . Essas simplificações são denominadas como aproximações para campos distantes.

$$R \cong r - z' \cos \theta \quad \text{para condições de fase} \quad (2.35)$$

$$R \cong r \quad \text{para condições de amplitude} \quad (2.36)$$

A equação (2.36) é válida desde que  $r$  satisfaça a equação (2.34). Para  $R \cong r - z' \cos \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo medido a partir do eixo  $z$ , os vetores radiais  $R$  e  $r$  devem ser paralelos entre si, como indicado na Fig.10.



**Figura 10** – Dipolo finito e consideração de raios paralelos na RCD

Para qualquer outra antena, onde a máxima dimensão é  $D$ , as aproximações nas equações (2.35) e (2.36) também são válidas desde que os pontos de observação sejam tomados a uma distância  $r \geq 2D^2 / \lambda$ .

### 2.2.3 Dipolo de comprimento finito

As técnicas desenvolvidas anteriormente serão utilizadas para a análise das características de irradiação de um dipolo linear de qualquer comprimento. Para reduzir as complexidades matemáticas, assumiremos que o dipolo tem um diâmetro desprezível, ou seja, idealmente zero. Para um dipolo muito fino, a corrente de distribuição pode ser escrita, com uma boa aproximação, da seguinte forma:

$$I_e(x'=0, y'=0, z') = \begin{cases} \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} - z' \right) \right], & 0 \leq z' \leq l/2 \\ \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} + z' \right) \right] & -l/2 \leq z' \leq 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

Para essa distribuição assume-se que a antena é alimentada pelo centro e a corrente se anula nas extremidades dos terminais ( $z' = \pm l/2$ ). Experimentalmente tem sido verificado que, na frequência mais baixa de operação, para uma corrente de alimentação no centro de uma antena de fio temos uma forma senoidal com nulos nos terminais opostos. Na seção a seguir é mostrada a distribuição de corrente, ao longo do comprimento de uma antena de fio, para alguns múltiplos do comprimento de onda (Fig. 13).

O dipolo finito na Fig. 10 pode ser subdividido em um número de dipolos infinitesimais de comprimento  $\Delta z'$ . Quando o número de subdivisões é

aumentado, cada dipolo infinitesimal se aproxima de um comprimento  $dz'$ . Para um dipolo infinitesimal de comprimento  $dz'$  posicionado ao longo do eixo  $z$  em  $z'$ , as componentes de campos elétrico e magnético na RCD são dadas, usando as equações em (2.25), por:

$$\begin{aligned} dE_\theta &= j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz' \\ dE_r &= dE_\phi = dH_r = dH_\theta = 0 \\ dH_\phi &= j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz' \end{aligned} \quad (2.38)$$

Onde  $R$  é dado por (2.27) e (2.28).

Usando as aproximações de campos distantes dada pela equações (2.35) e (2.36), (2.38) pode se re-escrita como:

$$dE_\theta \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta e^{+jkz'\cos\theta} dz' \quad (2.39)$$

Somando as contribuições de todos os elementos infinitesimais, a somatória se reduz, no limite, a uma integral. Dessa forma temos que:

$$E_\theta = \int_{-l/2}^{l/2} dE_\theta = j\eta \frac{ke^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{-l/2}^{l/2} I_e(x', y', z')e^{jkz'\cos\theta} dz' \right] \quad (2.40)$$

O fator fora dos colchetes é denominado de *fator de elemento* e a integral dentro dos colchetes como *fator de espaço*. Para essa antena, o fator de elemento é igual ao campo para uma unidade de comprimento do dipolo infinitesimal localizado no ponto de referência. O campo total da antena é igual ao produto dos fatores de elemento e de espaço.

Para uma distribuição de corrente na antena dada pela equação (2.37), a equação (2.40) pode ser re-escrita fornecendo:

$$E_{\theta} = \int_{-l/2}^{l/2} dE_{\theta} = j\eta \frac{keI_0^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left\{ \int_{-l/2}^0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} + z' \right) \right] e^{jkz' \cos\theta} dz' \right. \\ \left. + \int_0^{+l/2} \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} - z' \right) \right] e^{jkz' \cos\theta} dz' \right\} \quad (2.41)$$

Cada uma das integrais em (2.41) pode ser integrada usando:

$$\int e^{\alpha x} \sin(\beta x + \gamma) dx = \frac{e^{\alpha x}}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha \text{sen}(\beta x + \gamma) - \beta \cos(\beta x + \gamma)] \quad (2.42)$$

onde

$$\pm jk \cos \theta \quad (2.43)$$

$$\beta = \pm k \quad (2.44)$$

$$\gamma = kl/2 \quad (2.45)$$

Depois de algumas manipulações matemáticas, (2.41) toma a forma final de:

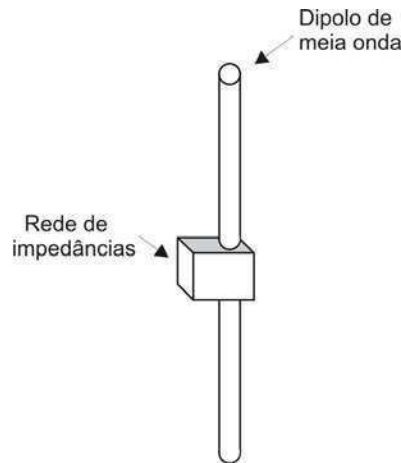
$$E_{\theta} = j\eta \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\text{sen}\theta} \right] \quad (2.46)$$

De maneira similar, ou usando as relações estabelecidas entre  $E_{\theta}$  e  $H_{\phi}$  na RCD, a expressão para a componente do campo magnético  $H_{\phi}$  pode ser escrita como:

$$H_{\phi} \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \cong j \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos\left(\frac{kl}{2} \cos\theta\right) - \cos\left(\frac{kl}{2}\right)}{\text{sen}\theta} \right] \quad (2.47)$$

### 2.2.4. Dipolo de meia onda

O dipolo de meia onda ( $l = \lambda/2$ ) é uma das antenas mais usadas em sistemas de radiocomunicações. Eletricamente, essa antena é uma linha de transmissão de um quarto de comprimento de onda mantendo suas extremidades opostas em circuito aberto e sendo alimentada pelo centro (extremidades próximas). Sua resistência de irradiação tem o valor aproximado de  $73 \Omega$ , que é muito próximo da impedância característica de algumas linhas de transmissão. Sua estrutura é mostrada na Fig. 11.



**Figura 11** - Dipolo de meia onda conectado a uma rede de casamento de impedância

As componentes dos campos elétrico e magnético do dipolo de meio comprimento de onda são:

$$E_{\theta} \cong j\eta \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right] \quad (2.48)$$

e

$$H_{\phi} \cong j \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right] \quad (2.49)$$

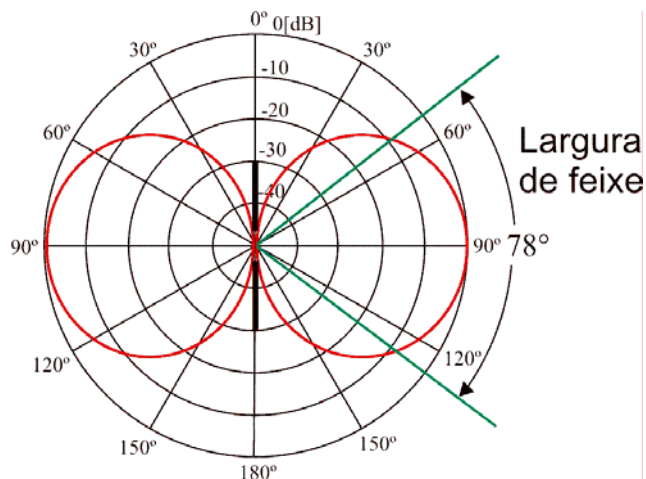
O valor médio no tempo da densidade de potência e da intensidade da radiação do dipolo de meia onda pode ser escrito como:

$$W_{\text{av}} = \eta \frac{|I_0|^2}{8\pi^2 r^2} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2 \cong \eta \frac{|I_0|^2}{8\pi^2 r^2} \sin^3 \theta \quad (2.50)$$

e

$$U = r^2 W_{\text{av}} = \eta \frac{|I_0|^2}{8\pi^2} \left[ \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos \theta\right)}{\sin \theta} \right]^2 \cong \eta \frac{|I_0|^2}{8\pi^2} \sin^3 \theta \quad (2.51)$$

O diagrama de irradiação horizontal é o mesmo apresentado na Fig. 2. O diagrama vertical é apresentado na Fig. 12. Nessa mesma figura também é apresentada a largura de feixe que mostra a concentração de energia em uma região preferencial do espaço.



**Figura 12** - Diagrama de irradiação do dipolo de meia onda

### 2.2.5. Dipolo de onda completa

A antena dipolo de onda completa é raramente usada em sistemas de comunicação, embora este tipo de antena ofereça um ganho relativo muito alto (HAT SCHRANK; IDRIS; HADZER, 1994). As expressões de campo elétrico e magnético dadas por (KRAUS, 1950) são, respectivamente:

$$E_{\theta} = j \frac{60I_0 e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{r} \left[ \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{\sin \theta} \right] \quad (2.52)$$

e

$$H_{\phi} = \frac{jI_0 e^{j\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)}}{2\pi r} \left[ \frac{\cos(\pi \cos \theta) + 1}{\sin \theta} \right] \quad (2.53)$$

A partir da equação (2.52) pode se verificar que o diagrama de irradiação tem a mesma forma do diagrama do dipolo de meia onda, só que a largura de feixe entre os pontos de meia potência é mais estreita, fornecendo uma abertura de  $47^\circ$ , enquanto que no dipolo de meia onda esse valor é  $78^\circ$  (ver Fig. 12).

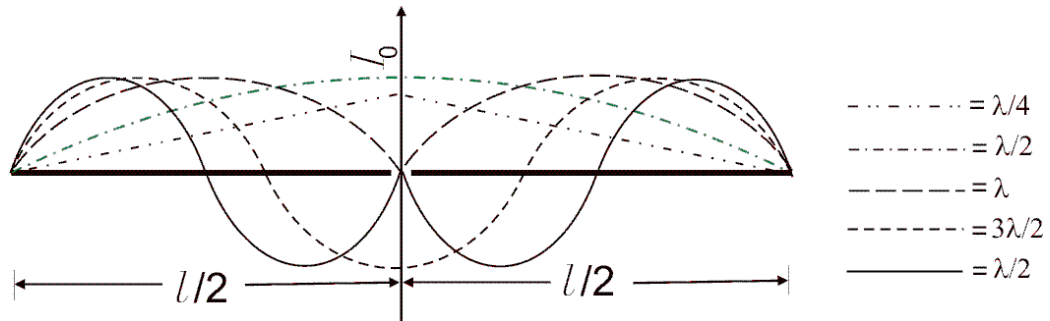
### 2.2.6. Impedância de entrada do dipolo

A resistência de radiação de um dipolo de comprimento  $l$  e alimentado por uma fonte senoidal, é expressa por;

$$R_r = \frac{2P_{\text{rad}}}{|I_0|^2} \quad (2.54)$$

A partir dessa expressão, pode-se observar que a resistência do dipolo é condicionada a sua corrente máxima. Portanto, para alguns múltiplos do

comprimento de onda, o máximo não ocorre nos terminais de alimentação da antena, como é observado na Fig. 13.



**Figura 13** – Forma da distribuição de correntes ao longo do comprimento de uma antena de fio linear

Referindo-nos a resistência de radiação nos terminais de alimentação da antena, assumiremos que a mesma é de baixa perda. Dessa forma a potência nos terminais de entrada da antena é igual a potência quando a corrente for máxima. Então, podemos escrever:

$$\frac{|I_{in}|^2}{2} R_{in} = \frac{|I_0|^2}{2} R_r$$

*ou*

(2.55)

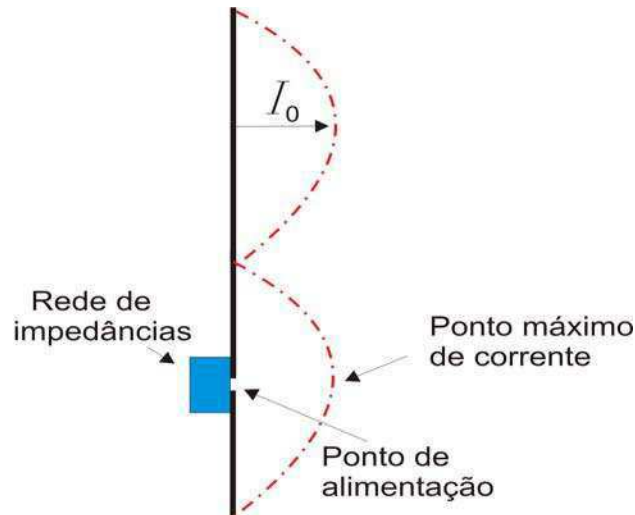
$$R_{in} = \left[ \frac{I_0}{I_{in}} \right]^2 R_r$$

A resistência de radiação do dipolo de onda completa no ponto máximo de corrente não ocorre no centro da antena, pois a distribuição de corrente é dada por:

$$I_{in} = I_0 \text{sen}(kl) \tag{2.56}$$

A análise pode ser feita consultando a forma da onda para um comprimento de onda ( $\lambda$ ) mostrado na Fig. 13. Se alimentarmos a antena no ponto médio ao longo do seu comprimento a impedância deverá ser infinita, por isso normalmente a alimentação da mesma é feita no ponto máximo de corrente (HAT SCHRANK; IDRIS; HADZER, 1994) como apresentado na Fig. 14.





**Figura 14** - Alimentação de uma antena de onda completa

A resistência de radiação do dipolo de meia onda ( $\lambda/2$ ) é dada por

$$R_r = \frac{2P_{\text{rad}}}{|I_0|^2}, \text{ no centro da antena, pois a corrente máxima ocorre no centro (Fig. 13).}$$

A parte imaginária associada com a impedância de entrada de um dipolo é uma função do seu comprimento (BALANIS, 1997). Para um comprimento  $l = \lambda/2$ , a reatância é dada por  $X = 42,5\Omega$ . A impedância total do dipolo de meia onda será  $Z_{\text{in}} = (73 + j42,5)\Omega$ . Na prática, para reduzir a parte imaginária devido ao descasamento da impedância da antena, o comprimento da mesma deve ser reduzido, até que a reatância positiva seja compensada pelo efeito capacitivo dessa redução física no tamanho.

### 2.3. Casamento de Impedâncias em Antenas

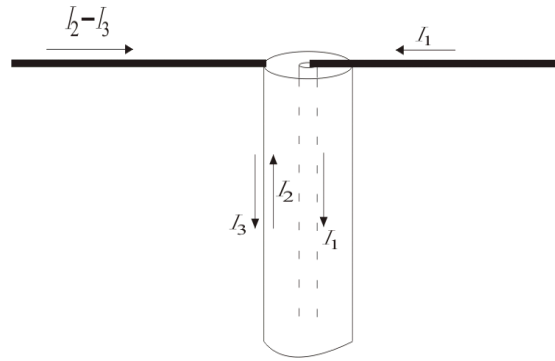
A impedância de entrada de uma antena, na maioria das vezes, tem o valor diferente da impedância de saída do sistema onde ela será conectada. Como foi visto anteriormente (no item 2.2.6.), é possível obter uma impedância de

entrada da antena próxima da impedância da linha de transmissão (LT) modificando-se apenas a sua geometria. No entanto, nem sempre é possível obter, ao mesmo tempo, características de irradiação e impedância de entrada que estejam próximas de valores freqüentemente utilizados para LT's e transceptores comerciais. Dessa forma, torna-se necessário a utilização de circuitos de casamento ou dispositivos que maximizem a transferência de energia entre as LT's e as antenas.

### 2.3.1. *Baluns e transformadores*

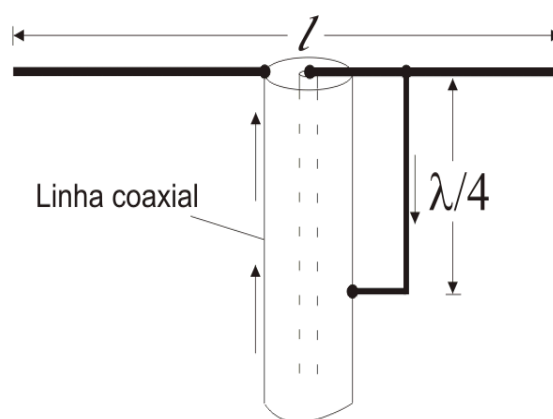
Na maioria das vezes, parte da perda de energia que ocorre na antena é devido ao desbalanceamento de correntes no cabo de alimentação da mesma como consequência de sua conexão a uma LT desbalanceada. Para exemplificar conectemos um cabo coaxial (que é uma linha desbalanceada) a uma LT bifilar, antena dipolo (Fig. 15), pode-se verificar que a parte da corrente que flui pela blindagem (condutor externo) retorna para a terra através da superfície externa da mesma. Dessa forma, as correntes nos condutores, interno e externo não têm as mesmas amplitudes; logo dizemos que a linha está desbalanceada.

O fluxo de corrente  $I_3$  na superfície externa do condutor externo é determinado pela impedância  $Z_g$ . Se  $Z_g$  tiver um valor muito grande,  $I_3$  pode ter uma redução significativa ou até desaparecer. Dispositivos que podem ser usados para balancear sistemas desbalanceados, pela redução ou cancelamento dessas correntes externas, são conhecidos como *baluns* (*balance to unbalance*).



**Figura 15** - Linha coaxial desbalanceada

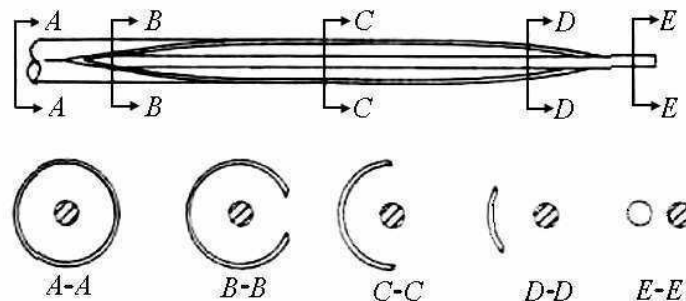
Um tipo de *balun* de faixa estreita bastante conhecido é apresentado na Fig. 16. Esse *balun*, conhecido como *balun* de um quarto de onda, exige em sua construção que o braço do dipolo conectado ao condutor central do cabo coaxial seja ligado a malha externa do cabo coaxial por meio de uma LT de  $\lambda/4$  (um quarto do comprimento de onda). Essa estrutura representa um toco (*stub*) em curto circuito para a frequência de operação e, portanto, uma adaptação de faixa estreita de impedância para essa frequência.



**Figura 16** – *Balun* coaxial  $\lambda/4$  (1:1)

Existem *Baluns* que, além de possibilitar o balanceamento entre linhas, oferecem também a transformação/casamento de impedância de banda larga.

Dentre esses, podemos citar o *Balun* coaxial “Tapered” de banda larga (Fig. 17). Sua estrutura tem início na linha desbalanceada na seção transversal de corte AA. A partir da qual ela sofre uma redução ou transformação de geometria de forma gradativa diagonal, expondo cada vez mais o condutor central até a seção transversal EE, onde a geometria do condutor externo (malha) deve ser a mesma do condutor interno. Essa transformação de geometria faz com que a impedância tenha um aumento da entrada para a saída. Dessa forma a linha de dois fios espaçada do raio do coaxial (ponto EE) tem impedância maior que o próprio coaxial. O comprimento do *Balun* (da seção transversal BB a seção DD) é determinado pela menor frequência de operação e o máximo coeficiente de reflexão na banda passante (DUNCAN; MINERVA, 1960).



**Figura 17** - *Balun* transformador “Tapered” (100:1)

O coeficiente de onda de tensão estacionária, conhecido como VSWR (Voltage Standing Wave Ratio), é a razão entre a tensão máxima e a tensão mínima medida ao longo da linha de transmissão, isto é;

$$VSWR = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \frac{|V_1| + |V_2|}{|V_1| - |V_2|} = \frac{1 + |\rho_v|}{1 - |\rho_v|} \quad (2.58)$$

Dessa forma, medindo-se o VSWR da linha, podemos obter o módulo do coeficiente de reflexão da tensão através de:

$$|\rho_v| = \frac{VSWR - 1}{VSWR + 1} \quad (2.59)$$

O módulo do coeficiente de reflexão varia entre zero e um, logo o VSWR tem valor mínimo igual a um e máximo  $\infty$  (infinito). De acordo com as expressões propostas por (DUNCAN; MINERVA, 1960) podemos projetar um *balun* de forma que uma LT bifilar de  $300\Omega$  seja ligada a um cabo coaxial de  $75\Omega$  ou  $50\Omega$  sem nenhuma dificuldade ou problemas de descasamento de impedância.

### 3 SIMULAÇÕES COM SOFTWARE COMERCIAL

Neste capítulo, apresentaremos as simulações realizadas com o uso do software comercial CST na determinação do diagrama de irradiação e alguns parâmetros da antena. A utilização do CST foi decidida por ser uma ferramenta rápida para validar o modelo teórico e aproximado, desenvolvido no capítulo 3, a partir das equações dos campos para elementos lineares, assim como na comparação com os resultados experimentais, que serão apresentados no próximo capítulo.

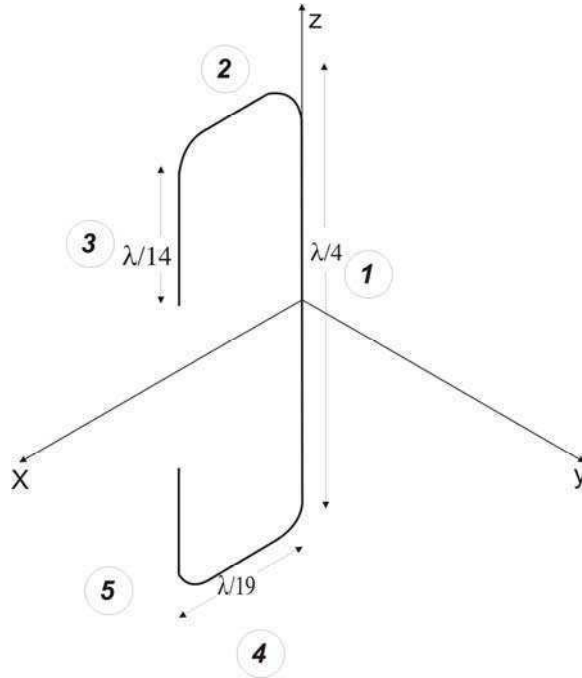
#### 3.1. Modelamento da Antena e Simulações

Foram idealizados e desenvolvidos dois modelos de antena: um fornecendo um diagrama quase-isotrópico com apenas uma polarização e outro um diagrama quase-isotrópico com duas polarizações. Ambos os modelos foram idealizados a partir do dipolo de meio comprimento de onda.

##### 3.1.1 Primeiro Modelo – Dipolo curvado

O modelo para o dipolo curvado originou-se do dipolo linear de  $\lambda/2$ , onde as extremidades de seus braços foram dobradas na direção do centro de alimentação. O propósito dessa geometria é garantir uma irradiação da energia ao longo do eixo da antena. Dessa forma no plano passando pelo eixo da antena tem-se um campo aproximadamente uniforme (PIRES; FONTGALLAND; VALLE; ARAGÃO; SANTOS; VUONG, 2006). Com essa configuração o irradiador tende a irradiar energia de forma isotrópica. No entanto, essa geometria da antena irradia apenas uma única polarização linear. A geometria com as dimensões

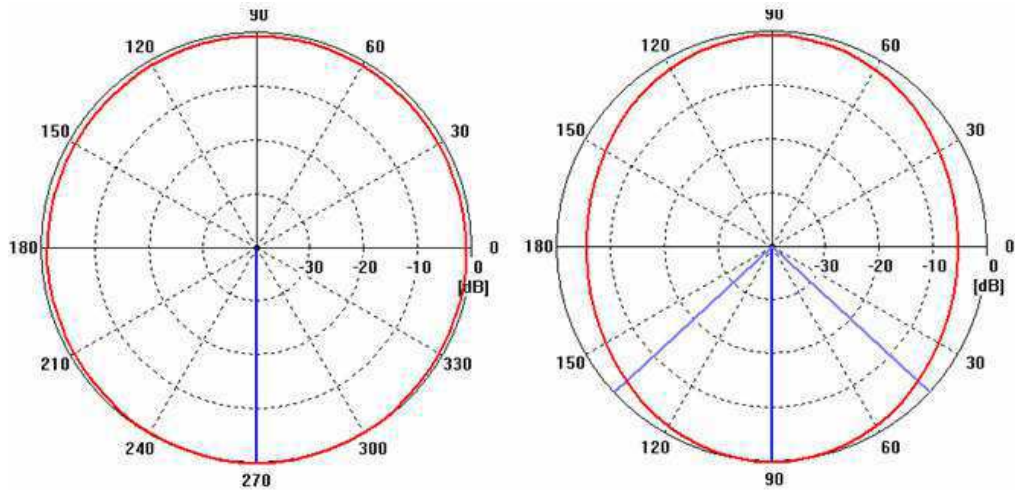
dessa configuração são apresentadas na Fig. 18. Essa antena foi construída para irradiar em 1,8 GHz.



**Figura 18** - Antena dipolo curvado com dimensões em comprimento de onda

### 3.1.1.1 Resultados Simulados para o Dipolo Curvado

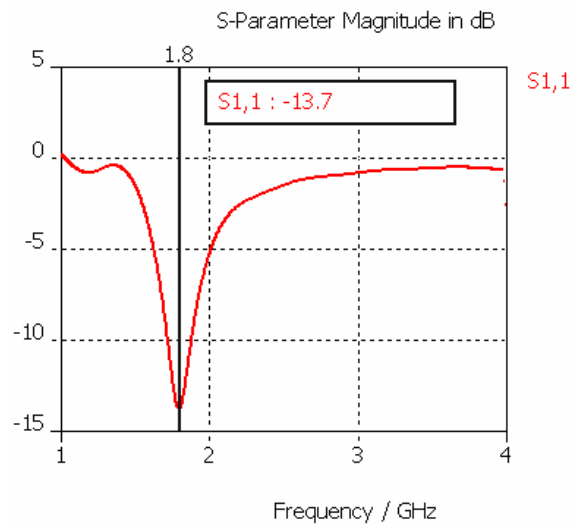
Foram feitas simulações computacionais sobre o protótipo da antena com o CST – Microwave Studio. Os diagramas de irradiação, apresentados na Fig. 19, no plano vertical e horizontal são praticamente iguais, comportando-se de forma muito semelhante a de uma irradiação isotrópica. Como se trata de uma aproximação da antena isotrópica ideal essa antena real apresenta algumas regiões onde o campo EM sofre atenuação. A disposição dos eixos coordenados no sistema é a mesma adotada na Fig. 18.



**Figura 19** - Diagramas de irradiação horizontal (XY) e vertical (XZ) respectivamente

### 3.1.1.2 Coeficiente de reflexão

O coeficiente de reflexão, parâmetro  $S_{11}$ , simulado teve uma magnitude de -13 dB na frequência de ressonância de 1.8 GHz, como pode ser observado na Fig. 20.



**Figura 20** – Coeficiente de reflexão do dipolo curvado



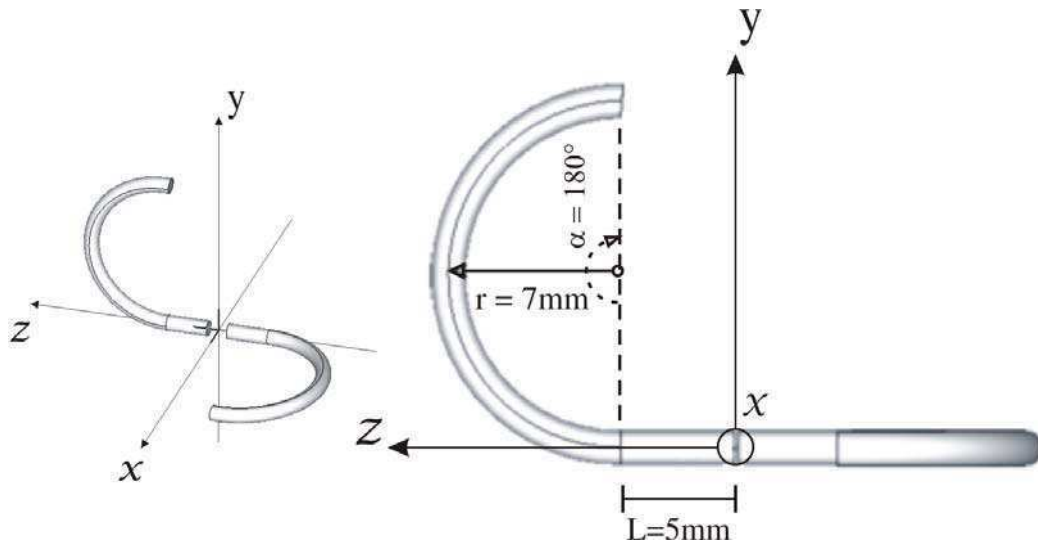
### 3.1.1.3 Ganho e diretividade

O ganho simulado para essa antena, tendo a antena isotrópica como referência, foi de 1,998 dB e a diretividade ficou em 2,044 dBi ambos na frequência de operação 1,8 GHz.

Analisando a geometria do modelo da antena dipolo curvado, concluímos que sua distribuição de campo está próxima da isotropia, apenas para uma polarização linear no espaço. Devido a essa limitação, resolvemos desenvolver outro modelo de antena que irradiasse em todas as polarizações e com a distribuição de campo o mais próximo do irradiador isotrópico (Iso).

### 3.1.2 Segundo Modelo - Dipolo de duplo arco

O segundo modelo, chamado de dipolo de duplo arco, também teve suas extremidades curvadas no sentido da alimentação, essa antena foi projetada para irradiar uniformemente duas polarizações nos três planos perpendiculares. Para a isso, o braço da antena que está localizado na parte positiva do eixo  $z$  foi curvado no sentido do eixo  $y$  positivo, enquanto que o braço da antena que está localizado na parte negativa do eixo  $z$  foi curvado no sentido do eixo  $x$  positivo (PIRES; FONTGALLAND; MELO; ARAGÃO; VUONG; GHIOTTO, 2006). O formato e as dimensões para a geometria da antena dipolo de duplo arco estão apresentados na Fig. 21.

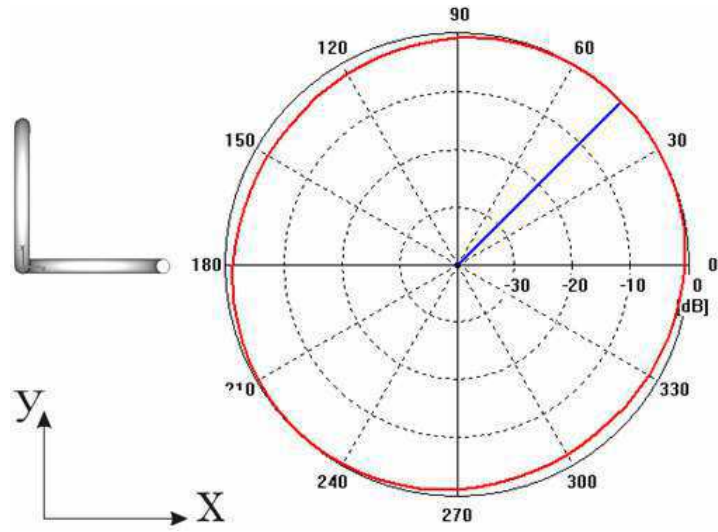


**Figura 21** - Antena de dipolo de duplo arco e suas dimensões em comprimento de onda

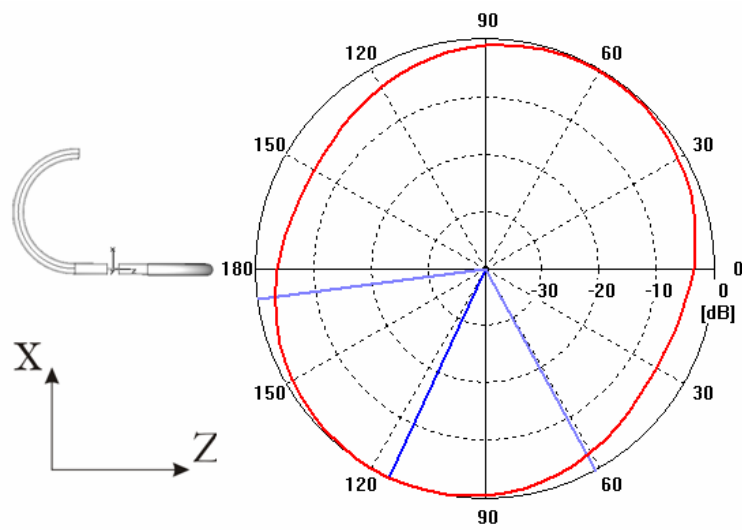
Com essa configuração a antena irradia e recebe energia em duas polarizações lineares nos três eixos. Cada braço da antena tem  $\frac{1}{4}$  do comprimento de onda. Essa antena foi construída para irradiar na frequência de 2,45 GHz.

### 3.1.2.1 Resultados Simulados para o Dipolo de duplo arco

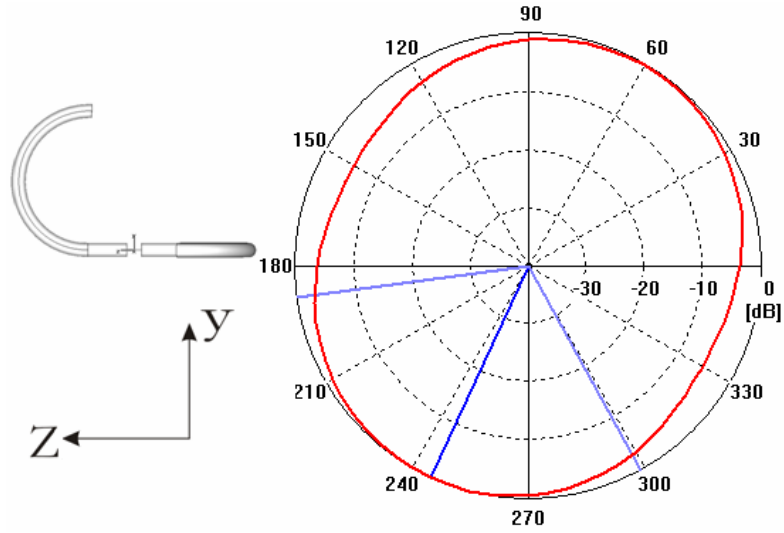
Os resultados para o dipolo de duplo arco são apresentados nas Figs. 22 a 26. Os cinco diagramas de irradiação apresentam características próximas ao do ISO. Cada braço da antena contribui para a composição dos campos nos cinco planos identificados por: YX ( $\theta = 90^\circ$ ), XZ ( $\phi = 0^\circ$ ), ZY ( $\phi = 90^\circ$ ), X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ) e X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ).



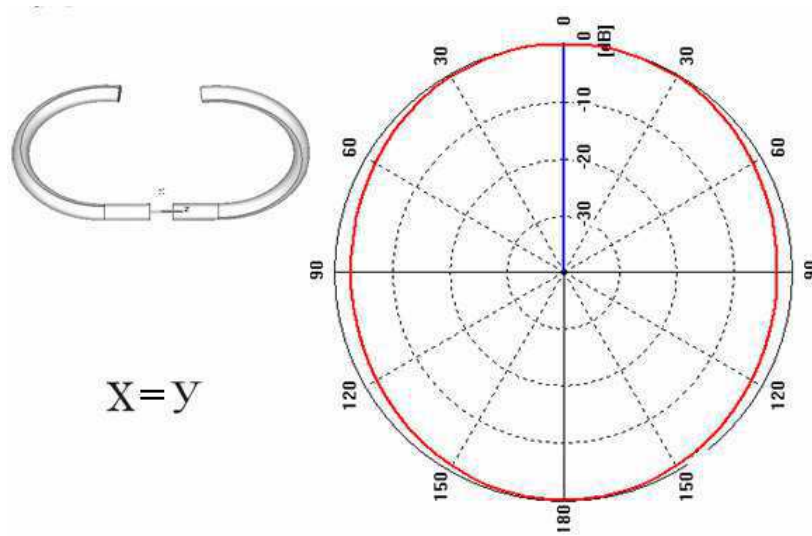
**Figura 22** - Diagrama de irradiação no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ )



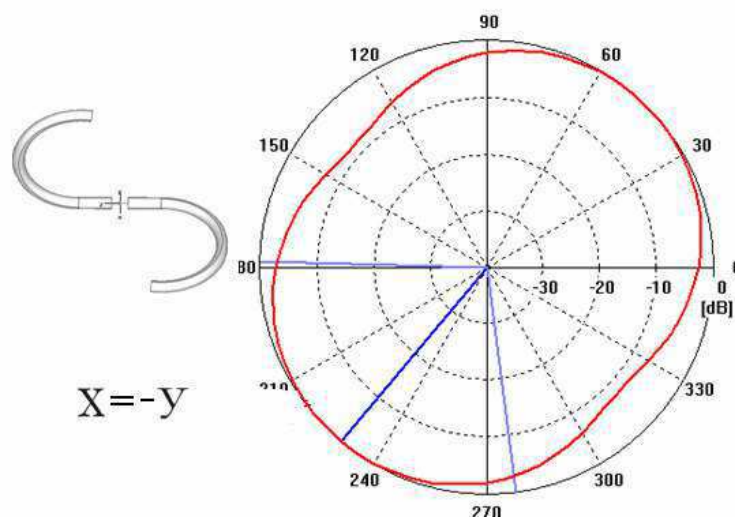
**Figura 23** - Diagrama de irradiação no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ )



**Figura 24** – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ )



**Figura 25** – Diagrama de irradiação no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ )

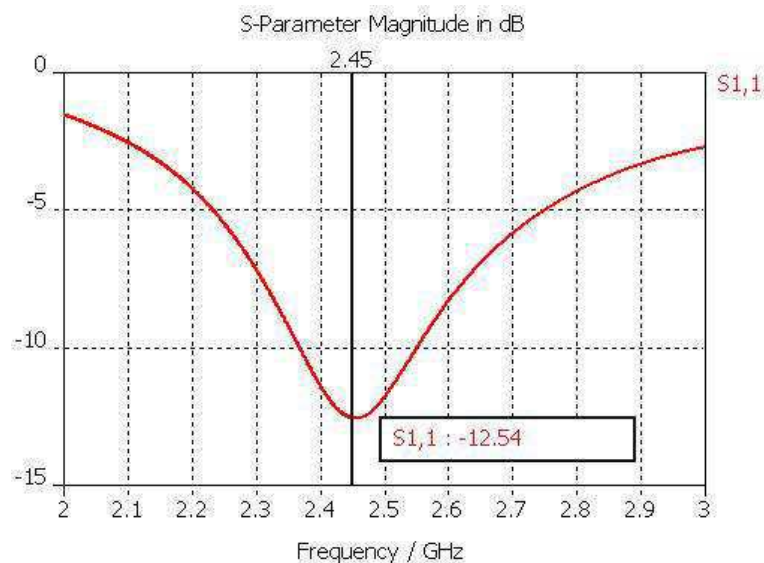


**Figura 26** – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 135^\circ$ )

Da observação dos resultados simulados para os diagramas de irradiação pode-se concluir que em todos os planos apresentados obteve-se boa proximidade com o diagrama do Iso. O máximo ocorre em zero dB em todos os diagramas e o menor valor encontrado em -8 dB, no diagrama da Fig. 26. As linhas em azul nesses gráficos indicam o máximo e a largura de feixe de 3 dB.

### 3.1.2.2 Coeficiente de reflexão

O coeficiente de reflexão da antena de duplo arco é apresentado na Fig. 27. A antena apresenta ainda características de irradiação, tomando como referência um VSWR menor que 2. Na frequência de ressonância (2.45 GHz) a antena apresenta uma magnitude de -12.54 dB. Deve ser lembrado aqui que na simulação é considerado o casamento da LT com a antena, não sendo, portanto, expressos os efeitos de descasamento entre elas.



**Figura 27** – Módulo do coeficiente de reflexão da antena dipolo de duplo arco

### 3.1.2.3 Ganho e diretividade

O ganho simulado para essa antena, tendo a antena isotrópica como referência, foi de 1,849 dB e a diretividade ficou em 1,834 dBi ambos na frequência de operação. Esses valores, que são mais baixos que os do primeiro modelo da antena, se aproximam mais do valor da antena isotrópica ideal que é de zero dB para o ganho e unitário para a diretividade. Esses valores reforçam as características de quase – isotropia da antena de duplo arco.

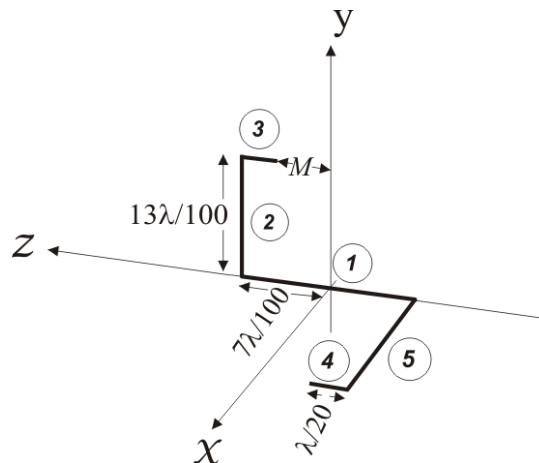
Numa análise realizada utilizando o programa CST permite observar que a “antena de referência” utilizada para medir os diagramas de irradiação simulados encontrava-se apenas em uma polarização. No capítulo cinco mostraremos os diagramas de irradiação medidos com a antena de referência posicionada de forma a obtermos duas polarizações.

## 4 DESENVOLVIMENTO DAS EQUAÇÕES DE CAMPOS DISTANTES

Para validar o modelo da antena quase-isotrópica, neste capítulo foram desenvolvidas as equações de campos distantes para um irradiador com dimensões aproximadas. Os resultados simulados para os diagramas de irradiação foram deduzidos das equações analíticas, na região de campos distantes, para o modelo aproximado e, em seguida, traçados graficamente com o uso da ferramenta Matlab. Como o foco maior do projeto é a antena dipolo de duplo arco, não foram feitas equações analíticas para o dipolo curvado. O procedimento é semelhante ao adotado aqui, com a simplificação de trabalhar-se apenas em 2D (no plano).

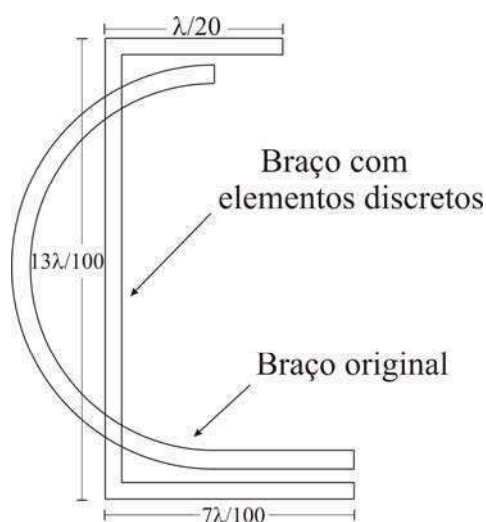
### 4.1. Equações de campos distante da antena dipolo de duplo arco

Para simplificar a dedução das equações de campos distante, e devido a superposição dos campos, a antena foi dividida em elementos discretos. No caso particular da antena dipolo de duplo arco, optou-se por utilizar apenas cinco segmentos lineares na discretização, como pode ser visto na Fig. 28.



**Figura 28** – Dipolo de duplo arco dividido em elementos discretos

Cada braço do dipolo, com dimensões adequadas, ficou circunscrito ao braço original, conforme mostrado na Fig. 29. A restrição para o formato da antena, em elementos discretos, baseia-se no fato de que a diferença no valor dos campos na RCD provenientes de fontes com geometria na forma de quadros circulares e quadrados, de mesma área, são pequenas (KRAUS, 1950). No entanto, o comprimento da antena, mesmo com a discretização, ficou condicionado a meio comprimento de onda da frequência de operação. As dimensões da antena apresentadas na Fig. 29 são proporcionais ao tamanho real da antena discretizada e construída.



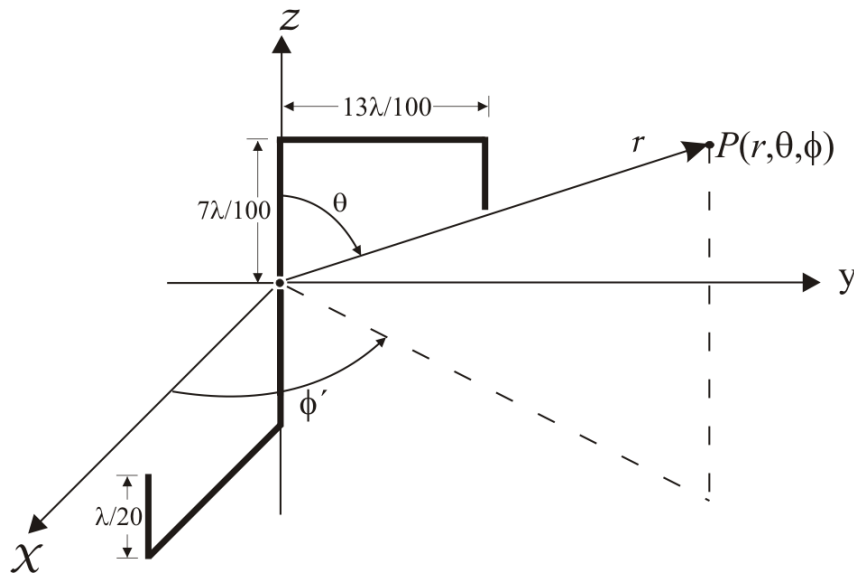
**Figura 29** – Comparação entre o braço original e o braço com elementos discretos

#### 4.1.2 Dedução das equações de campos distantes do dipolo de duplo arco

As técnicas desenvolvidas anteriormente, na seção 2.2, serão utilizadas aqui para a análise das características de irradiação do dipolo de duplo arco de qualquer tamanho. Para reduzir as complexidades matemáticas, também assumiremos que o fio da antena tem diâmetro desprezível, ou seja, idealmente



zero. O posicionamento da antena para melhor compreensão da análise é mostrado na Fig.30.



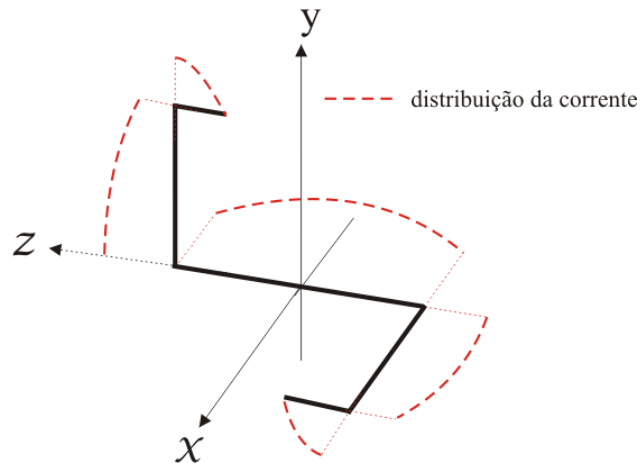
**Figura 30** – Geometria do dipolo de duplo arco discretizado

#### 4.1.2.1 Equações de campos distante do primeiro elemento

A distribuição de corrente do primeiro elemento, localizado ao longo do eixo  $z$ , é escrita, com uma boa aproximação, da seguinte forma:

$$I_e(x'=0, y'=0, z') = \begin{cases} \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - z' \right) \right], & 0 \leq z' \leq 7\lambda/100 \\ \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} + z' \right) \right] & -7\lambda/100 \leq z' \leq 0 \end{cases} \quad (4.1)$$

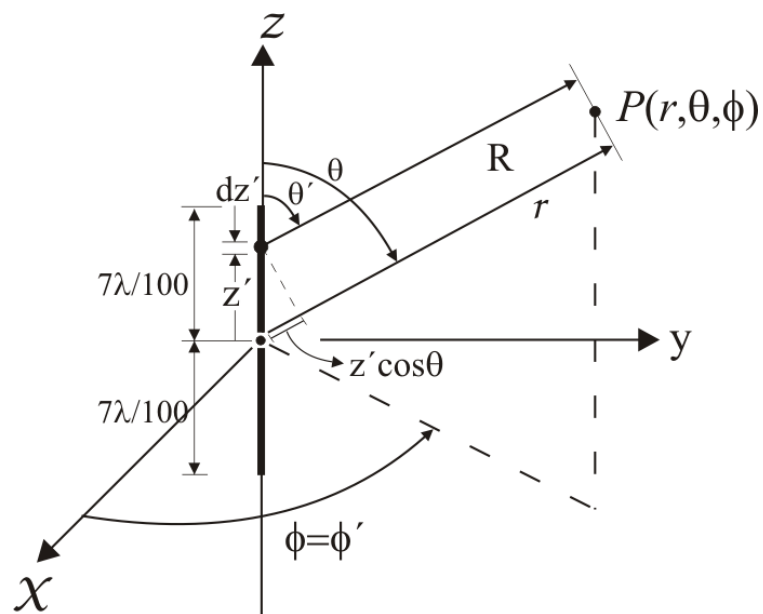
Essa distribuição de corrente assume que a antena é alimentada pelo centro. A suposição da distribuição da corrente em cada elemento é como apresentada na Fig. 31.



**Figura 31** – Forma da corrente em cada elemento

Experimentalmente tem sido verificado que a corrente, para um dipolo de  $\lambda/2$ , com alimentação no centro da antena de fio, tem forma senoidal com nulos nas extremidades dos terminais.

O primeiro elemento mostrado na figura Fig. 32 é subdividido em um número de dipolos infinitesimais de comprimento  $\Delta z'$ .



**Figura 32** – Aproximação para campo de distante para o primeiro elemento

Aumentando-se o número de subdivisões cada dipolo infinitesimal se aproxima de um comprimento  $dz'$ . Para um dipolo infinitesimal de comprimento  $dz'$  posicionado ao longo do eixo  $z$  em  $z'$ , as componentes de campos elétrico e magnético na RCD são dadas, usando as equações em (2.25), por:

$$dE_{\theta} = j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz \quad (4.2.a)$$

$$dE_r = dE_{\phi} = dH_r = dH_{\theta} = 0 \quad (4.2.b)$$

$$dH_{\phi} = j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz' \quad (4.2.c)$$

onde  $R$  é calculado pelas equações (2.27) e (2.28).

Usando-se as aproximações para campos distantes dadas por (2.35) e (2.36), (4.2) pode ser re-escrita como:

$$dE_{\theta} \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta e^{+jkz' \cos\theta} dz' \quad (4.3)$$

A soma das contribuições de todos os elementos infinitesimais, somatória dos elementos  $dE_{\theta}$ , no limite conduz a uma integral.

$$E_{\theta} = \int_{-l/2}^{l/2} dE_{\theta} = j\eta \frac{ke^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{-l/2}^{l/2} I_e(x', y', z') e^{jkz' \cos\theta} dz' \right] \quad (4.4)$$

Para a distribuição de corrente dada pela equação (4.1), (4.4) pode ser re-escrita como:

$$E_{\theta} = \int_{-l/2}^{l/2} dE_{\theta} = j\eta \frac{keI_0^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left\{ \int_{-7\lambda/100}^0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} + z' \right) \right] e^{jkz' \cos\theta} dz' \right. \\ \left. + \int_0^{+7\lambda/100} \text{sen} \left[ k \left( \frac{l}{2} - z' \right) \right] e^{jkz' \cos\theta} dz' \right\} \quad (4.5)$$

Cada uma das integrais na equação (4.5) pode ser calculada separadamente, usando a identidade dada em (2.42).

Depois de algumas manipulações matemáticas, (4.5) toma a seguinte forma:

$$E_{\theta} = j\eta \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r \sin\theta} \left[ -j \cos\theta \operatorname{sen}\left(k \frac{\lambda}{4}\right) + \cos\left(k \frac{\lambda}{4}\right) + e^{-jk \frac{7\lambda}{100} \cos\theta} \left\{ j \cos\theta \operatorname{sen}\left(k \frac{\lambda}{4} - k \frac{7\lambda}{100}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{4} - k \frac{7\lambda}{100}\right) \right\} \right] \quad (4.6)$$

De uma maneira similar, ou usando as relações estabelecidas entre  $E_{\theta}$  e  $H_{\phi}$  nas RCD, a componente do magnético  $H_{\phi}$  pode ser escrita como:

$$H_{\phi} \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \cong j \frac{I_0 e^{-jkr}}{2\pi r \sin\theta} \left[ -j \cos\theta \operatorname{sen}\left(k \frac{\lambda}{4}\right) + \cos\left(k \frac{\lambda}{4}\right) + e^{-jk \frac{7\lambda}{100} \cos\theta} \left\{ j \cos\theta \operatorname{sen}\left(k \frac{\lambda}{4} - k \frac{7\lambda}{100}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{4} - k \frac{7\lambda}{100}\right) \right\} \right] \quad (4.7)$$

#### 4.1.2.2 Equações de campos distante do segundo elemento

##### 4.1.2.2.1 Dipolo infinitesimal

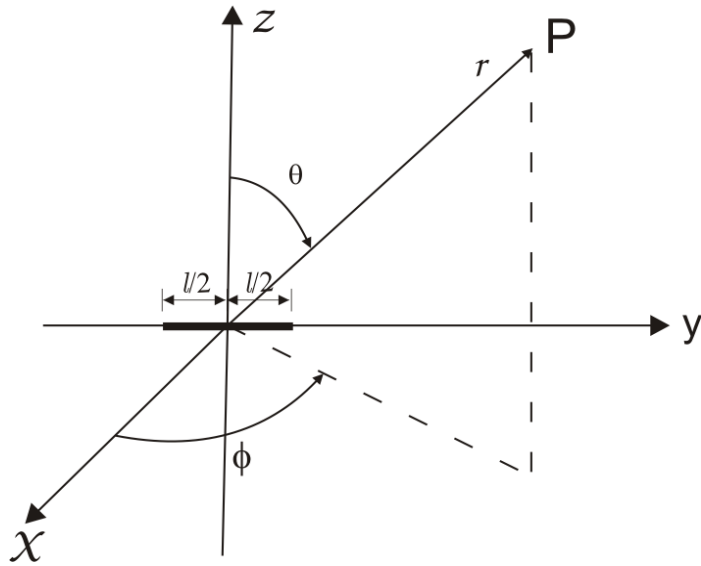
Tomemos o caso de um dipolo infinitesimal, por definição com  $l \ll \lambda$ , posicionado na origem de um sistema de coordenadas e orientado ao longo do eixo  $y$ , como é apresentado na Fig. 33.

Assume-se a corrente como sendo constante e dada por:

$$I(y') = \hat{a}_y I_0 \quad (4.8)$$

onde  $I_0 = \text{constante}$ .

Para encontrar os campos irradiados pelo elemento de corrente, repetimos o mesmo procedimento apresentado na seção 2.2.1. Para calcular o vetor potencial magnético  $\mathbf{A}$ , nós escrevemos:



**Figura 33** – Dipolo infinitesimal ao longo do eixo dos  $y$

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_C \mathbf{I}_e(x', y', z') \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (4.9)$$

Para a geometria do problema apresentado na Fig. 33 temos que:

$$\mathbf{I}_e(x', y', z') = \hat{\mathbf{a}}_y I_0 \quad (4.10)$$

$$x' = y' = z' = 0 \text{ (dipolo infinitesimal)} \quad (4.11)$$

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} = r = \text{constante} \quad (4.12)$$

$$dl' = dy' \quad (4.13)$$

Dessa forma podemos escrever (4.9) como:

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \hat{\mathbf{a}}_y \frac{\mu I_0}{4\pi r} e^{-jkr} \int_{-l/2}^{l/2} dy' = \hat{\mathbf{a}}_y \frac{\mu I_0 l}{4\pi r} e^{-jkr} \quad (4.14)$$

O próximo passo será encontrar  $\mathbf{H}_A$ , para isso devemos transformar a equação (2.14), expressa em coordenadas retangulares, para coordenadas

esféricas. A transformação entre coordenadas retangulares e esféricas é dada na forma da matriz de transformação dada pela equação (2.16).

Para o problema aqui tratado, dipolo infinitesimal, temos as condições para as componentes do potencial:  $A_x = A_z = 0$ . Portanto, com o uso de (4.14) a equação (2.16) se reduz a:

$$A_r = A_y \text{sen} \theta \text{sen} \phi = \frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \text{sen} \theta \text{sen} \phi \quad (4.15)$$

$$A_\theta = A_y \cos \theta \text{sen} \phi = \frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \theta \text{sen} \phi \quad (4.16)$$

$$A_\phi = A_y \cos \phi = \frac{\mu I_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \phi \quad (4.17)$$

Para encontrarmos o campo magnético temos que  $\mathbf{H}_A = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A}$ .

Usando a identidade dada por (2.20), fazendo as substituições necessárias e efetuando as operações, obtemos:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = \frac{1}{\mu} & \left\{ \frac{\hat{\mathbf{a}}_r}{r \text{sen} \theta} \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} (A_\phi \text{sen} \theta) - \frac{\partial A_\theta}{\partial \phi} \right] + \frac{\hat{\mathbf{a}}_\theta}{r} \left[ \frac{1}{\text{sen} \theta} \frac{\partial A_r}{\partial \phi} - \frac{\partial}{\partial r} (r A_\phi) \right] \right. \\ & \left. + \frac{\hat{\mathbf{a}}_\phi}{r} \left[ \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] \right\} \quad (4.18) \end{aligned}$$

Substituindo as equações (4.15), (4.16) e (4.17) na equação (4.18), essa última equação se reduz a:

$$H_r = 0 \quad (4.19.a)$$

$$H_\theta = j \frac{k I_0 l \cos \phi}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \quad (4.19.b)$$

$$H_\phi = \frac{k I_0 l \cos \theta \text{sen} \phi}{4\pi r} \left[ -1 - \frac{1}{jkr} \right] e^{-jkr} \quad (4.19.c)$$

Agora podemos encontrar as componentes do campo elétrico através da Lei de Ampère dada por (2.23).

Fazendo a substituição da equação (4.19) na equação (2.23), temos:

$$E_r = \frac{I_0 l \text{sen} \phi}{4\pi r^2 \text{sen} \theta \omega \varepsilon} \left[ \left( 1 + \frac{1}{jkr} \right) 2 \text{sen}^2 \theta \right] e^{-jkr} \quad (4.20.a)$$

$$E_\theta = j\eta \frac{kI_0 l \cos \theta \text{sen} \phi}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (4.20.b)$$

$$E_\phi = -j\eta \frac{kI_0 l \cos \phi}{4\pi r} \left[ 1 + \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(kr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (4.20.c)$$

Como foi dito no início deste trabalho somente analisaremos os campos na RCD. Sendo assim, quando  $kr \gg 1$  os termos das equações onde  $r$  é elevado ao quadrado se tornarão muito pequenos podendo ser desprezados. Dessa forma as equações podem ser simplificadas e aproximadas por:

$$E_\theta = j\eta \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \theta \text{sen} \phi \quad (4.21.a)$$

$$E_\phi = -j\eta \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \phi \quad (4.21.b)$$

$$E_r = H_r = 0 \quad (4.21.c)$$

$$H_\theta = j \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \phi \quad (4.21.d)$$

$$H_\phi = -j \frac{kI_0 l e^{-jkr}}{4\pi r} \cos \theta \text{sen} \phi \quad (4.21.e)$$

#### 4.1.2.2 Região de separação

No cálculo da região de separação adotou-se o mesmo procedimento feito na seção 2.2.2., dessa forma temos:

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \frac{\mu}{4\pi} \int_C \mathbf{I}_e(x', y', z') \frac{e^{-jkR}}{R} dl' \quad (4.22)$$

Para um dipolo finito, com distribuição de corrente senoidal, a equação (4.22) pode ser reduzida para uma forma que é válida em qualquer região. Um dipolo muito fino de comprimento finito  $l$  é simetricamente posicionado na origem com seu comprimento orientado ao longo do eixo  $y$  como e apresentado na Fig.34.

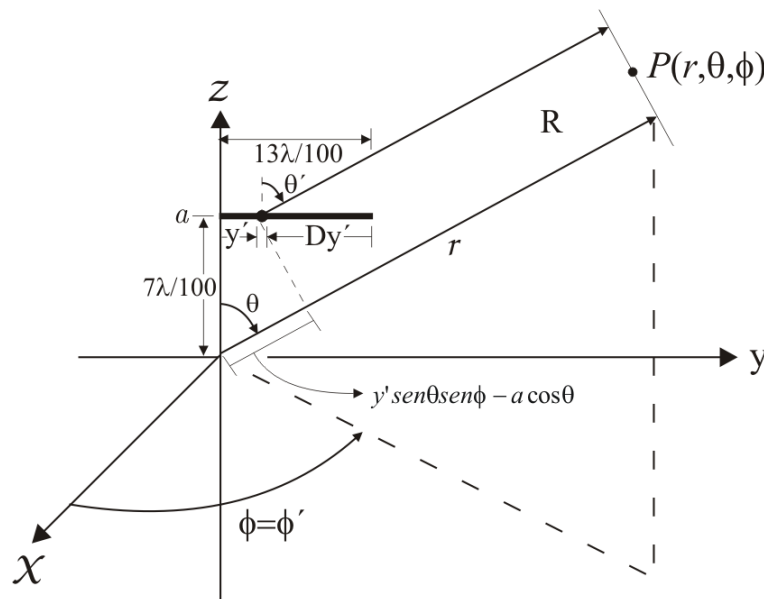


Figura 34 - Geometria do dipolo finito

O fio é considerado muito fino ( $x'=0$ ). Dessa forma, podemos escrever a equação (2.13) como:

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (4.23)$$

Que quando expandida, pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{(x^2 + y^2 + z^2) + (-2yy' - 2zz' + y'^2 + z'^2)} \\ &= \sqrt{r^2 + (-2r \text{sen} \theta \text{sen} \phi y' - 2r \cos \theta a + y'^2 + a^2)} \end{aligned} \quad (4.24)$$



Onde

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (4.25)$$

$$z = r \cos \theta \quad (4.26)$$

$$z' = a = 7\lambda/100 \quad (4.27)$$

$$y = r \sin \theta \sin \phi \quad (4.28)$$

Usando a expansão binomial, podemos escrever (4.24) numa série.

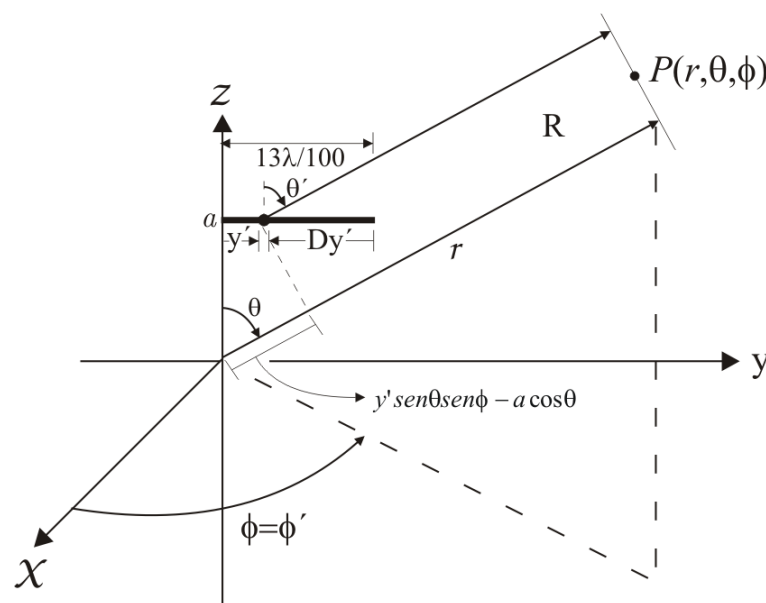
$$R = r - y' \sin \theta \sin \phi - a \cos \theta + \frac{y'^2}{2r} + \frac{a^2}{2r} + \dots \quad (4.29)$$

Os termos de ordem mais alta se tornam menos significativos, desde que  $r \gg z'$ .

A simplificação mais conveniente de (4.29), diferente de  $R \cong r$ , deverá ser a aproximação dos dois primeiros termos, que são:

$$R = r - y' \sin \theta \sin \phi - a \cos \theta \quad (4.30)$$

A simplificação utilizada para a região de campos distantes é aproximada por  $R$  na exponencial ( $e^{-jkR}$ ) de (4.22) por (4.30) e o  $R$  no denominador de (4.22) sendo  $R \cong r$ . Para  $R = r - y' \sin \theta \sin \phi - a \cos \theta$ , onde  $\theta$  é o ângulo medido do eixo  $z$ , o vetor radial  $R$  e  $r$  devem ser paralelo entre si, como é indicado na Fig.35.



**Figura 35** – Dipolo finito e aproximações em campos distantes

#### 4.1.2.2.3 Dipolo de comprimento finito (segundo elemento)

A distribuição de corrente do segundo elemento é a continuação do primeiro e pode ser escrita, com uma boa aproximação, da seguinte forma:

$$I_e(x'=0, y', z'=a) = \left\{ \hat{a}_y I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - \frac{7\lambda}{100} - y' \right) \right] \right\}, \quad 0 \leq y' \leq 13\lambda/100 \quad (4.31)$$

Esta distribuição é mostrada graficamente na Fig. 31. O dipolo finito da Fig. 33 é subdividido em um número de dipolos infinitesimais de comprimento  $\Delta y'$ . Como o número de subdivisões é aumentado, cada dipolo infinitesimal se aproxima de um comprimento  $dy'$ . Para um dipolo infinitesimal, de comprimento  $dy'$ , posicionado em  $z'=a$  ao longo da direção do eixo  $y$ , as componentes dos campos elétrico e magnético na região de campos distantes são dadas, usando as equações de (4.21), por:

$$dE_\theta = j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \cos\theta \text{sen}\phi dy' \quad (4.32.a)$$

$$dE_\phi = -j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi r} \cos\phi dy' \quad (4.32.b)$$

$$dE_r = dH_r = 0 \quad (4.32.c)$$

$$dH_\theta = j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi r} \cos\phi dy' \quad (4.32.d)$$

$$dH_\phi = -j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi dy' \quad (4.32.e)$$

onde  $R$  é dado por (4.24).

Usando as aproximações de campos distantes dadas por (4.30), (4.32) pode se escrita como:

$$dE_{\theta} \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jk(r-a\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi e^{+jky' \text{sen}\theta \text{sen}\phi} dy' \quad (4.33.a)$$

$$dE_{\phi} \cong -j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jk(r-a\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi e^{+jky' \text{sen}\theta \text{sen}\phi} dy' \quad (4.33.b)$$

Somando as contribuições de todos os elementos infinitesimais, a somatória se reduz, no limite, a uma integral. Dessa forma temos que:

$$E_{\theta} = \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} dE_{\theta} \cong -j\eta \frac{ke^{-jk(r-a\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi \left[ \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} I_e(x', y', z')e^{+jky' \text{sen}\theta \text{sen}\phi} dy' \right] \quad (4.34)$$

A distribuição de corrente de (4.31), (4.34) pode ser escrita como:

$$E_{\theta} \cong -j\eta \frac{ke^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi \left[ I_0 \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - \frac{7\lambda}{100} - y' \right) \right] e^{+jky' \text{sen}\theta \text{sen}\phi} dy' \right] \quad (4.35)$$

A integral em (4.35) pode ser calculada usando a identidade dada por (2.42).

Depois de algumas manipulações matemáticas, (4.35) toma a forma de:

$$E_{\theta} \cong -j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen} \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \text{sen}\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen} \left( k \frac{\lambda}{20} \right) - \cos \left( k \frac{\lambda}{20} \right) \right\} \right] \right] \quad (4.36)$$

e

$$E_{\phi} \cong -j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen} \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \text{sen}\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen} \left( k \frac{\lambda}{20} \right) - \cos \left( k \frac{\lambda}{20} \right) \right\} \right] \right] \quad (4.37)$$

De maneira similar, usando as relações estabelecidas entre  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  nas regiões de campos distantes, o campo das componentes  $H_\phi$  e  $H_\theta$  podem ser escritas como:

$$H_\phi \cong \frac{E_\theta}{\eta} \cong -j \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \text{sen}\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen}\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + \cos\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \text{sen}\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen}\left(k \frac{\lambda}{20}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{20}\right) \right\} \right] \right] \quad (4.38)$$

$$H_\theta \cong \frac{E_\phi}{\eta} \cong -j \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \text{sen}^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen}\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + \cos\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \text{sen}\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \text{sen}\phi \text{sen}\left(k \frac{\lambda}{20}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{20}\right) \right\} \right] \right] \quad (4.39)$$

#### 4.1.2.3 Equações de campos distantes do terceiro elemento

Na obtenção das equações de campo distante do terceiro elemento, seguimos os mesmos procedimentos do primeiro elemento.

A corrente de distribuição para o terceiro elemento é continuação do segundo e é escrita, com uma boa aproximação, da seguinte forma:

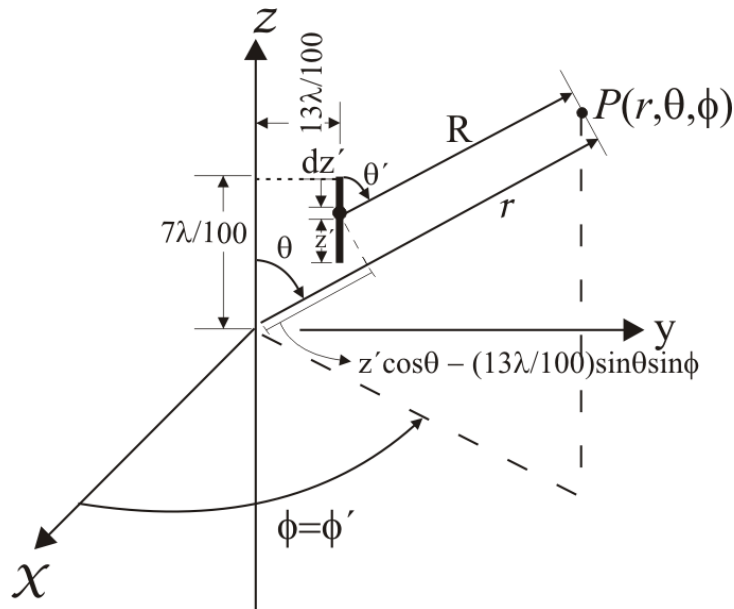
$$I_e(x'=0, y'=b, z') = \left\{ \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - \frac{7\lambda}{100} - \frac{13\lambda}{100} - \left( \frac{7\lambda}{100} - z' \right) \right) \right] \right\}, \quad M \leq z' \leq 7\lambda/100 \quad (4.40)$$

onde  $M = \frac{7\lambda}{100} - \frac{\lambda}{20}$ , como mostrado na Fig. 26. Dessa forma a equação (4.40) se

reduz a:

$$I_e(x'=0, y'=b, z') = \left\{ -\hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{50} - z' \right) \right] \right\}, \quad \lambda/50 \leq z' \leq 7\lambda/100 \quad (4.41)$$

A forma da corrente neste elemento é apresentada na Fig. 31. O terceiro elemento, mostrado na Fig. 36, é subdividido em um número de dipolos infinitesimais de comprimento  $\Delta z'$ .



**Figura 36** – aproximação de campo de distante do terceiro elemento

O número de subdivisões é aumentado, e cada dipolo infinitesimal se aproxima de um comprimento  $dz'$ . As componentes de campos elétrico e magnético na região de campos distantes são dadas, usando as equações de (2.25), como:

$$dE_{\theta} = j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz' \quad (4.42.a)$$

$$dE_r = dE_{\phi} = dH_r = dH_{\theta} = 0 \quad (4.42.b)$$

$$dH_{\phi} = j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \text{sen}\theta dz' \quad (4.42.c)$$

onde

$$R \equiv r - z' \cos\theta - (13\lambda/100) \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \text{ para a fase} \quad (4.43)$$

e

$$R \equiv r, \text{ para a amplitude} \quad (4.44)$$

Usando as aproximações de campos distantes dadas por (4.43) e (4.44), (4.42) pode se escrita como:

$$dE_{\theta} \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z') e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta e^{jkz' \cos\theta} dz' \quad (4.45)$$

Somando as contribuições de todos os elementos infinitesimais, a somatória se reduz, no limite, a uma integral. Dessa forma, temos que:

$$E_{\theta} = \int_{\lambda/50}^{7\lambda/100} dE_{\theta} = j\eta \frac{ke^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{\lambda/50}^{7\lambda/100} I_e(x', y', z') e^{jkz' \cos\theta} dz' \right] \quad (4.46)$$

Para a distribuição de corrente dada em (4.41), a equação (4.46) pode ser escrita da forma:

$$E_{\theta} = -j\eta \frac{I_0 k e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{\lambda/50}^{7\lambda/100} \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{50} - z' \right) \right] e^{jkz' \cos\theta} dz' \right] \quad (4.47)$$

A integral em (4.47) pode ser integrada usando a identidade dada em (2.42).

Depois de algumas manipulações matemáticas, (4.47) toma a forma de:

$$E_{\theta} = j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r \text{sen}\theta} \left[ e^{-jk \frac{7\lambda}{100} \cos\theta} \left( -j \cos\theta \text{sen} \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) + \cos \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) \right) - e^{-jk \frac{\lambda}{50} \cos\theta} \right] \quad (4.48)$$

De uma maneira similar, usando as relações estabelecidas entre  $E_{\theta}$  e  $H_{\phi}$  nas regiões de campos distantes, o campo da componente  $H_{\phi}$  pode ser escrito como:

$$H_{\phi} \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \cong j \frac{I_0 e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r \text{sen}\theta} \cdot \left[ e^{-jk\frac{7\lambda}{100}\cos\theta} \left( -j \cos\theta \text{sen} \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) + \cos \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) \right) - e^{-jk\frac{\lambda}{50}\cos\theta} \right] \quad (4.49)$$

#### 4.1.2.4 Equações de campos distantes do quarto elemento

Para a obtenção das equações de campo distante do quarto elemento, seguimos os mesmos procedimentos do terceiro.

A corrente de distribuição é continuação do quinto elemento e tem a mesma forma do terceiro elemento e é por:

$$I_e(x'=0, y'=b, z') = \left\{ \hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - \frac{7\lambda}{100} - \frac{13\lambda}{100} - \left( \frac{7\lambda}{100} + z' \right) \right) \right] \right\}, \quad -7\lambda/100 \leq z' \leq M \quad (4.50)$$

onde  $M = -\frac{7\lambda}{100} - \left( -\frac{\lambda}{20} \right)$ , como mostrado na Fig. 28. Dessa forma, a equação (4.50)

se reduz a:

$$I_e(x'=0, y'=b, z') = \left\{ -\hat{a}_z I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{50} + z' \right) \right] \right\}, \quad -7\lambda/100 \leq z' \leq -\lambda/50 \quad (4.51)$$

As componentes de campos elétrico e magnético na região de campos distantes são dadas, usando as equações de (2.25), os valores do raio maior são dados a seguir:

$$R \equiv r - z' \cos\theta - (13\lambda/100)\text{sen}\theta \cos\phi, \text{ para a fase} \quad (4.52)$$

e

$$R \equiv r, \text{ para a amplitude} \quad (4.53)$$

Usando estas aproximações de campos distantes podemos escrever:

$$dE_{\theta} \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z') e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\cos\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta e^{+jkz'\cos\theta} dz' \quad (4.54)$$

Somando as contribuições de todos os elementos infinitesimais, a somatória se reduz, no limite, a uma integral. Dessa forma temos que:

$$E_{\theta} = \int_{\lambda/50}^{7\lambda/100} dE_{\theta} = j\eta \frac{ke^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\text{sen}\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{-7\lambda/100}^{-\lambda/50} I_e(x', y', z') e^{jkz'\cos\theta} dz' \right] \quad (4.55)$$

Para a distribuição corrente dada em (4.51), (4.55) pode ser escrita da forma:

$$E_{\theta} = -j\eta \frac{I_0 ke^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\cos\phi)}}{4\pi r} \text{sen}\theta \left[ \int_{-7\lambda/100}^{-\lambda/50} I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{50} + z' \right) \right] e^{jkz'\cos\theta} dz' \right] \quad (4.56)$$

A integral em (4.56) pode ser calculada usando a identidade dada em (2.42).

Depois de algumas manipulações matemáticas, (4.56) toma a forma de:

$$E_{\theta} = j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\cos\phi)}}{4\pi r \text{sen}\theta} \left[ e^{-jk\frac{7\lambda}{100}\cos\theta} \left( -j \cos\theta \text{sen} \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) + \cos \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) \right) - e^{-jk\frac{\lambda}{50}\cos\theta} \right] \quad (4.57)$$

De maneira similar, usando as relações estabelecidas entre  $E_{\theta}$  e  $H_{\phi}$  nas regiões de campos distantes, o campo da componente  $H_{\phi}$  pode ser escrito como:

$$H_{\phi} \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \cong j \frac{I_0 e^{-jk(r-(13\lambda/100)\text{sen}\theta\cos\phi)}}{4\pi r \text{sen}\theta} \left[ e^{-jk\frac{7\lambda}{100}\cos\theta} \left( -j \cos\theta \text{sen} \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) + \cos \left( -k \frac{\lambda}{20} \right) \right) - e^{-jk\frac{\lambda}{50}\cos\theta} \right] \quad (4.58)$$



#### 4.1.2.5 Equações de campos distantes do quinto elemento

##### 4.1.2.5.1 Dipolo infinitesimal

Para encontrar as expressões do dipolo infinitesimal posicionado na origem do sistema de coordenadas e orientado ao longo do eixo  $x$ , seguimos os mesmos procedimentos feitos no item 4.1.2.2.1, para o segundo elemento.

Assume-se a corrente como sendo constante e dada por:

$$I(x') = \hat{a}_x I_0 \quad (4.59)$$

onde  $I_0 = \text{constante}$ .

Os campos irradiados pelo elemento de corrente, depois de seguir todos os procedimentos, para  $kr \gg 1$  são dadas por:

$$E_\theta = -j\eta \frac{kI_0 l \cos\theta \cos\phi e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (4.60.a)$$

$$E_\phi = -j\eta \frac{kI_0 l \text{sen}\phi e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (4.60.b)$$

$$E_r = H_r = 0 \quad (4.60.c)$$

$$H_\theta = -j \frac{kI_0 l \text{sen}\phi e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (4.60.d)$$

$$H_\phi = -j \frac{kI_0 l \cos\theta \cos\phi e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (4.60.e)$$

##### 4.1.2.5.2 Dipolo de comprimento finito (quinto elemento)

A distribuição de corrente do quinto elemento é a continuação do primeiro e pode ser escrita como:

$$I_c(x', y'=0, z'=7\lambda/100) = \left\{ \hat{a}_x I_0 \text{sen} \left[ k \left( \frac{\lambda}{4} - \frac{7\lambda}{100} - x' \right) \right], \quad 0 \leq x' \leq 13\lambda/100 \right\} \quad (4.61)$$

As componentes de campos elétrico e magnético na região de campos distantes são dadas, usando as equações de (4.60), como:

$$dE_{\theta} = j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \cos\theta \cos\phi dx' \quad (4.62.a)$$

$$dE_{\phi} = -j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi r} \sin\phi dx' \quad (4.62.b)$$

$$dE_r = dH_r = 0 \quad (4.62.c)$$

$$dH_{\theta} = -j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi r} \sin\phi dx' \quad (4.62.d)$$

$$dH_{\phi} = j \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jkR}}{4\pi R} \cos\theta \cos\phi dx' \quad (4.62.e)$$

onde

$$R \equiv r - x' \sin\theta \cos\phi + (7\lambda/100)\cos\theta, \text{ para a fase} \quad (4.63)$$

e

$$R \equiv r, \text{ para a amplitude} \quad (4.64)$$

Usando as aproximações de campos distantes dadas por (4.63), (4.64) pode se escrita como:

$$dE_{\theta} \cong j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jk(r+(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \sin\phi e^{+jkx' \sin\theta \cos\phi} dx' \quad (4.65.a)$$

$$dE_{\phi} \cong -j\eta \frac{kI_e(x', y', z')e^{-jk(r+(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi e^{+jkx' \sin\theta \cos\phi} dx' \quad (4.65.b)$$

A somatória de todos os elementos infinitesimais se reduz, no limite, a uma integral. Dessa forma:

$$E_{\theta} = \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} dE_{\theta} \cong -j\eta \frac{ke^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \cos\phi \left[ \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} I_e(x', y', z') e^{+jkx' \sin\theta \cos\phi} dx' \right] \quad (4.66)$$

Para a corrente de distribuição de (4.61), a equação (4.66) pode ser escrita como:

$$E_{\theta} \cong -j\eta \frac{ke^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \cos\phi \left[ I_0 \int_0^{\frac{13\lambda}{100}} \text{sen} \left[ k \left( \frac{9\lambda}{50} - x' \right) \right] e^{+jkx' \sin\theta \cos\phi} dx' \right] \quad (4.67)$$

A integral em (4.67) pode ser calculada usando a identidade dada por (2.42).

Depois de algumas manipulações matemáticas, (4.67) toma a forma de:

$$E_{\theta} \cong -j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \cos\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \cos^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \cos\phi \text{sen} \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \cos\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \cos\phi \text{sen} \left( k \frac{\lambda}{20} \right) - \cos \left( k \frac{\lambda}{20} \right) \right\} \right] \right] \quad (4.68)$$

e

$$E_{\phi} \cong -j\eta \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi \left[ \frac{1}{(\text{sen}^2\theta \cos^2\phi + 1)} \left[ -j \text{sen}\theta \cos\phi \text{sen} \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \cos \left( k \frac{9\lambda}{50} \right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \text{sen}\theta \cos\phi} \left\{ j \text{sen}\theta \cos\phi \text{sen} \left( k \frac{\lambda}{20} \right) - \cos \left( k \frac{\lambda}{20} \right) \right\} \right] \right] \quad (4.69)$$

De maneira similar, ou usando as relações estabelecidas entre  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  nas regiões de campos distantes, o campo da componente  $H_{\phi}$  e  $H_{\theta}$  podem ser escritos como:

$$H_{\theta} \cong \frac{E_{\phi}}{\eta} \cong -j \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\phi \left[ \frac{1}{(\sin^2\theta \cos^2\phi + 1)} \left[ -j \sin\theta \cos\phi \sin\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + \cos\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \sin\theta \cos\phi} \left\{ j \sin\theta \cos\phi \sin\left(k \frac{\lambda}{20}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{20}\right) \right\} \right] \right] \quad (4.70)$$

$$H_{\phi} \cong \frac{E_{\theta}}{\eta} \cong -j \frac{I_0 e^{-jk(r-(7\lambda/100)\cos\theta)}}{4\pi r} \cos\theta \cos\phi \left[ \frac{1}{(\sin^2\theta \cos^2\phi + 1)} \left[ -j \sin\theta \cos\phi \sin\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) - \cos\left(k \frac{9\lambda}{50}\right) + e^{-jk \frac{13\lambda}{100} \sin\theta \cos\phi} \left\{ j \sin\theta \cos\phi \sin\left(k \frac{\lambda}{20}\right) - \cos\left(k \frac{\lambda}{20}\right) \right\} \right] \right] \quad (4.71)$$

### 4.1.3 Simulação das equações analíticas do dipolo de duplo arco

A componente de campo total é dada por  $E_{\theta_r}$ , a soma vetorial dos cinco elementos discretos analisados anteriormente pode ser escrita como:

$$E_{\theta_r} = E_{\theta_1} + E_{\theta_2} + E_{\theta_3} + E_{\theta_4} + E_{\theta_5} \quad (4.72)$$

Nas Figs. 37 a 48 podemos observar os diagramas das equações analíticas localizados nos planos YX ( $\theta = 90^\circ$ ), XZ ( $\phi = 0^\circ$ ), ZY ( $\phi = 90^\circ$ ), X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ) e X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ), respectivamente.

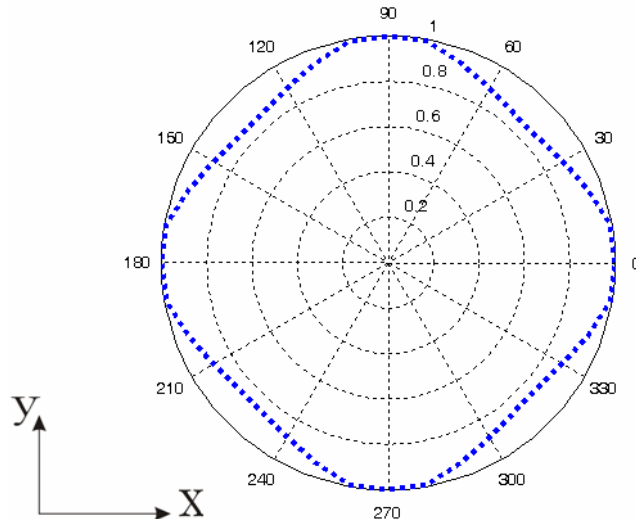
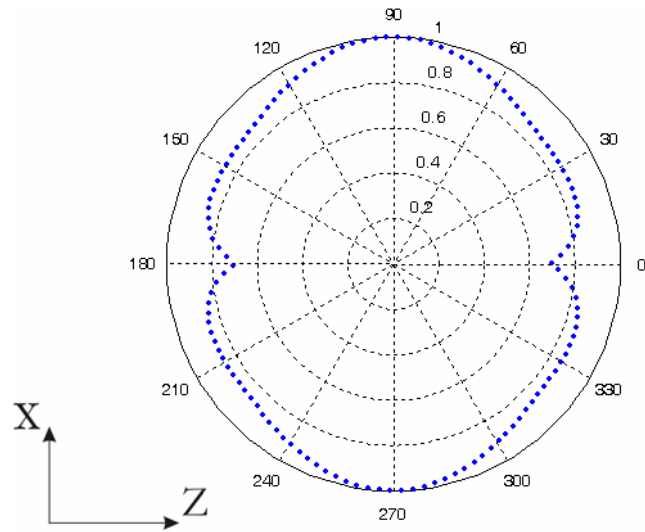
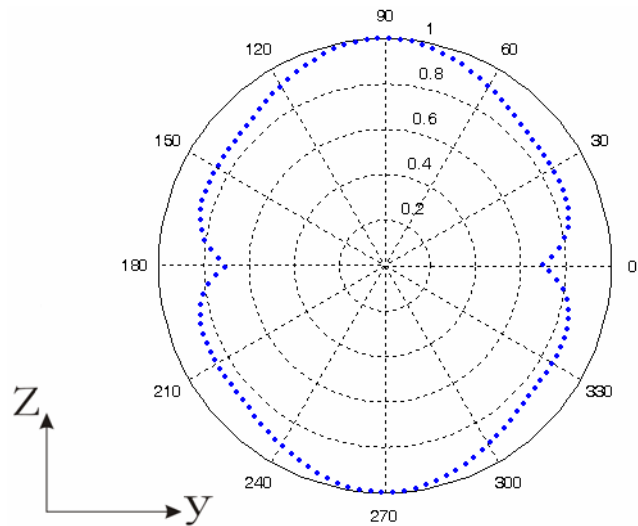


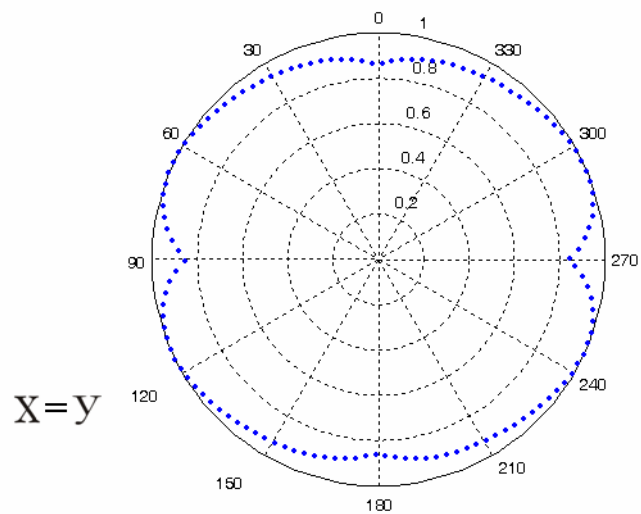
Figura 37 – Diagrama de irradiação no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ ).



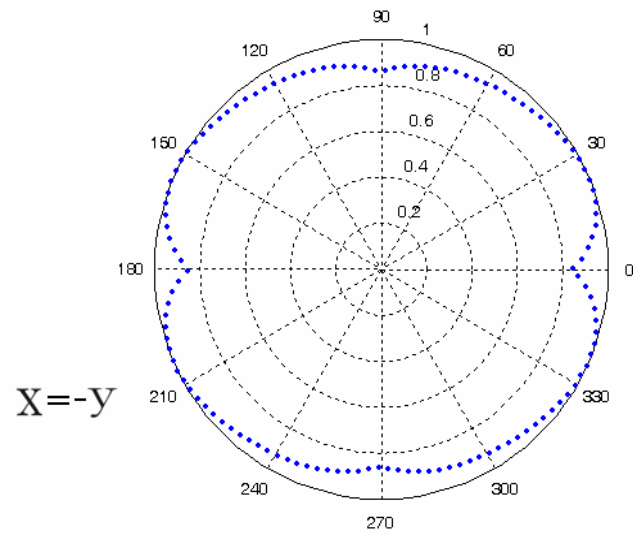
**Figura 38** – Diagrama de irradiação no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).



**Figura 39** – Diagrama de irradiação no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ ).



**Figura 40** – Diagrama de irradiação no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ).



**Figura 41** – Diagrama de irradiação no plano  $X=Y$  ( $\phi = 135^\circ$ ).

Se compararmos os diagramas de irradiação simulados das equações analíticas com os do CST (Figs. 22, a 26), podemos observar que há uma boa aproximação.

## 5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para validação dos resultados teóricos foram feitas as medidas práticas dos diagramas de irradiação, coeficiente de reflexão, ganho e diretividade. As medidas foram realizadas no LEMA (Laboratório de eletromagnetismo e microondas aplicados – UFCG) com a utilização dos seguintes equipamentos: analisador de redes – AGILENT modelo – 8753 ET com faixa de 300 kHz – 3GHz, gerador de microondas Rohde & Schwarz, SM300 9KHz – 3GHz e uma antena log – periódica modelo HL-040, LT- com largura de banda de 0,4 – 3GHz.

### 5.1. Resultados experimentais para o Dipolo Curvado

Na Fig. 42 podemos ver formato real da antena dipolo curvado. Seu diagrama de irradiação medido é apresentado nas Figuras 43 e 44. Com a superposição desses diagramas com os apresentados na Fig. 19, notamos uma boa aproximação principalmente no diagrama horizontal. Dessa forma temos a validação dos mesmos.



**Figura 42** - Protótipo da antena dipolo curvado com *Balun* de quarto de onda.

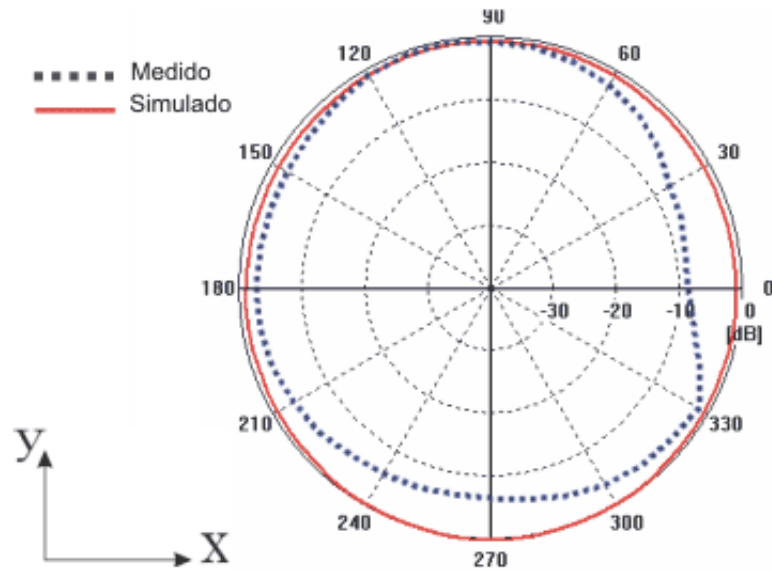


Figura 43 – Diagramas de irradiação horizontal (YX)

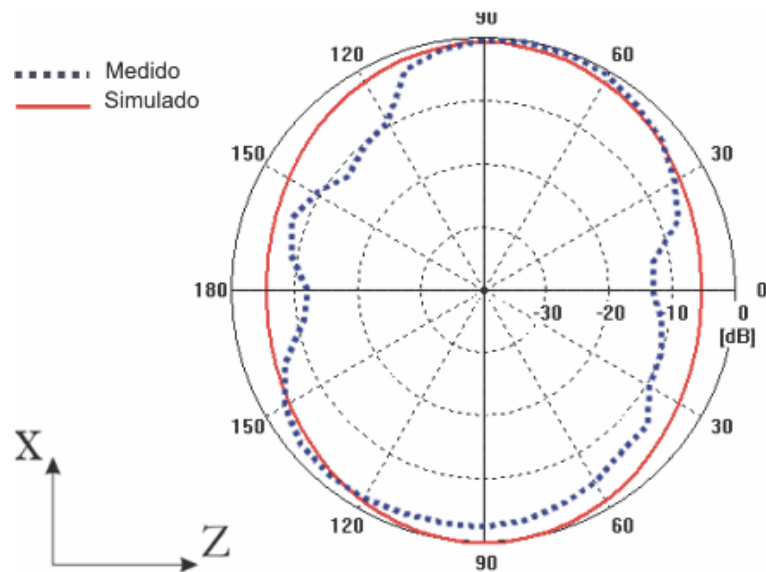
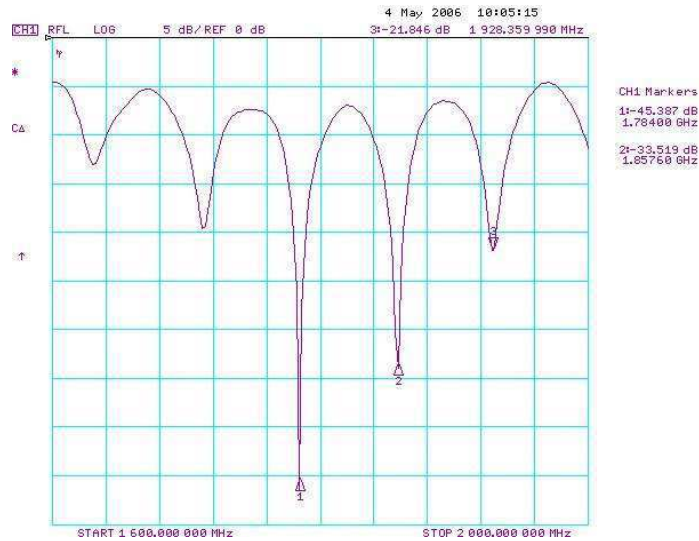


Figura 44 – Diagramas de irradiação horizontal (XZ)

### 5.1.1 Coeficiente de reflexão

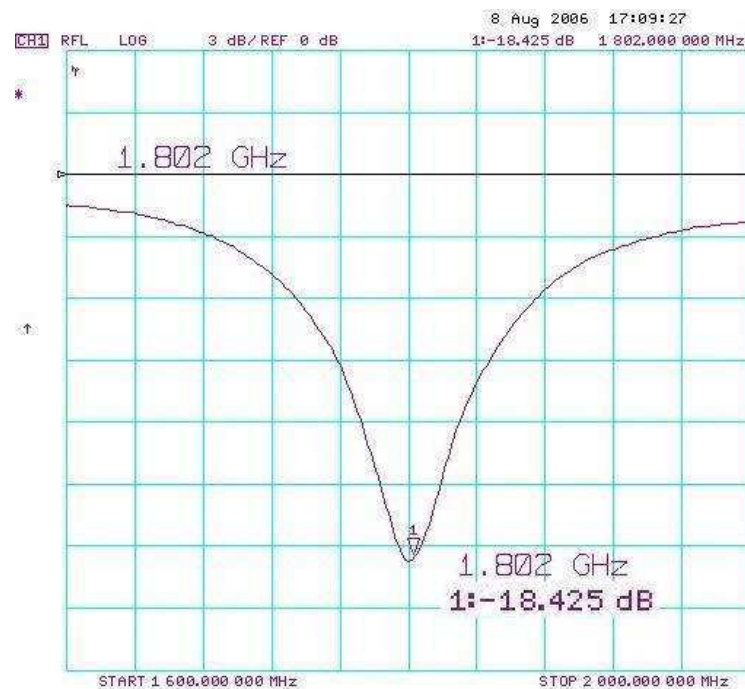
O coeficiente de reflexão medido é mostrado na Fig. 45. Como podemos observar tem-se uma faixa de frequências inclusive a frequência de ressonância da antena. Na análise, concluímos que a causa de vários picos de frequências era devido ao tipo de *balun* utilizado, que no início foi o de quarto de onda.





**Figura 45** – Coeficiente de reflexão medido do dipolo curvado com *balun* de quarto de onda

Identificado a causa do problema, decidimos utilizar o *Balun* coaxial “*Tapered*” que além de possibilitar o balanceamento, proporciona também a transformação/casamento de impedância (item 2.3.1). O coeficiente de reflexão é para esta nova configuração é mostrado na Fig. 46.



**Figura 46** – Coeficiente de reflexão medido do dipolo curvado com *Balun* coaxial “*Tapered*”.

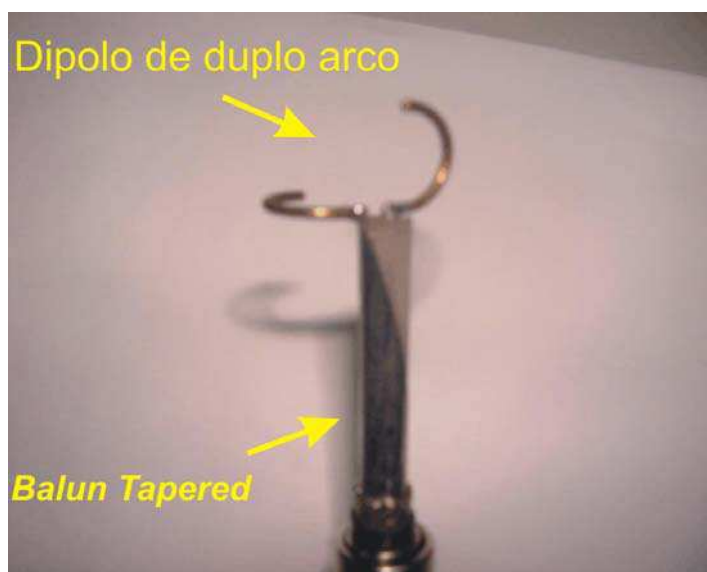
Como podemos observar na Fig. 46, o problema de vários picos de frequência foi resolvido com o uso desse tipo de *balun*. O módulo do coeficiente de reflexão teve uma magnitude de -18.42 dB em 1.8 GHz. Comparando este resultado com simulado da Fig.20, observamos que as frequências são as mesmas e magnitude teve um resultado mais satisfatório nas medidas práticas.

### 5.1.2 Ganho e diretividade

O ganho medido para essa antena, foi de 2,14 dB e a diretividade ficou em 1.63, na frequência de operação. Essas medidas estão bem próximas das simuladas.

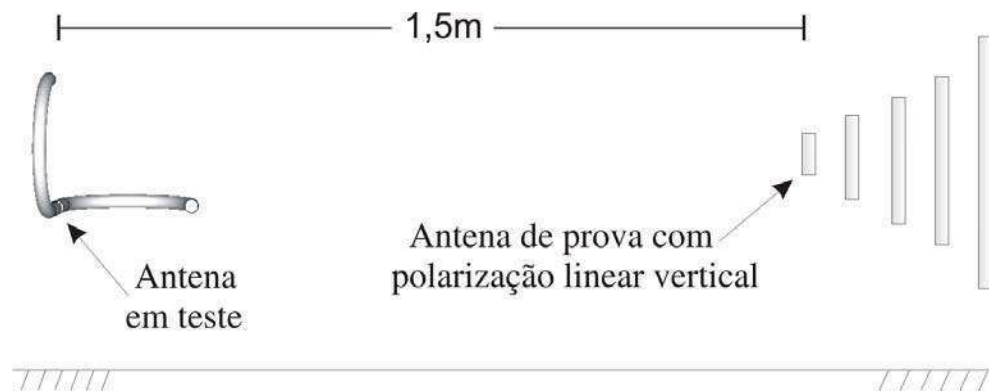
## 5.2. Resultados Experimentais para o Dipolo de Duplo Arco

Esta antena foi construída de acordo com as especificações dadas na Fig. 21. A frequência de operação de projeto foi 2.45GHz, a configuração final é mostrada na Fig. 47.



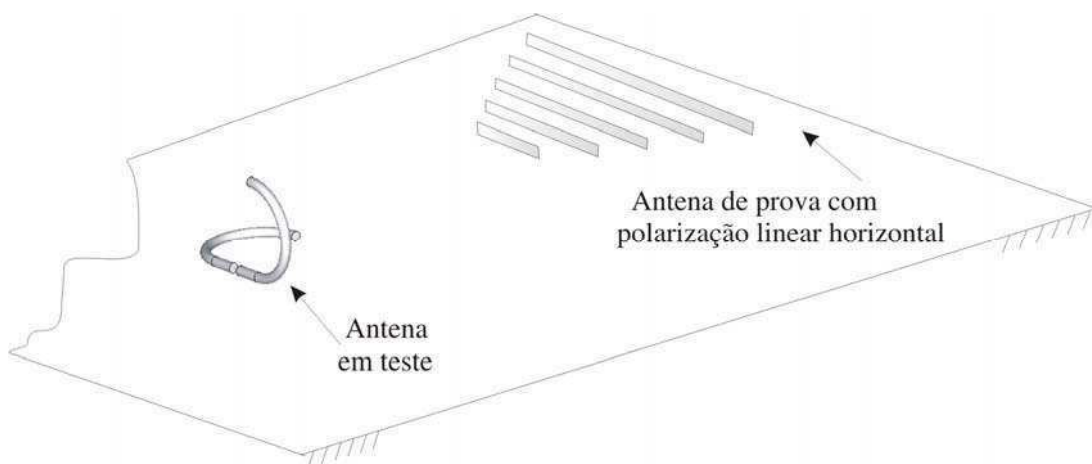
**Figura 47** – Protótipo da antena dipolo de duplo arco

Para comprovação da eficiência desse irradiador, quase – isotrópico, em termos de polarização, a antena de referência utilizada para realização das medidas foi ajusta em duas posições. Na primeira posição, a antena de referência estava com polarização linear vertical como é mostrado na Fig. 48.



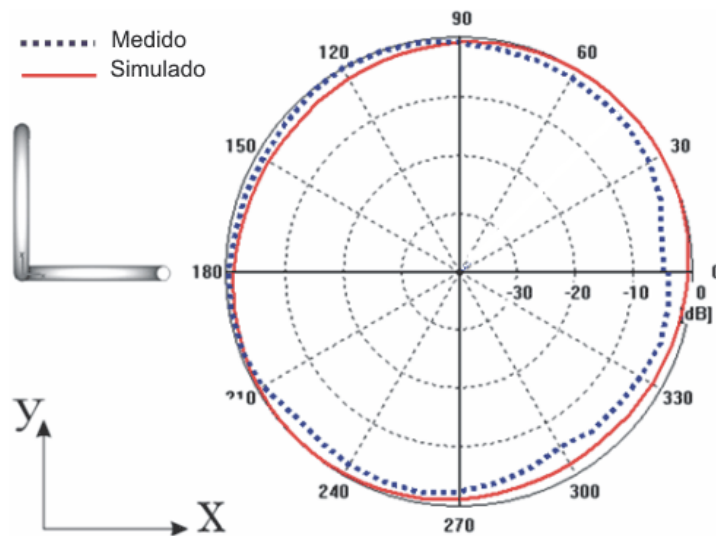
**Figura 48** – Montagem para medição de campo. A distância entre as antenas é de um metro e meio. (a antena de referência, log periódica, está na posição vertical).

Na segunda posição, a antena de referência estava com polarização linear horizontal como é mostrado na Fig. 49.

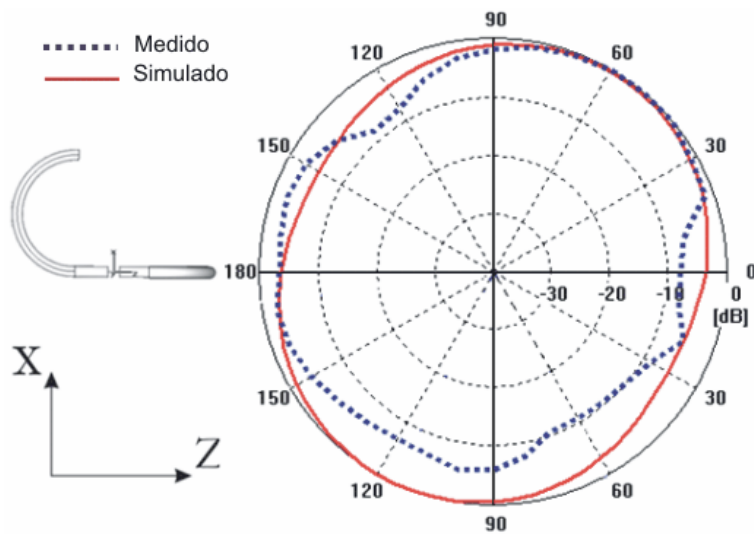


**Figura 49** – Montagem para medição de campo (a antena de referência, log periódica, está na posição horizontal).

Os resultados gráficos das medidas práticas sobrepostas das simuladas, com a antena de referência com polarização linear vertical, são mostrados nos planos YX ( $\theta = 90^\circ$ ), XZ ( $\phi = 0^\circ$ ), ZY ( $\phi = 90^\circ$ ), X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ) e X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ), respectivamente a seguir.



**Figura 50** – Diagrama de irradiação medido no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ )



**Figura 51** – Diagrama de irradiação medido no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).

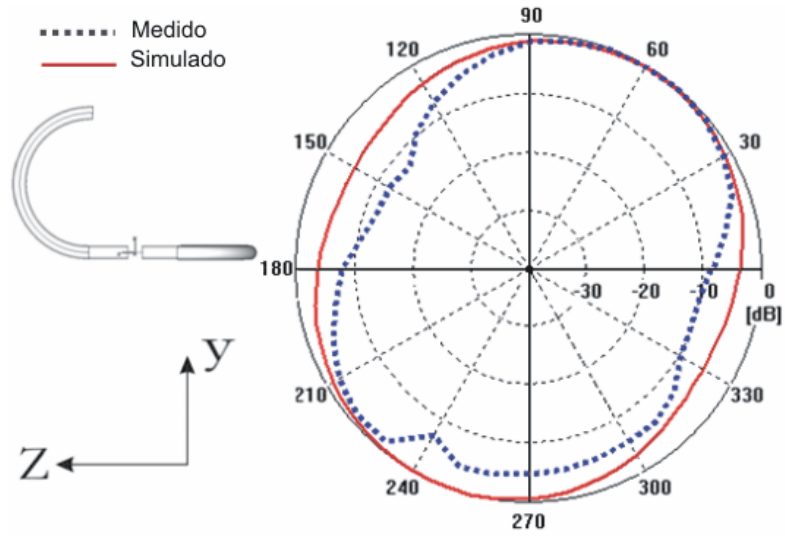


Figura 52 – Diagrama de irradiação medido no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ )

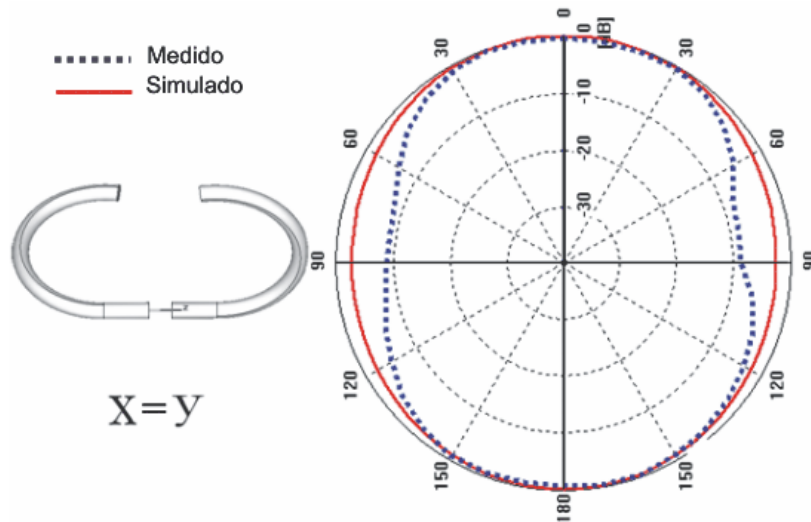


Figura 53 – Diagrama de irradiação medido no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ )

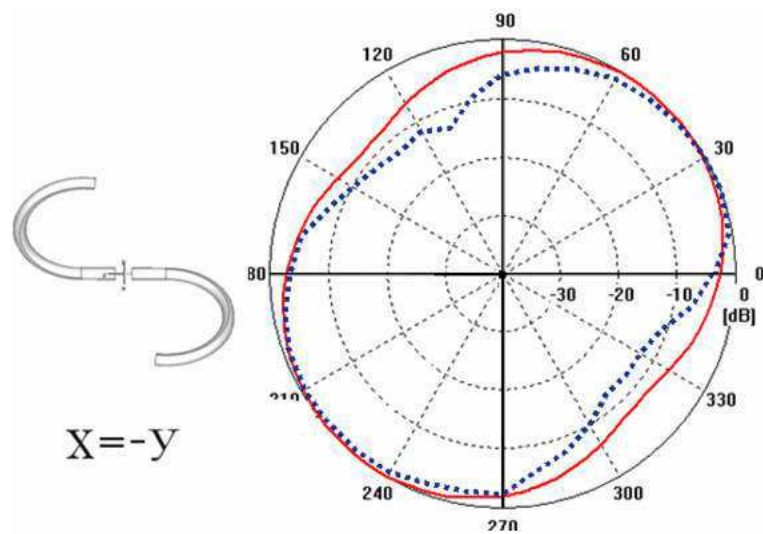
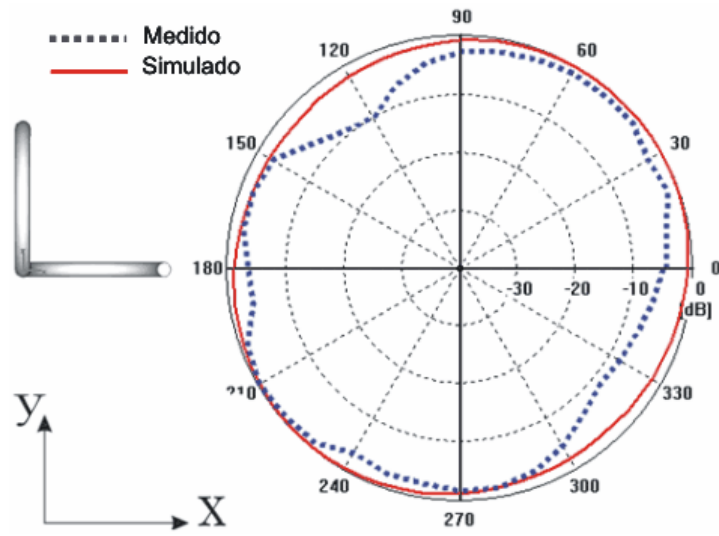
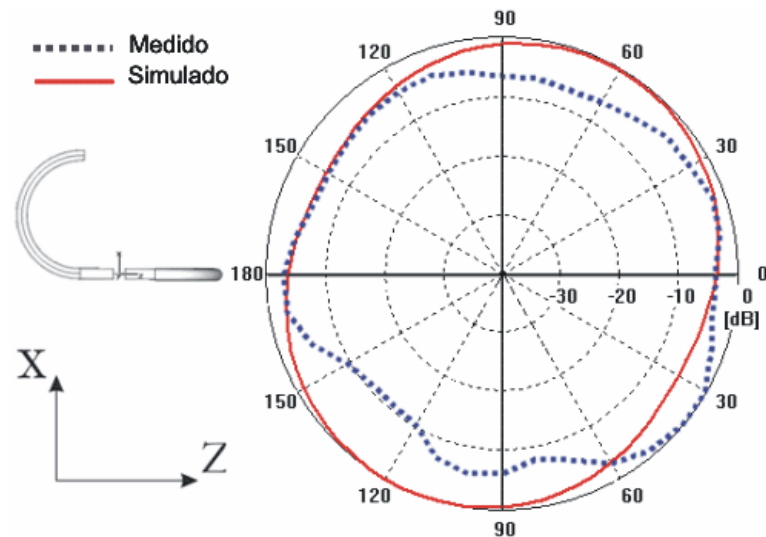


Figura 54 – Diagrama de irradiação medido no plano X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ )

Os resultados medidos, com a antena de referência na polarização linear horizontal, também são mostrados nos planos YX ( $\theta = 90^\circ$ ), XZ ( $\phi = 0^\circ$ ), ZY ( $\phi = 90^\circ$ ), X=Y ( $\phi = 45^\circ$ ) e X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ ), respectivamente como é mostrado a seguir.



**Figura 55** – Diagrama de irradiação medido no plano YX ( $\theta = 90^\circ$ )



**Figura 56** – Diagrama de irradiação medido no plano XZ ( $\phi = 0^\circ$ ).

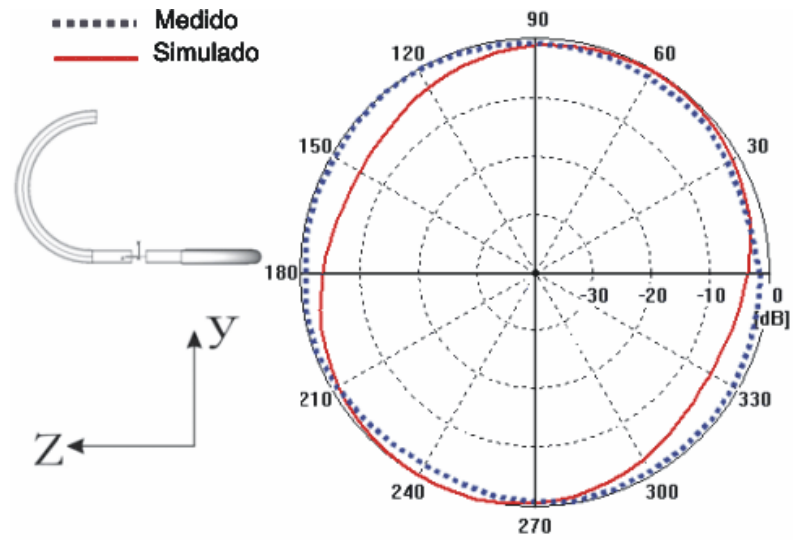


Figura 57 – Diagrama de irradiação medido no plano ZY ( $\phi = 90^\circ$ )

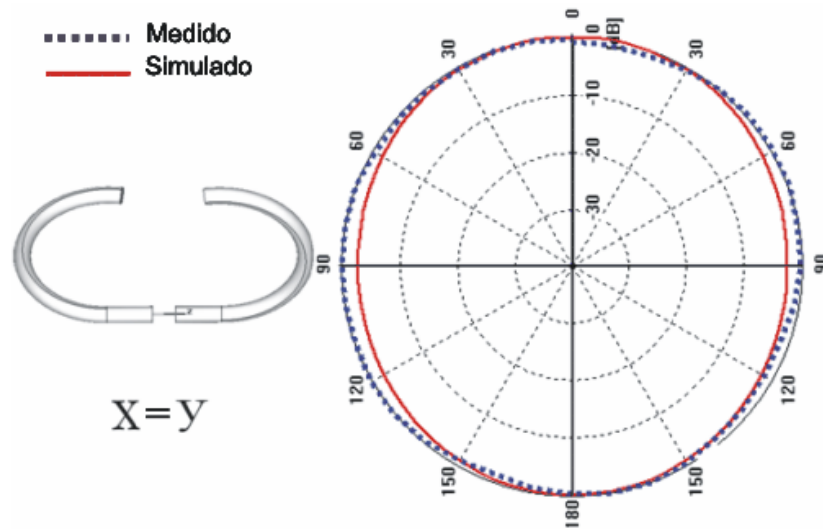


Figura 58 – Diagrama de irradiação medido no plano X=Y ( $\phi = 45^\circ$ )

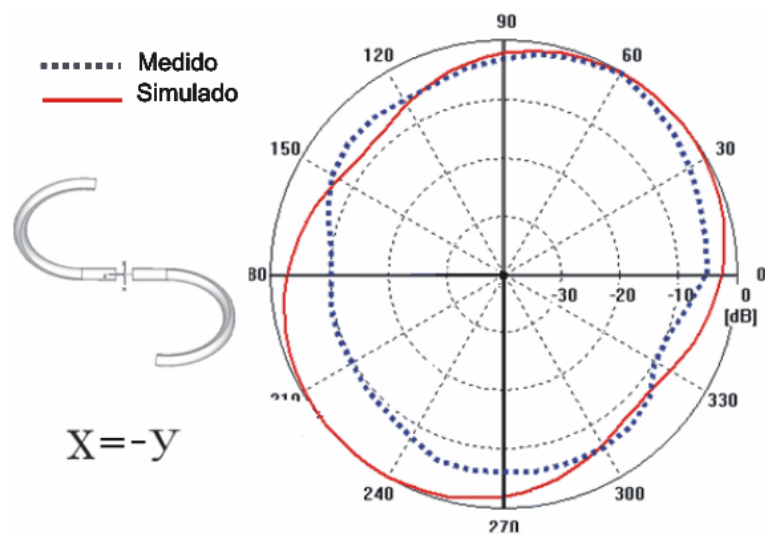
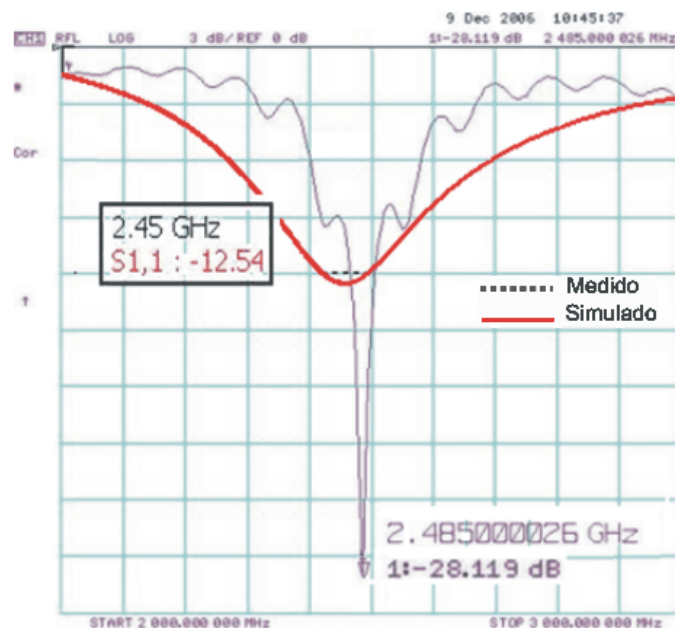


Figura 59 – Diagrama de irradiação medido no plano X=-Y ( $\phi = 135^\circ$ )

Comparando os resultados experimentais com os resultados simulados, observamos que os diagramas experimentais das figuras 51, 52, 53, 54 e 55 estão mais próximos dos diagramas simulados com o CST (figuras 23, 24, 25, 26 e 27). Sendo assim concluímos que, na simulação realizada com o CST, a antena de referência está na polarização linear vertical.

### 5.2.1 Coeficiente de reflexão e impedância

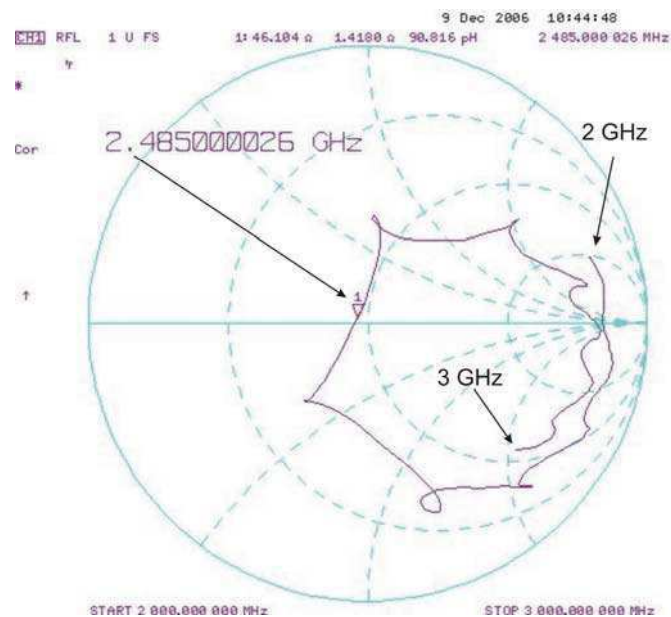
O coeficiente de reflexão medido é mostrado na Fig. 60. Para casamento desta antena foi utilizado o mesmo *balun* coaxial “*Tapered*”. O módulo do coeficiente de reflexão teve uma magnitude de -28.119 dB em 2.485 GHz. Comparando este resultado com simulado da Fig.27, observamos que a magnitude do coeficiente de reflexão teve um resultado bem satisfatório. Nota-se também que a frequência de melhor casamento medida está cerca de 35 MHz acima da simulada, caracterizando um erro de 1,4%.



**Figura 60** – Coeficiente de reflexão medido do dipolo de duplo arco acoplado com *Balun* coaxial “*Tapered*”



A impedância do sistema irradiante (antena acoplada com o *Balun* coaxial “Tapered”) é apresentada na carta de Smith (Fig. 61). Como podemos observar a impedância a ficou em  $46,104\Omega$ . O que está bem próximo da impedância característica da linha de transmissão utilizada, cabo coaxial de  $50\Omega$ .



**Figura 61** – Impedância de entrada na carta de Smith da antena dipolo de duplo arco

### 5.2.2 Ganho e diretividade

O ganho para esta antena foi calculado levando – se em conta as duas posições de polarização da antena de referência;

Com a antena na vertical o ganho calculado foi 2,2 dB e a diretividade ficou em 1,68.

Com a antena de referência na horizontal o ganho calculado foi 0,27 dB e a diretividade ficou em 1,097. Como podemos observar o ganho da segunda posição da antena ficou bem próximo da antena isotrópica, devido a poucas deformações no seu diagrama de irradiação.

## 6 CONCLUSÃO

Neste trabalho foi apresentada uma análise de antenas lineares de fio, baseadas nos modelos da antena dipolo curto e na antena infinitesimal de Hertz. O projeto de um elemento irradiador com características isotrópicas, desde a idealização da distribuição de corrente sobre a antena à geometria física espacial foi discutida. Foi mostrado também a concepção de irradiadores quase isotrópicos, incluindo as etapas de medição, casamento, adaptação e simulação.

Inicialmente foram apresentados os fundamentos matemáticos da teoria eletromagnética aplicada ao estudo de antenas, além dos conceitos e definições necessários para o bom entendimento do processo de irradiação e confecção mesma. Nessa etapa, alguns parâmetros fundamentais das antenas e parte da teoria para antena tipo dipolo, utilizada para o desenvolvimento desse irradiador foram abordados, onde a definição de irradiador isotrópico ideal (ISo) é colocada em evidência. Suas características elétricas como ganho, diretividade, dimensão física e polarização foram identificadas e utilizadas durante a caracterização do modelo da antena aqui proposta.

O projeto inicial do modelo do elemento irradiador teve sua geometria limitada ao plano bidimensional, onde suas características físicas e elétricas satisfizeram as exigências neste domínio. Foram projetadas duas antenas de geometria simples, operando na frequência de 1,8 GHz. Nessa geometria, a antena, denominada dipolo curvado, apresenta uma forma intermediária entre o dipolo simples e o dipolo dobrado. Foi tomado como critério de projeto o desenvolvimento de um elemento irradiador que fosse composto por apenas uma antena, ou seja, evitando a possibilidade de obtenção das características

isotrópicas com arranjos de elementos e limitando a ocupação espacial a pequenas dimensões. Independentemente do estado de adaptação da antena à linha de transmissão, essa antena apresentou características aproximadas da isotropia, quando observados os diagramas de irradiação, porém com o limitante de ser apenas em uma polarização. Esse resultado era esperado, uma vez que a geometria física da antena não possui nenhuma contribuição e, portanto, nenhuma fonte de corrente no terceiro plano ortogonal a plano da antena.

A segunda etapa, já concluídos satisfatoriamente os resultados esperados para o dipolo curvado na primeira etapa, foi desenvolvido o projeto e concepção de uma antena, agora na frequência de 2,45 GHz, com características isotrópicas tridimensionais. Essa antena, denominada dipolo de duplo arco, teve também sua geometria baseada no dipolo simples de meia onda. Os bons resultados obtidos com a antena dipolo linear e o amadurecimento com a teoria de antenas de fio, fortaleceu a decisão de continuar com esse tipo de antena de referência. Para esse irradiador introduziu-se uma componente geométrica na direção do terceiro plano ortogonal, o que permitiu termos uma fonte de corrente e, conseqüentemente, uma polarização linear nessa direção. O ajuste das dimensões desse trecho filamental de corrente foi condicionado a forma do diagrama de irradiação desejado, quase-isotrópico. Esse protótipo de antena apresentou características de irradiação nas duas polarizações primárias, horizontal e vertical, nas três direções ortogonais de propagação.

De forma a comprovar o modelo, foi realizada uma análise das principais características dessas antenas, utilizando um programa computacional comercial baseado, no método da integração finita, o CST Microwave Studio. Esse

programa permite simular a geometria da antena com características muito próximas do protótipo real. A partir da simulação, foram obtidos os diagramas de irradiação, coeficiente de espalhamento de reflexão,  $S_{11}$  e carta de Smith.

O domínio da teoria sobre antenas de fio e a simplicidade das equações analíticas para elementos de fio lineares nos permitiu desenvolver o modelo teórico para o caso da antena dipolo de duplo arco. As expressões desenvolvidas permitem a determinação do campo elétrico irradiado proveniente do irradiador quase-isotrópico para qualquer frequência. O modelo analítico, ainda que desenvolvido para a antena dipolo de duplo arco, pode ser facilmente aplicado ao dipolo curvado.

Foi utilizado o *balun tapered* de banda larga no protótipo do irradiador quase-isotrópico. Essa estrutura demonstrou uma excelente adaptação e casamento de impedância entre a linha de transmissão e a antena. A comparação entre os diagramas de irradiação medidos, simulados no CST e simulados pelas expressões analíticas demonstrou boa concordância. O parâmetro de espalhamento  $S_{11}$  apresentou um erro muito pequeno na variação da frequência de ressonância. O ganho e a diretividade, ainda que não expressivos, devido ao próprio caráter quase-isotrópico da antena, foram avaliados e validam o protótipo. Nas medições dos diagramas de irradiação foram utilizadas como antena de referência uma antena log – periódica padrão.

Em conclusão, foram realizadas as etapas de desenvolvimento teórico, simulação e concepção de uma antena. Os resultados são bastante motivadores do ponto de vista prático e conceitual. A aplicação para o protótipo proposto vai desde sua utilização como antena transmissora, sensor de campo isotrópico,

arranjos até a sua utilização prática como elemento irradiador de referência. Por fim, uma das principais contribuições deste trabalho se destaca no desenvolvimento de uma antena real que irradia e recebe potência quase uniformemente em todas as direções.

Ao longo desse trabalho, pode-se observar outros campos de interesse e estruturas que podem ser aprofundados e explorados. São apresentadas a seguir algumas sugestões para trabalhos futuros:

- ✓ Desenvolvimento de uma antena planar com as características semelhantes as dos protótipos desenvolvidos;
- ✓ Utilização de um maior número de elementos na discretização da antena dipolo de duplo arco;
- ✓ Utilização do protótipo do elemento quase-isotrópico num arranjo de elementos e sua validação com os modelos teóricos.

## REFERÊNCIAS

- GALINDO, V.; GREEN, K. “*A Near-Isotropic Circularly Polarized Antenna for Space Vehicles*”, IEEE Trans. Ant. Propagat. AP-13, 1966.
- MATHIS, H.F. “*A short proof that an isotropic antenna is impossible*”, Proceedings of the IRE, vol. 39, p. 970 (1951).
- MATHIS, H.F. “*On Isotropic Antenna*”, Proceedings of the IRE, vol. 42, p. 1810 (1954).
- SCHANTZ, HANS, “*The Art and Science of UWB Antenas*”, Artech House, Inc., 2005.
- MATZNER, H.; MILGROM, M.; SHTRIKMAN, S.; “*A study of finite size power isotropic radiators*”, [Electrical and Electronics Engineers in Israel, 1995., Eighteenth Convention of](http://puhep1.princeton.edu/~mcdonald/examples/isorad.pdf) 7-8 March 1995 Page(s):1.4.1/1 -1.4.1/5., <http://puhep1.princeton.edu/~mcdonald/examples/isorad.pdf>.
- BALANIS, CONSTANTINE “*Antenna Theory*”, John Wiley & Sons, Inc, 1997.
- KONG, JIN AU “*Electromagnetic Wave Theory*”, EMW Publishing, 2000.
- J. D. KRAUS, “*Antennas*”. New York, McGraw-Hill, 1950.
- HAT SCHRANK, IDRIS, S.H, HADZER C.M., “*Analysis of the Radiation Resistance and Gain of a Full-Wave Dipole*”. IEEE Antennas and Propagation Magazine, Vol. 36, No. 5, October 1994
- G. A. DESCHAMPS, J. D. DYSON, P. E. MAST, “*Two-Port Isotropic Radiator for Unpolarized Waves*”. IEEE Transactions on Antennas & Propagation, November, p.809, (1969).
- ALTMAN, JEROME L. “*Microwave Circuits*” – 1<sup>a</sup> ed., D. Van Nostrand Company, 1964.
- COLLIN, ROBERT E., “*Foundations for Microwave Engineering*” – McGraw-Hill, Inc., 1966.
- GUPTA, K.C., GARG, RAMESH, AND CHADHA RAKESH, “*Computer – Aided design of Microwave Circuits*” – Artech House, Inc – Washington, 1981. Collin, Robert E., “*Foundations for Microwave Engineering*” – McGraw-Hill, Inc., 1966.
- BROWN, G.H., *The “Turnstile” Antenna*, Electronics 9, 15 (April, 1936).

DUNCAN, J. W. AND . MINERVA, V. P, “*100:1 Bandwidth Balun Transformer*”, Proc. IRE, vol. 48, pp. 156-164, February 1960.

PIRES, E. S.; FONTGALLAND, G.; VALLE R. M.; ARAGÃO, G. F.; SANTOS, W. R. N.; VUONG, T. P. VUONG, “*Proposal of a New Compact Isotropic Antenna*”, IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, August 2006.

PIRES, E. S.; FONTGALLAND, G.; MELO M. A. B.; ARAGÃO, G. F. ; VUONG, T. P. ; GHIOTTO, A. , “*Proposal of a New Compact Quasi-Isotropic Radiator*”, *International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics [ANTEM] and Canadian Radio Sciences [URSI/CNC]*, JULY – 2006.

VALLE, R. R. M., “*Introdução ao fundamento de antenas*”, Apostila do curso de Antenas na UFCG/UAAE, 2004.

IEEE *Transactions on Antennas and propagation*, vols. AP-17, No. 3, May 1969; AP-22, No. 1, January 1974; and AP-31, No. 6, Part II, November.

STUCHLY, M. A. & STUCHLY, S. C. (1983). “*Industrial, Scientific, Medical and Domestic applications of microwave*”. IEE Proceedings, vol. 130, (5): 467-503, november 1983.