

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ

**INSTITUTO DE ENGENHARIA DE SISTEMAS E TECNOLOGIA DA
INFORMAÇÃO – IESTI**

**ANTENAS EM LENTE APLICADAS EM
TECNOLOGIAS QUE VISAM ALTAS TAXAS DE
TRANSMISSÃO**

RENAN ALVES DOS SANTOS

ORIENTADOR: PROF. DR. DANILO HENRIQUE SPADOTI

Itajubá - MG
Fevereiro/2019

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ

**INSTITUTO DE ENGENHARIA DE SISTEMAS E TECNOLOGIA DA
INFORMAÇÃO – IESTI**

**ANTENAS EM LENTE APLICADAS EM
TECNOLOGIAS QUE VISAM ALTAS TAXAS DE
TRANSMISSÃO**

RENAN ALVES DOS SANTOS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Doutor em Ciências em Engenharia Elétrica.

Orientador: Dr. Danilo Henrique Spadoti

Itajubá - MG
Fevereiro/2019

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ITAJUBÁ

**INSTITUTO DE ENGENHARIA DE SISTEMAS E TECNOLOGIA DA
INFORMAÇÃO – IESTI**

ANTENAS EM LENTE APLICADAS EM TECNOLOGIAS QUE VISAM ALTAS TAXAS DE TRANSMISSÃO

RENAN ALVES DOS SANTOS

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica como parte dos requisitos para a obtenção do Título de Doutor em Ciências em Engenharia Elétrica.

Orientador: Dr. Danilo Henrique Spadoti

Aprovado em 20 de fevereiro de 2019.

Membros da Banca:

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti

(Orientador – IEST – UNIFEI)

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro

(Membro interno – IEST – UNIFEI)

Prof. Dr. Luís Henrique de Carvalho Ferreira

(Membro interno – IEST – UNIFEI)

Prof. Dr. José Ricardo Bergmann

(Membro externo – CETUC – PUC-Rio)

Prof. Dr. Rafael Abrantes Penchel

(Membro externo – UNESP)

Itajubá - MG
Fevereiro/2019

Dedico este trabalho ao professor Silvio Ernesto Barbin (in memoriam) que mesmo no pouco contato que tivemos me ensinou grandes lições sobre a disposição de ajudar sem esperar qualquer recompensa

AGRADECIMENTO

Desejo registrar o mais profundo agradecimento a todos que de alguma forma me deram suporte e apoio durante essa caminhada. Agradeço, primeiramente, ao meu orientador professor *Dr. Danilo Henrique Spadoti*, pelas incontáveis horas de orientação, sempre com muita atenção e dedicação. Sou muito grato não somente pelos conceitos técnicos que me ajudou a alcançar, mas também por ter me ensinado a ser uma pessoa melhor.

Agradeço a minha família, minha mãe Celma, meu pai Raimilo e meu irmão Rony por todo o carinho. Obrigado por sempre me darem forças em toda a minha jornada.

Agradeço aos amigos do laboratório de Microeletrônica da Universidade Federal de Itajubá, em especial os professores *Dr. Luís Henrique* e *Dr. Gustavo*, *Dr. Odilon*, e os colegas *Paulo*, *Franco*, *César*, *Artur*, *Cicero* e *João*. Obrigado pelas horas do café sempre regadas a discussões filosóficas que terminaram em gargalhada.

Agradeço aos amigos do laboratório de telecomunicações da Universidade Federal de Itajubá, em especial os professor *Dr. Mateus* e os colegas *Daniele*, *Poliane*, *Moïse*, *Andreia*, *Reinaldo*, *Décio*, *Adelson*, *Lucas* e *Érika*. Obrigado por sempre me auxiliarem e darem forças quando necessário. Em especial, gostaria de externar minha gratidão ao colega *Gabriel Lobão* por todo o auxílio, principalmente, na construção dos protótipos e na elaboração de artigos.

Agradeço aos professores *Dr. Tales* do laboratório de Microeletrônica e *Dr. Marco Aurélio* do Instituto de Engenharia Mecânica pelo auxílio na compra de materiais e construção de protótipos.

Agradeço ao laboratório de ICC-Hardware do Instituto Nacional de Telecomunicações - Inatel, em especial ao professor *Ms. Marcelo* e o engenheiro *Ms. Luís*, que sempre mantiveram suas portas abertas possibilitando a caracterização de protótipos.

Não poderia deixar de fazer um agradecimento especial ao grande mestre professor *Dr. José A. Justino Ribeiro*. Atencioso, sempre esteve a disposição para ajudar em toda e qualquer dúvida, com disposição e bom humor. Tenho orgulho em dizer que fui seu aluno.

Este Trabalho foi realizado com o apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001. Deixo aqui o meio agradecimento pelo auxílio financeiro na forma de bolsa de estudos.

A maravilhosa disposição e harmonia do universo só pode ter tido origem segundo o plano de um Ser que tudo sabe e tudo pode. Isso fica sendo a minha última e mais elevada descoberta.

Isaac Newton

RESUMO

A evolução dos serviços oferecidos pelos sistemas de comunicação sem fio, aliada à conexão total entre dispositivos, impulsionada pelas propostas de internet das coisas, tem desafiado pesquisadores de diversas partes do mundo à encontrarem novas soluções para o futuro das telecomunicações. Dentre os inúmeros desafios a serem superados, o desenvolvimento de antenas, entre outros dispositivos de radiofrequência, tem concentrado grande atenção.

Nesse trabalho, apresenta-se o projeto de sistemas irradiantes com potencial para serem aplicável às futuras redes de telecomunicações. Para isso, utilizou-se a junção de antenas impressas com uma lente dielétrica para criar estruturas diretivas (alcançando 17,52 dBi), capazes de operar em faixa estreita (9,5 a 10,0 GHz) ou banda larga (8 a 12 GHz), com diversidade de polarização e capacidade de reconfiguração do diagrama de irradiação.

O objetivo principal deste trabalho é propor além de dispositivos, técnicas de projetos simples e eficientes que permitam sua reprodução independente da frequência ou dos materiais empregados. Com isso, acredita-se que este trabalho tem relevantes contribuições para as pesquisas de antenas empregadas ao futuro dos sistemas de comunicação sem fio.

Palavras-chave: antenas, banda larga, diagrama de irradiação reconfigurável, dupla polarização, lentes dielétricas.

ABSTRACT

Boosted by Internet of Thing proposals, the evolution of services provided by wireless communications systems, combined to full machine-to-machine communications, have pushed researches from entire globe to find new solutions for the future of telecommunications. Among the challenges to overtake, antenna development, as another radiofrequency device, has attracted great attention.

This work presents a project of irradiating system with potential to be applied on future telecommunications systems. Thus, the printed antenna concepts were joined to dielectric lenses, resulting in directive structures (reaching 17.52 dBi) capable to operating in narrowband (9.5 a 10.0 GHz) and broadband (8 a 12.0 GHz), with polarization diversity and possibility of irradiation pattern reconfiguration.

The main objective of this work is propose a simply and efficient design techniques to allow its production independently of frequency and employed materials. So that, this work has relevant contributions to antennas for future wireless telecommunications systems.

Keywords: antennas, broadband, reconfigurable radiation pattern, dual polarization, dielectric lenses.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Previsão do crescimento do tráfego de dados móveis.....	4
Figura 1.2 – Formas de transmissão em sistemas de comunicação móvel.	5
Figura 1.3 – Comparação do sistema de variação do feixe irradiado convencional com o proposto.	6
Figura 2.1 – Iluminadores para lentes dielétricas.	12
Figura 2.2 – Antena de microlinha retangular.....	12
Figura 2.3 – Variação da impedância de uma antena de microlinha retangular em função da largura das cortes casadores de impedância.....	16
Figura 2.4 – Coeficiente de reflexão da antena de microlinha retangular..	18
Figura 2.5 – Redução do plano terra de uma antena de microlinha retangular.	20
Figura 2.6 – Análise do coeficiente de reflexão de uma antena de microlinha retangular em função da redução do plano terra.	21
Figura 2.7 – Redução do acúmulo de cargas no vértice inferior do elemento ressonador.....	22
Figura 2.8 – Arredondamento dos vértices do elemento ressonador de antena de microlinha retangular.	22
Figura 2.9 – Análise do coeficiente de reflexão da antena impressa banda larga em função do arredondamento dos vértices do elemento ressonador.	23
Figura 2.10 – Diagrama irradiação da antena impressa banda larga.	23
Figura 2.11 – Antena de microlinha com dupla polarização.....	24
Figura 2.12 – Distribuição do vetor densidade de corrente superficial em antenas de microlinha.	25
Figura 2.13 – Comparação do coeficiente de reflexão em antenas de microlinha.	26
Figura 2.14 – Comparação do diagrama de irradiação das antenas de microlinha com polarização linear e dupla em 10GHz.....	27
Figura 2.15 – Estudo do centro de fase da antena de microlinha retangular.....	28
Figura 2.16 – Estudo do centro de fase da antena impressa banda larga.	28
Figura 2.17 – Estudo do centro de fase da antena de microlinha com dupla polarização.	29
Figura 3.1 – Lente dielétrica hemisférica.....	31
Figura 3.2 – Deslocamento de uma onda eletromagnética vista com uma raio.	33

Figura 3.3 – Exemplificação do Princípio de Fermat.	33
Figura 3.4 – Conceito da lei da refração a partir do caminho óptico.	34
Figura 3.5 – Conceito da lei de Snell a partir do caminho óptico.	36
Figura 3.6 – Caminhos percorridos por uma onda em uma lente dielétrica hemisférica.	36
Figura 3.7 – Distância focal em função dos valores da permissividade dielétrica da lente.	39
Figura 3.8 – Análise do vetor de Poynting nas lente dielétricas hemisféricas com iluminador desacoplado.	40
Figura 3.9 – Colimação da energia pela lente dielétrica hemisférica de PTFE.	41
Figura 3.10 – Colimação da energia pela lente dielétrica hemisférica de HIPS.	41
Figura 3.11 – Comparação de uma lente dielétrica hemisférica com uma abertura circular. ...	42
Figura 3.12 – Comparação do diagrama de campo elétrico normalizado irradiado pela lente.	45
Figura 3.13 – Comparação do diagrama da diretividade da lente.	46
Figura 3.14 – Análise numérica da distribuição de campo elétrico da antena em lente dielétrica hemisférica.	47
Figura 3.15 – Fatores que reduzem a área efetiva de uma lente dielétrica hemisférica.	48
Figura 3.16 – Comportamento da eficiência de abertura não-homogênea.	50
Figura 3.17 – Comportamento da eficiência de transbordamento.	51
Figura 3.18 – Comportamento da eficiência de abertura globalda lente dielétrica hemisférica.	52
Figura 3.19 – Comparação entre o campo elétrico irradiado pela antena de microlinha com a função $\cos^n(\theta)$	54
Figura 3.20 – Fatores associados à eficiência de irradiação de uma lente dielétrica hemisférica.	55
Figura 3.21 – Influência do diâmetro das lentes dielétricas nas ressonâncias.	56
Figura 3.22 – Comportamento da função arco tangente.	59
Figura 3.23 – Ganho em função da tangente de perdas.	60
Figura 3.24 – Distância F para análise da magnitude do ganho das lentes dielétricas.	62
Figura 3.25 – Ganho em função do diâmetro da lente.	63
Figura 3.26 – Ganho corrigido em função do diâmetro da lente.	64
Figura 3.27 – Inclinação do iluminador em uma lente dielétrica hemisférica.	66
Figura 3.28 – Variação da posição do iluminador da lente.	67
Figura 3.29 – Variação espacial do feixe irradiado.	67

Figura 3.30 – Transbordamento da energia em função do ângulo de incidência na lente.	68
Figura 3.31 – Comparação dos valores de ângulo θ em função do ângulo ϑ	68
Figura 4.1 – Antena em lente banda larga com cinco iluminadores.	71
Figura 4.2 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão da antena em lente banda larga.	72
Figura 4.3 – Análise da magnitude de campo elétrico na antena em lente banda larga.	73
Figura 4.4 – Diagramas de irradiação da antena em lente banda larga.	73
Figura 4.5 – Antena em lente com dupla polarização com cinco iluminadores.	74
Figura 4.6 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão da antena em lente com dupla polarização.	75
Figura 4.7 – Diagramas de irradiação da antena em lente com dupla polarização.	75
Figura 4.8 – Antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.	76
Figura 4.9 – Protótipo da antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.	77
Figura 4.10 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão das antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.	77
Figura 4.11 – Diagramas de irradiação das antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.	79

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Dimensões das antenas de microlinha retangulares.....	17
Tabela 2.2 – Impedância de entrada da antena impressa banda larga.	23
Tabela 3.1 – Distância F para análise da magnitude de campo elétrico colimada pela lente. .	40
Tabela 3.2 – Eficiência de abertura global.	54
Tabela 3.3 – Influência das reflexões e das ressonâncias no ganho da lente.	57
Tabela 3.4 – Diâmetros mínimos para lentes dielétricas hemisféricas encontrados na literatura.	61
Tabela 4.1 – Comparação do ganho medido e simulado da Antena-ATT.	78

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

5G	<i>Quinta geração da telefonia móvel celular</i>	
ABS	<i>AcrilonitrilaButadieno Estireno</i>	
A_e	<i>Área efetiva</i>	m^2
A_g	<i>Área geométrica</i>	m^2
AIB	<i>Antenas de Impressa Banda Larga</i>	
Antena -ATT	<i>Antenas em Lente para Tecnologias que Visam Altas Taxas de Transmissão</i>	
AMF	<i>Antenas de microfita</i>	
AMDP	<i>Antenas de microfita com Dupla Polarização</i>	
AMQ	<i>Antena de microfita quadrada</i>	
B_w	<i>Largura de Faixa ou banda de operação</i>	Hz
b_ℓ	<i>Profundidade da extensão cilíndrica do modelo final da lente dielétrica hemisférica</i>	m
C	<i>Velocidade da luz no vácuo</i>	m/s
C	<i>Capacidade de um canal de transmissão</i>	Bps
D	<i>Diâmetro de uma lente dielétrica hemisférica</i>	m
D	<i>Diretividade</i>	
\vec{D}	<i>Vetor deslocamento elétrico</i>	C/m ²

E	<i>Magnitude do vetor campo elétrico</i>	V/m
f	<i>Frequência de operação</i>	Hz
F	<i>Distância focal</i>	m
f_1	<i>Frequência inicial de operação</i>	Hz
f_2	<i>Frequência final de operação</i>	Hz
f_c	<i>Frequência central de operação</i>	Hz
G_0	<i>Ganho de uma antena em relação à antena isotrópica</i>	
G_1	<i>Condutância da primeira fenda das antenas de microfita retangulares</i>	S
G_{12}	<i>Condutância mútua entre fendas das antenas de microfita retangulares</i>	S
GO	<i>Óptica geométrica</i>	
H	<i>Altura do laminado dielétrico das antenas de microfita retangulares</i>	m
IoT	<i>Internet das coisas</i>	
J	<i>Densidade superficial de corrente</i>	
J_0	<i>Função de Bessel de primeira espécie e ordem zero</i>	
J_n	<i>Função de Bessel de primeira espécie e ordem n</i>	
K	<i>Fator associado ao modo de operação das antenas de microfita retangulares</i>	
K	<i>Componente do número de onda</i>	rad/m
k_0	<i>Componente do número de onda no vácuo</i>	rad/m

k_d	<i>Eficiência de irradiação devido à perdas dielétricas</i>	
k_{inh}	<i>Eficiência de iluminação não homogênea</i>	
k_{rad}	<i>Eficiência de irradiação</i>	
k_{res}	<i>Eficiência de irradiação devido à ressonâncias dielétricas</i>	
k_{ref}	<i>Eficiência de irradiação devido à reflexões</i>	
k_{trans}	<i>Eficiência de transbordamento</i>	
L	<i>Comprimento do elemento ressonador das antenas de microfita retangulares</i>	m
L_t	<i>Comprimento do plano terra da antena impressa banda larga</i>	m
M	<i>Relação entre largura de uma linha de transmissão impressa e a largura dos cortes transformadores de impedâncias das antenas de microfita retangulares</i>	
$M2M$	<i>Máquina com máquina</i>	
M	<i>Coefficiente de uma modo de propagação das antenas de microfita retangulares ligado à direção x</i>	
N	<i>Intensidade do ruído</i>	W
N	<i>Índice de refração</i>	
N	<i>Coefficiente de uma modo de propagação das antenas de microfita retangulares ligado à direção y</i>	
P	<i>Potência</i>	W
P	<i>Coefficiente de uma modo de propagação das antenas de microfita retangulares ligado à direção z</i>	

<i>PD</i>	<i>Polarização direta da onda eletromagnética</i>	
<i>PC</i>	<i>Polarização cruzada da onda eletromagnética</i>	
<i>PTFE</i>	<i>Politetrafluoretileno</i>	
<i>Q</i>	<i>Fator de mérito</i>	
<i>Q_c</i>	<i>Fator de mérito relacionado à perdas em condutores</i>	
<i>Q_d</i>	<i>Fator de mérito relacionado à perdas em dielétricos</i>	
<i>q_t</i>	<i>Largura da extensão cilíndrica do modelo final da lente dielétrica hemisférica</i>	m
<i>Q_{rad}</i>	<i>Fator de mérito relacionado à perdas por radiação</i>	
<i>Q_{sur}</i>	<i>Fator de mérito relacionado à perdas por ondas de superfície</i>	
<i>R</i>	<i>Vetor que liga o centro da abertura à um ponto distante de observação</i>	m
<i>r'</i>	<i>Vetor que liga o centro da abertura a um ponto infinitesimal onde ocorre a irradiação</i>	m
<i>\hat{r}</i>	<i>Vetor normalizado que liga o centro da abertura à um ponto distante de observação</i>	
<i>R</i>	<i>Raio de uma Lente Dielétrica Hemisférica</i>	m
<i>R_{en}</i>	<i>Parte real da impedância de entrada das Antenas de Microlinha de Fita Retangulares</i>	Ω
<i>S</i>	<i>Intensidade do sinal</i>	W
<i>S_{AB}</i>	<i>Caminho óptico</i>	m
<i>S_{av}</i>	<i>Densidade de potência média</i>	W/m ²

$S_{m\acute{a}x}$	<i>Densidade de pot\^encia m\acute{a}xima</i>	W/m ²
S_{11}	<i>Coeficiente de reflex\~ao da porta 1 de um dispositivo</i>	
T	<i>Espessura dos condutores das antenas de microfita retangulares</i>	m
t_{AB}	<i>Tempo de propaga\~ao</i>	s
$\tan(\delta)$	<i>Tangente de perdas de um laminado diel\^etrico</i>	
TM	<i>Modo de propaga\~ao transversal magn\^etico da onda eletromagn\^etica</i>	
U	<i>Intensidade de irradia\~ao da antena isotr\^opica</i>	W/sr
$U_{am\acute{a}x}$	<i>Energia de pico armazenada em um dispositivo</i>	J
V_p	<i>Velocidade de propaga\~ao da onda eletromagn\^etica em um meio material</i>	
$VSWR_{m\acute{a}x}$	<i>Coeficiente de onda estacion\~aria m\acute{a}ximo aceit\~avel</i>	
W	<i>Largura do elemento ressonador das antenas de microfita retangulares</i>	m
w_c	<i>Largura dos cortes transformadores de imped\^ancias das antenas de microfita retangulares</i>	m
w_ℓ	<i>Largura de uma Microlinha de Fita</i>	m
x_0	<i>Comprimento dos cortes transformadores de imped\^ancias das antenas de microfita retangulares</i>	m
X_{en}	<i>Parte imagin\~aria da imped\^ancia de entrada das antenas de microfita retangulares</i>	Ω
Z_0	<i>Imped\^ancia caracter\^istica de uma linha de transmiss\~ao impressa</i>	Ω

Z_{en}	<i>Impedância de entrada das antenas de microfita retangulares</i>	Ω
A	<i>Fator de atenuação</i>	Np/m
B	<i>Fator de fase</i>	rad/m
γ	<i>Eficiência de abertura total</i>	
γ	<i>Fator de propagação</i>	
Γ	<i>Coefficiente de reflexão</i>	
Δ	<i>Ângulo de transmissão de uma raio dentro de uma lente</i>	$^\circ$
Δ_{fase}	<i>Diferença de fase</i>	$^\circ$
ΔL	<i>Fator de correção do comprimento do elemento ressonador das antenas de microfita retangulares</i>	
E	<i>Permissividade elétrica</i>	F/m
ϵ_{ef}	<i>Permissividade elétrica efetiva</i>	
ϵ_r	<i>Permissividade elétrica relativa</i>	
H	<i>Impedância intrínseca do meio</i>	Ω
Λ	<i>Comprimento de onda</i>	m
λ_0	<i>Comprimento de onda no vácuo</i>	m
Θ	<i>Ângulo de elevação em coordenadas polares</i>	$^\circ$
θ_i	<i>Ângulo de incidência na superfície de separação de dois meios</i>	$^\circ$
θ_R	<i>Ângulo entre o centro e a borda de uma lente dielétrica hemisférica</i>	$^\circ$
θ_t	<i>Ângulo de transmissão na superfície de separação de dois meios</i>	$^\circ$

λ_0	<i>Comprimento de onda no vácuo</i>	m
λ_g	<i>Comprimento de onda guiada em um laminado dielétrico</i>	m
M	<i>Permeabilidade magnética</i>	H/m
μ_r	<i>Permeabilidade magnética relativa</i>	
P	<i>Raio de arredondamento dos vértices inferiores do elemento ressonador das Antenas de Microlinha de Fita Retangulares</i>	m
Σ	<i>Fator de correção da equação de ganho</i>	°
Σ	<i>Condutividade do material</i>	S/m
T	<i>Coefficiente de transmissão</i>	
Φ	<i>Ângulo de azimute em coordenadas polares</i>	
Ψ	<i>Ângulo entre o plano da abertura circular e o ponto distante de observação</i>	°
Ω	<i>Frequência angular</i>	rad/s
Θ	<i>Ângulo de incidência de uma raio dentro de uma lente</i>	°
∂_x	<i>Operador de derivada parcial na direção x</i>	
∂_y	<i>Operador de derivada parcial na direção y</i>	
∂_z	<i>Operador de derivada parcial na direção z</i>	
∇	<i>Operador de derivada espaciais</i>	

LISTA DE PUBLICAÇÕES

As principais contribuições científicas desse trabalho podem ser resumidas nas seguintes publicações:

Artigos publicados:

Revistas:

(1) A. C. Sodré, I. F. da Costa, **R. A. dos Santos**, H. R. D. Filgueiras, and D. H. Spadoti, “Waveguide-based antenna arrays for 5G networks,” em *International Journal of Antennas and Propagation*, vol. 2018, Fevereiro, 2018.

A publicação consistiu do projeto de duas antenas para redes celulares 5G. O autor projetou a “*Omnidirectional Ring-Based Slotted Waveguide Antenna Array*”. O Dr. I. F. da Costa contribuiu com o projeto da “*Dual-Band Slotted Waveguide Antenna Array*”. Os Prof. Dr. A. C. Sodré e Dr. D. H. Spadoti supervisionaram o trabalho.

(2) **R. A. Santos**, G. L. Fré e D. H. Spadoti, “Technique for constructing hemispherical dielectric lens antennas”, em *Microwave and Optical Technology Letters*, Janeiro, 2019.

A publicação consistiu na proposta de uma modelagem matemática para o projeto de antenas em lente dielétricas hemisféricas. O autor desenvolveu o equacionamento e o validou com projetos numéricos e testes práticos. O Ms. G. L. Fré, contribuiu na escrita do trabalho e auxiliando na caracterização dos protótipos. O Prof. Dr. D. H. Spadoti supervisionou o trabalho.

Congressos:

(1) **R. A. Santos** e D. H. Spadoti, “Antena em lente dielétrica com dupla polarização,” em *18º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e o 13º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo*, Santa Rita do Sapucaí, Brasil, Agosto, 2018.

A publicação consistiu do projeto numérico de antena em lente com dupla polarização. O autor projetou a antena proposta. O Prof. Dr. D. H. Spadoti supervisionou o trabalho.

(2) **R. A. Santos**, G. L. Fré, F. B. Mejia e D. H. Spadoti, “Dual millimeter wave reconfigurable dielectric lens antennas,” em *ICEAA 2018 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*, Cartagena de Indias, Colômbia, Setembro, 2018.

A publicação consistiu do projeto numérico de antena em lente com frequência de operação reconfigurável para a faixa de frequência de ondas milimétricas. O autor projetou a

antena proposta. O Ms. G. L. Fré, contribuiu na escrita do trabalho. Os Prof. Dr.F. B. Mejia e Dr.D. H. Spadoti supervisionaram o trabalho.

(3) **R. A. Santos**, G. L. Fré, F. B. Mejia e D. H. Spadoti, “Reconfigurable hemispherical dielectric lens antennas in mm-waves,” em *ICEAA 2018 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications*, Cartagena de Indias, Colômbia, Setembro, 2018.

A publicação consistiu do projeto numérico de antena em lente faixa larga com diagrama de irradiação reconfigurável para a faixa de frequência de ondas milimétricas. O autor projetou a antena proposta. O Ms. G. L. Fré, contribuiu na escrita do trabalho. Os Prof. Dr. F. B. Mejia e Dr.D. H. Spadoti supervisionaram o trabalho.

Artigos submetidos:

Revistas:

(1) **R. A. dos Santos**, G. L. S. Fré, L. G. da Silva, M. C. de Paiva and D. H. Spadoti, “Ultra-wideband dielectric lens antennas for beamforming systems”, em *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Novembro, 2018.

A publicação consiste do projeto de antena em lente dielétrica faixa larga e com diagrama de irradiação reconfigurável para a banda X (SHF - 8 a 12 GHz). O autor realizou o projeto numérico e testes práticos. Os Ms. G. L. Fré, L. G. da Silva e M. C. de Paiva contribuíram auxiliando na caracterização dos protótipos. O Prof. Dr. D. H. Spadoti supervisionou o trabalho.

(2) **R. A. dos Santos**, G. L. S. Fré, L. G. da Silva, M. C. de Paiva and **D. H. Spadoti**, “Multi-service dielectric lens antennas for 5G applications”, em *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Fevereiro, 2019.

A publicação consiste do projeto de antena em lente dielétrica para multi-aplicações operando na banda X (SHF - 8 a 12 GHz). O autor realizou o projeto numérico e testes práticos. Os Ms. G. L. Fré, L. G. da Silva e M. C. de Paiva contribuíram auxiliando na caracterização dos protótipos. O Prof. Dr. D. H. Spadoti supervisionou o trabalho.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTO	V
RESUMO	VII
ABSTRACT	VIII
LISTA DE FIGURAS	IX
LISTA DE TABELAS	XII
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	XIII
LISTA DE PUBLICAÇÕES	XX
INTRODUÇÃO	3
1.1 Motivação e Objetivos.....	3
1.1.1 Problema a ser resolvido.....	3
1.1.2 Soluções para o problema	4
1.1.3 Principais contribuições do trabalho	5
1.2 Revisão bibliográfica sobre antenas em lente.....	7
1.3 Metodologia de desenvolvimento do trabalho.....	9
1.4 Organização do Trabalho	9
ILUMINADORES	11
2.1 Considerações iniciais	11
2.2 Antena de microlinha retangular (AMF).....	12
2.2.1 Equações de projeto para a antena de microlinha retangular.....	13
2.2.2 Projeto numérico das antenas de microlinha de retangulares	16
2.3 Antena impressa banda larga (AIB).....	18
2.3.1 Projeto numérico da antena impressa banda larga	19
2.3.1.1 Redução do plano de terra.....	20
2.3.1.2 Arredondamento dos vértices inferiores do elemento ressonador.....	21
2.4 Antena impressa com dupla polarização (AMDP)	24
2.5 Análise do centro de fase dos iluminadores	27
2.6 Considerações finais	29
ANTENA EMLENTE	30
3.1 Considerações iniciais	30

3.2 Lentes dielétricas hemisféricas	31
3.2.1 Distância focal.....	31
3.2.1.1 Caminho óptico	32
3.2.1.2 Iluminador acoplado à lente	36
3.2.1.3 Iluminador fora do corpo da lente	37
3.2.1.4 Aplicações das configurações de antenas em lente dielétricas hemisféricas	38
3.2.1.5 Validação do equacionamento da distância focal para lentes dielétricas hemisféricas com iluminador desacoplado	39
3.2.2 Relação do raio com o ganho da lente.....	41
3.2.2.1 Diretividade das lentes dielétricas hemisféricas vistas como uma abertura circular uniformemente iluminada	42
3.2.2.2 Eficiência de abertura	47
3.2.2.3 Diretividade das lentes dielétricas hemisféricas vistas como uma abertura circular não-uniformemente iluminada.....	53
3.2.2.4 Eficiência de irradiação	55
3.2.2.5 Correção na expressão de ganho	61
3.2.3 Variação espacial do feixe irradiado por antenas com lentes dielétricas	64
3.2.3.1 Refração em lentes hemisféricas	65
3.3 Considerações finais.....	69
ANTENAS EMLENTE APLICADAS EM TECNOLOGIAS QUE VISAM ALTAS TAXAS DE TRANSMISSÃO.....	70
4.1 Considerações iniciais	70
4.2 Antena em lente banda larga.....	71
4.3 Antena em lente com dupla polarização.....	73
4.4 Antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão	75
4.5 Considerações finais.....	79
CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	80
5.1 Conclusões.....	80
5.2 Propostas para a continuação do trabalho	81
REFERÊNCIAS.....	83

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Neste Capítulo são apresentados os conceitos introdutórios deste trabalho. Inicialmente, descrevem-se as motivações do trabalho, destacando os desafios a serem vencidos. Em seguida, demonstra-se as principais contribuições do trabalho e uma breve revisão bibliográfica sobre antenas em lente dielétricas. Por fim, apresenta-se a metodologia empregada e a forma com que o trabalho é estruturado.

1.1 Motivação e Objetivos

A principal motivação de trabalho é apresentar dispositivos de radiofrequência (antenas) que contribuam para a evolução dos sistemas de telecomunicações. Dentro desse contexto, propõem-se estruturas com características potenciais a serem aplicadas em soluções para o futuro das comunicações sem fio.

1.1.1 Problema a ser resolvido

A evolução dos sistemas de comunicação sem fio, impulsionada por propostas como a da quinta geração da telefonia móvel celular (5G) [1] e da internet das coisas (IoT) [2], tem desafiado pesquisadores de diversas partes do mundo a propor novos dispositivos e tecnologias. Segundo informações da Cisco Systems [3] (ver Figura 1.1), o tráfego de dados móveis deverá crescer para 49 exabytes por mês até 2021. Isso representa um aumento de sete vezes em relação ao o tráfego de dados em 2016. Esse aumento é fruto da tendência que leva conexão total de pessoas e coisas. A perspectiva é que até 2021 exista cerca de 8,3 bilhões de dispositivos móveis e 3,3 bilhões de conexões de máquinas com máquinas (M2M - *Machine-to-Machine*) [3].

As atuais tecnologias e técnicas de ocupação do espectro eletromagnético são incapazes de atender o expressivo aumento do tráfego de dados. Por isso, é necessário estudar formas de aumentar as taxas de transmissão. Da teoria da informação de Shannon, considerando um sistema com uma antena transmissora e uma receptora, sabe-se que a capacidade de um canal

de transmissão (C), que também representa a máxima taxa de transmissão possível, é dada por [4]:

$$C = Bw \log_2 \left(1 + \frac{S}{N} \right), \quad (1.1)$$

onde a Bw é banda alocada para transmissão, S e N são, respectivamente, a intensidade do sinal e do ruído. Sendo assim, para aumentar o valor de C , satisfazendo a taxa de dados esperada, existem duas formas: ou trabalhar com bandas de transmissão maiores ou aumentar a relação sinal ruído.

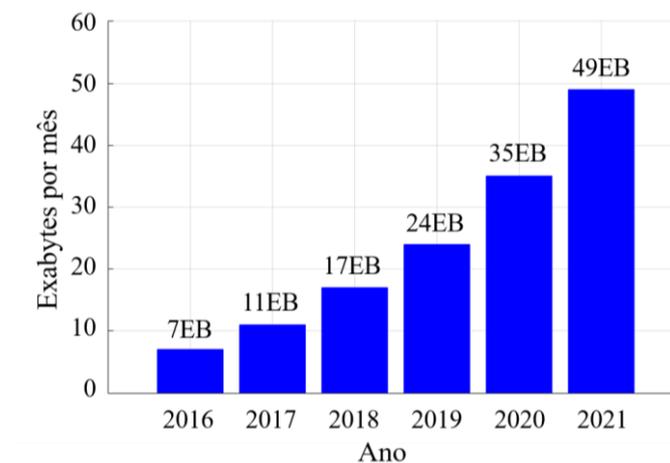


Figura 1.1 – Previsão do crescimento do tráfego de dados móveis [3].

1.1.2 Soluções para o problema

Uma das possíveis soluções para o futuro das comunicações sem fio é a otimização dos sistemas de transmissão. Dentro desse contexto, uma das frentes de trabalho é o projeto de antenas que tenham características que contribuam para o aumento da capacidade do canal. Entre essas características, destacam-se: a procura por maior largura de banda, a busca maior diretividade, antenas com múltiplas entradas e múltiplas saídas, entre outras. Logo, existem diversos trabalhos que visam o desenvolvimento de antenas que possam apresentar algumas dessas características associadas, como por exemplo, antena com banda larga e alta diretividade.

Diversos autores têm proposto antenas potências de banda larga na faixa de alguns gigahertz [5] e em ondas milimétricas [6], ou com alta diretividade [7]. Além disso, para evitar problemas com mudança da polarização da onda eletromagnética, que pode acarretar a diminuição da relação sinal ruído, existem trabalhos sobre o desenvolvimento de antenas com polarização dupla [8] ou circular [9].

Historicamente, as primeiras gerações da telefonia móvel celular (ver na Figura 1.2(a)) utilizavam antenas com grande largura de feixe, fornecendo sinal para usuários distribuídos em uma grande área geográfica. Entretanto, nesse contexto a densidade de potência, potência por unidade de área, recebida pelos usuários em pontos distantes do transmissor é baixa. Por isso, para o futuro das comunicações sem fio (ver na Figura 1.2(b)) é esperado o uso de antenas diretivas, maximizando a potência que chega aos usuários, elevando a relação sinal ruído. Todavia, para que isso seja aplicável, é necessário a existência de um sistema inteligente de transmissão, que permita a variação do feixe irradiado [10].

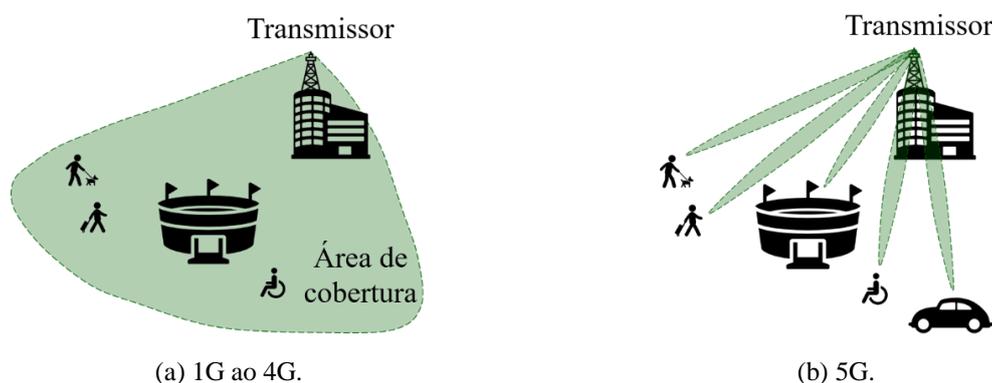


Figura 1.2 – Formas de transmissão em sistemas de comunicação móvel.

1.1.3 Principais contribuições do trabalho

Existem muitas pesquisas e projetos de antenas com características que possibilitam o aumentadas taxas de transmissão [5-11]. O objetivo desse trabalho é investigar antenas em lentes dielétricas visando o aumento da capacidade de um canal de transmissão.

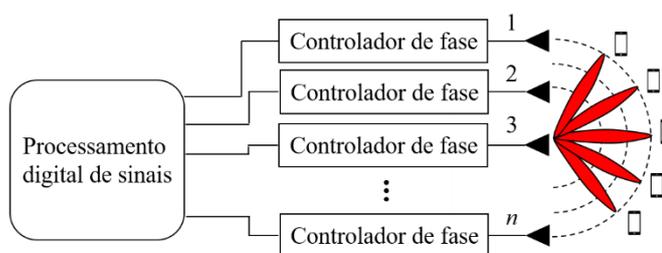
Uma das funcionalidades de uma lente eletromagnética, ou simplesmente antena em lente, é capacidade de concentrar ou colimar a maior parte da energia de uma onda eletromagnética, oriunda de uma fonte qualquer, em uma determinada região do espaço [12]. Por esse motivo é uma solução interessante para se obter irradiadores com alta diretividade.

Outra vantagem das lentes dielétricas é capacidade de reproduzir as características de seu iluminador. Ou seja, se a fonte de alimentação apresentar resposta em frequência do coeficiente de reflexão faixa larga, a antena em lente também terá essa característica [13]. Caso o alimentador tenha distribuição de campo irradiado em polarização dupla ou circular, a antena em lente também terá essa funcionalidade [14][15]. Entretanto, é importante destacar que a lente pode afetar no casamento de impedâncias da fonte primária. Por isso, é necessário estudar cuidadosamente o efeito desse descasamento de impedâncias.

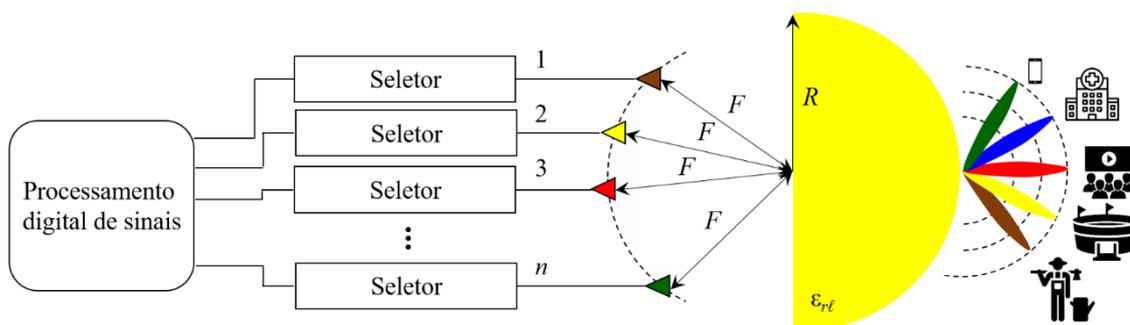
Para a utilização de antenas diretivas nos novos sistemas de comunicação móvel é necessário que exista o controle do feixe irradiado. Essa característica pode ser obtida a partir

de um arranjo uniforme de antenas com n elementos. Dessa forma, quanto maior o número de antenas, mantendo o mesmo espaçamento entre os elementos, mais diretivo será o arranjo. Como apresentado na Figura 1.3(a), o sinal a ser transmitido é dividido, por exemplo, por um divisor de potência, e cada elemento do arranjo recebe uma réplica do sinal original. A defasagem temporal dos sinais em cada antena possibilitará a variação do feixe do campo total irradiado pelo arranjo. Esse conceito não é algo novo, sendo muito utilizado em sistemas de radares.

A situação descrita na Figura 1.3(a) é uma solução muito atrativa para a maximização das taxas de transmissão. Entretanto, nessa configuração, não importando a região do espaço, o sinal transmitido será sempre o mesmo. Ou seja, não há possibilidade de direcionar um sinal com polarização circular em uma direção e com polarização linear em outra. Como solução potencial para esse problema, nesse trabalho foi proposto a utilização de antenas em lente. Com apenas um único iluminador, dependendo das dimensões da lente, é possível alcançar a mesma diretividade de um arranjo. Além disso, por trabalhar com fenômenos físicos como a refração de ondas, a variação da posição do iluminador em relação ao centro da lente, produz a variação da direção do espaço, obtendo a máxima irradiação. Dessa forma, como apresentado na Figura 1.3(b), é possível criar uma estrutura de antena em lente com diversos iluminadores com características diferentes. Assim, pode-se irradiar sinais para diferentes aplicações em diferentes posições do espaço com uma única antena.



(a) Sistema de variação do feixe irradiado convencional.



(b) Sistema de variação do feixe irradiado proposto.

Figura 1.3 – Comparação do sistema de variação do feixe irradiado convencional com o proposto.

As contribuições científicas da tese são:

A. Projeto de antenas em lente faixa larga e com dupla polarização:

A primeira contribuição desse trabalho é o projeto de duas antenas em lente, uma banda larga e outra com dupla polarização. Na literatura existem projetos de antenas em lente banda larga [13] e com dupla polarização [14]. Entretanto, a diferença principal dos projetos propostos está na simplicidade do iluminador. Como será descrito no próximo Capítulo, escolheu-se antenas impressas como fonte de onda. Essas estruturas apresentam baixo custo, fácil confecção e pequenas dimensões quando comparadas a outras fontes primeiras (por exemplo, as cornetas eletromagnéticas). Por esse motivo, esse trabalho tem como uma primeira contribuição o projeto de antenas em lente com menor complexidade, se comparado à outras estruturas propostas na literatura.

B. Equacionamento simples e eficiente para o projeto de antenas em lente dielétricas hemisféricas:

Como na Figura 1.3(b), o projeto de uma antena em lente dielétrica hemisférica é regido, basicamente, por duas variáveis: A distância entre o iluminador e a lente (F) e o raio da lente (R). Apesar de muito difundidas na literatura, não foi encontrado uma metodologia que permite o dimensionamento da estrutura em função de um ganho esperado, do material empregado e da frequência de operação. Por isso, uma importante contribuição desse trabalho é a proposta de equações de projeto para essas estruturas.

C. Uma única antena em lente dielétrica hemisféricas que atenda diversos serviços em tempo real:

A possibilidade de criar um único sistema de antenas que seja diretivo e ao mesmo tempo atenda diversas necessidades, é a maior contribuição desse trabalho. Por isso, é proposto um projeto de lente dielétrica hemisférica alimentada, simultaneamente, por duas antenas, sendo uma banda larga com polarização linear, e outra faixa estreita com polarização dupla. Dessa forma, apresenta-se as chamadas antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.

1.2 Revisão bibliográfica sobre antenas em lente

A aplicação de uma lente dielétrica como parte de uma antena teve seu início a mais de um século. Dados históricos apontam para o físico inglês Oliver Joseph Lodge como o primeiro a apresentar esse conceito, datando seus experimentos no ano de 1888 [16]. Entretanto, somente

a partir da segunda guerra mundial os conceitos em relação a esse tipo de estrutura começaram a ser mais estudadas [17], em decorrência da busca por antenas diretivas, com dimensões reduzidas e menor peso, se comparado às antenas refletoras.

Com o interesse militar nas antenas em lente, na década seguinte a segunda grande guerra, estudos sistemáticos foram realizados, difundindo assim os conceitos teóricos a respeito desses irradiadores [18]. Todavia, inicialmente, essas estruturas eram modeladas para aplicações na faixa de microondas, até alguns Giga Hertz. Para esses comprimentos de onda, as estruturas possuíam dimensões elevadas, o que as tornavam pouco atrativas. Por isso, nos anos 1960 e 1970, apenas alguns poucos trabalhos apresentam o assunto [19]. Isso persistiu até a década de 1980 e início dos anos 90, quando se intensificaram as pesquisas e desenvolvimentos na faixa de ondas milimétricas [20] e subterahertz[21]. Com o aumento nas frequências de projeto, as dimensões das lentes reduziram-se e, com isso, os números de trabalhos no assunto cresceram de forma quase exponencial.

Na década de 1990, os pesquisadores Gabriel M. Rebeize colaboradores [22] e Carlos A. C. Fernandes e colaboradores [23] apresentaram trabalhos extremamente relevantes para essa área. Rebeizet al. concentraram suas investigações em lentes com alto valor de permissividade elétrica relativa, ϵ_r , como, por exemplo, o Silício com $\epsilon_r = 11,7$ e em aplicações na faixa de subterahertz. Fernandes et al., desde então, tem apresentado diversas estratégias de aplicação dessas estruturas, principalmente na faixa de ondas milimétricas.

A partir dos anos 2000, as pesquisas sobre antenas em lentes se difundiram em diversas partes do mundo, como, por exemplo, na Itália com D. Pasqualini et al.[24], na França com R.Sauleau et al.[25], no Japão K.Ito et al.[26] e em Portugal com o grupo de A.C. Fernandes et al. [27]. É válido dar um destaque especial para o pesquisador R. Sauleau como um dos principais autores nessa área. Entre autoria e coautoria, ele tem atuado em diversas técnicas de modelagem e em inúmeras aplicações desses irradiadores, sendo, atualmente, o autor com maior número de publicações sobre antenas em lente.

Ainda sobre a evolução das pesquisas sobre antenas em lente, como já mencionado, além de produzir alta diretividade, essas estruturas são capazes de direcionar ou reconfigurar a energia irradiada para diferentes direções do espaço. Esse conceito tem sido amplamente estudado nos últimos anos, como nos trabalhos de Changzhou Hua et al. [28], Andrey Mozharovskiy et al. [29] e Zouhair Briqech et al. [30].

1.3 Metodologia de desenvolvimento do trabalho

Todo desenvolvimento desse trabalho tem como partida uma abordagem teórica, seguida de análises numéricas e validação prática. Parte-se de conceitos básicos de eletromagnetismo para dimensionar as estruturas propostas. Utiliza-se do programa MATLAB para a solução de equações transcendentais, validando conceitos oriundos da teoria. Para uma validação numérica mais profunda, utiliza-se do programa ANSYS HFSS, por meio de simulações aplicando o método dos elementos finitos. Por fim, como métrica de desempenho, é apresentada a comparação de resultados teóricos, numéricos e práticos.

Tendo como objetivo a construção e caracterização de protótipos, definiu-se como as frequências no entorno de 10 GHz para os projetos apresentados nesse trabalho. Essas frequências não são, necessariamente, potenciais para o futuro das telecomunicações. Entretanto, por questões como dificuldades de construção e caracterização de protótipos, optou-se por trabalhar nessa faixa de frequência para validar o conceito. Com isso, os projetos descritos nesse trabalho servirão como base para o desenvolvimento em outras faixas de frequência.

1.4 Organização do Trabalho

No Capítulo 2, apresenta-se o as antenas que são utilizadas como alimentadores das antenas em lente dielétricas hemisféricas propostas. Para isso, primeiro discute-se sobre as antenas de microlinha retangulares. Essas estruturas são base para o desenvolvimento dos outros iluminadores propostos. Além disso, serão utilizadas nas análises numéricas que validam as técnicas de projeto propostas para as lentes dielétricas hemisféricas. Em seguida, apresenta-se a antena impressa banda larga. Discute-se os conceitos pelos quais é possível transformar antena de microlinha retangular, que tipicamente é faixa estreita, em uma antena banda larga. Por fim, apresenta-se a antena impressa com dupla polarização. Demonstra-se uma técnica simples e eficiente de transformar antena de microlinha de retangular, que tipicamente possui polarização linear, em uma antena capaz de operar em dupla polarização.

O Capítulo 3, descreve a modelagem matemática para as técnicas de projeto de lentes dielétricas hemisféricas. Valida-se o equacionamento proposto a partir de análises numéricas de onda completa no programa ANSYS HFSS.

O Capítulo 4, apresenta a principal contribuição desse trabalho, o projeto de uma antena em lente dielétrica com dois iluminadores com funcionalidades diferentes. Este Capítulo

descreve o projeto numérico, realizado no programa ANSYS HFSS, e caracterização prática dessa estrutura.

O Capítulo 5, refere-se as conclusões e possíveis desdobramentos à serem realizados. Este Capítulo resume os principais resultados e os trabalhos que podem ser originados a partir dos conceitos aqui apresentados.

Capítulo 2

ILUMINADORES

Neste Capítulo é apresentado o projeto de três alimentadores ou iluminadores aplicados nas antenas em lente dielétricas hemisféricas: a antena de microlinha retangular, a antena impressa banda larga e a antena de microlinha com dupla polarização. As antenas de microlinha retangulares são empregadas na validação teórica das técnicas de projeto propostas. Além disso, são a base para o projeto das antenas impressa banda larga e de microlinha com dupla polarização.

2.1 Considerações iniciais

O projeto de uma antena em lente dielétrica envolve muitas partes, tais como: a geometria e o material escolhidos para a lente. Entretanto, uma das partes mais importantes do projeto é a escolha do alimentador ou fonte primária. O formato da irradiação desse elemento está diretamente ligado a eficiência da estrutura. Além disso, suas características, como faixa de operação e polarização, são reproduzidas pela antena em lente. Portanto, o projeto de antena em lente começa pela escolha correta do iluminador.

Existem diversos tipos de antenas que são utilizadas como fontes primárias [11,13-15]. Da mesma forma que em antenas refletoras, é muito comum o uso de antenas de abertura, como cornetas eletromagnéticas, para iluminar lentes dielétricas. Essas antenas permitem o controle das aberturas de feixe, o que é extremamente vantajoso para uma melhor eficiência da estrutura [12]. Entretanto, dependendo da faixa de frequência de projeto, são excessivamente grandes, além de apresentarem complexidade de fabricação, o que encarece o projeto. Outro tipo de antena muito utilizada como fonte primária são antenas impressas. As principais vantagens dessa classe de antenas são: dimensões reduzidas e baixo custo de fabricação [12]. Além disso, dependendo da geometria, podem apresentar operação em faixa estreita [31] ou larga [32], polarização linear [33], dupla [34] ou circular [35]. Sendo assim, podem ser muito atrativas para a concepção de uma antena em lente dielétrica. Por esse motivo, nesse trabalho, optou-se pela utilização de antenas impressas como alimentadores.

Existem muitos tipos de antenas impressas [12]. Todavia, nesse trabalho foi escolhida a atualização das antenas de microlinha ou microfita como iluminadores para as lentes dielétricas hemisféricas. Como ilustrado na Figura 2.1, três configurações desse tipo de antena foram adotadas: a antena de microlinha retangular (AMF), a antena impressa banda larga (AIB) e antena de microlinha com dupla polarização (AMDP). É importante destacar que essas duas antenas AIB e AMDP serão projetadas a partir de modificações da antena AMF.

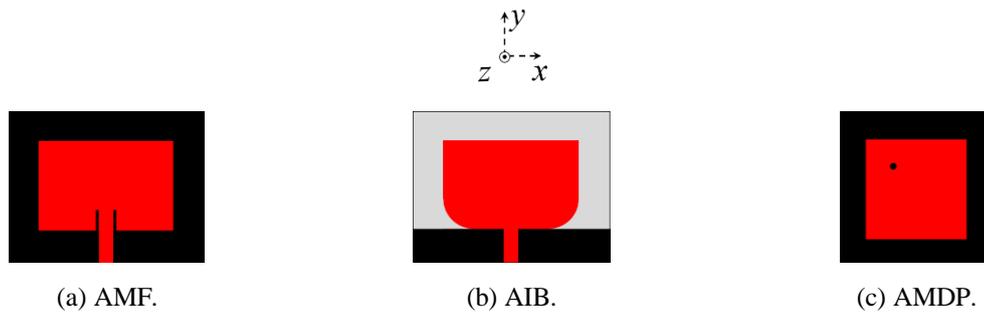


Figura 2.1 – Iluminadores para lentes dielétricas.

2.2 Antena de microlinha retangular (AMF)

As antenas de microlinha retangulares (Figura 2.2) são formadas por dois condutores de espessura t : o elemento ressonador (em vermelho) e o plano de terra (em preto), separados por um laminado dielétrico (em cinza) com a permissividade elétrica relativa ϵ_{rd} e altura h . No projeto das AMFs, quando alimentadas por uma linha de transmissão impressa, cinco variáveis devem ser dimensionadas: o comprimento (L) e a largura (W) da plaqueta ressonadora, a largura da linha de alimentação (w_ℓ), a largura (w_c) e o comprimento (x_0) dos cortes transformadores de impedância.

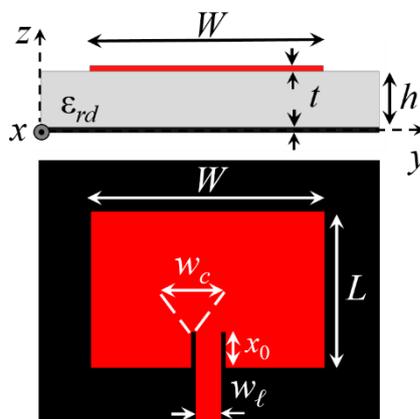


Figura 2.2 – Antena de microlinha retangular.

2.2.1 Equações de projeto para a antena de microlinha retangular

O equacionamento das antenas de microfita retangulares pode ser determinado a partir de dois métodos de aproximação: considerar a estrutura como um trecho da linha de transmissão impressa ou como uma cavidade ressonante [36]. Dessas abordagens, é possível determinar as equações que descrevem as cinco variáveis de projeto mencionadas anteriormente.

Considerando a AMFuma cavidade ressoante é possível determinar a distribuição de modos dentro da antena. Da solução da equação de onda é observado o comportamento da distribuição modal que leva a uma onda transversal magnética (TM_{mnp} , onde m , n e p são coeficientes ligados ao modo de operação) [36]. Para o modo fundamental de operação (TM_{001} ou TM_{010}), a largura do ressonador é dada por [36]:

$$W = \frac{3 \times 10^8}{2f \sqrt{\left(\frac{\epsilon_r + 1}{2}\right)}}, \quad (2.1)$$

onde f é a frequência de projeto. Por sua vez, comprimento do ressonador é expresso por [36]:

$$L = \frac{3 \times 10^8}{2f \sqrt{\epsilon_{ef}}} - 2\Delta L, \quad (2.2)$$

em que ϵ_{ef} é a constante dielétrica efetiva, descrita como [37]:

$$\epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{W}}} \quad (a) \quad W/h > 1$$

$$\epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 + 12 \frac{h}{W}}} + 0,04 \left(1 - \frac{W}{h}\right)^2 \right], \quad (b) \quad W/h < 1 \quad (2.3)$$

e ΔL é um fator de correção do comprimento do ressonador devido aos efeitos das franjas, que aumenta o comprimento elétrico da plaqueta ressonadora, dado por [36]:

$$\Delta L = \frac{0,412h(\epsilon_{ef} + 0,3) \left(0,264 + \frac{W}{h}\right)}{(\epsilon_{ef} - 0,258) \left(0,8 + \frac{W}{h}\right)}. \quad (2.4)$$

Existem algumas formas de alimentar uma antena de microlinha retangular. Dentre elas, destacam-se quatro: linha de transmissão impressa, sonda coaxial, acoplamento por abertura, e acoplamento por proximidade [36]. A linha de alimentação impressa é a mais simples e a que mantém a antena mais compacta. Por esses motivos é muito empregada. Existem algumas expressões para determinar a impedância característica de uma linha de transmissão impressa (Z_0). Basicamente, todas elas relacionam o valor da largura da fita condutora (w_ℓ) com a espessura do laminado (h). Uma forma muito usual para encontrar Z_0 é dada [38]:

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \ln \left(8 \frac{h}{w_\ell} + 0,25 \frac{w_\ell}{h} \right) \quad \text{(a) } w_\ell/h \leq 1$$

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{ef}} \left[\frac{w_\ell}{h} + 1,1393 + 0,667 \ln \left(\frac{w_\ell}{h} + 1,444 \right) \right]} \quad \text{(b) } w_\ell/h > 1$$
(2.5)

A antena de microlinha retangular possui duas regiões de irradiação, uma na entrada e outra na saída do ressonador. Tais regiões podem ser comparadas com aberturas retangulares irradiantes. Dessa forma, é possível determinar a impedância de entrada da antena fazendo analogia a associação dessas aberturas. Tipicamente, a AMF é alimentada de modo que a distribuição de tensão sobre a plaqueta ressonadora fique assimétrica. Dessa forma, pode-se escrever a impedância de entrada dessas antenas (Z_{en}) da seguinte forma [36]:

$$Z_{en} = \frac{1}{2(G_1 + G_{12})}, \quad (2.6)$$

onde G_1 e G_{12} são, respectivamente, a condutância de entrada e condutância mútua entre as aberturas. A condutância de entrada é diretamente proporcional a largura da plaqueta ressonadora, sendo descrita por [36]:

$$G_1 = \frac{W}{120\lambda_0} \left[1 - \frac{1}{24} (k_0 h)^2 \right], \quad (2.7)$$

em que, λ_0 e k_0 são, respectivamente, o comprimento de onda e número de onda no vácuo. A condutância mútua é definida em termos dos campos distantes, realizando a integral ao longo da superfície de uma esfera que envolve a irradiação da antena, sendo expressa por [36]:

$$G_{12} = \frac{1}{120\pi} \int_0^\pi \left[\frac{\sin \left(\frac{k_0 W}{2} \cos \theta \right)}{\cos \theta} \right]^2 J_0(k_0 L \sin \theta) \sin^3 \theta d\theta, \quad (2.8)$$

onde, θ é o ângulo de elevação, medido de z para y (ver orientação na Figura 2.2), e J_0 é a função de Bessel de primeira espécie de ordem zero.

O valor típico da impedância de entrada das antenas de microlinha retangulares é superior a uma centena de ohms [12]. Como a impedância de referência ou de ajuste dos equipamentos de telecomunicações, operando na faixa de radiofrequência, possuem impedância característica específica, é necessário à utilização de alguma técnica para realizar o casamento de impedância. Segundo os trabalhos de K. R. Carver, J. W. Mink [39] e A. Derneryd [40], é possível fazer uma aproximação da variação da impedância ao longo do elemento ressonador das AMFs com o quadrado do campo elétrico ao longo do laminado dielétrico. Para o modo TM_{010} , pode-se escrever [36]:

$$Z_{en}(x_0) = Z_{en} \cos^2\left(\frac{\pi x_0}{L}\right) = \frac{1}{2(G_1 + G_{12})} \cos^2\left(\frac{\pi x_0}{L}\right), \quad (2.9)$$

onde, x_0 representa um deslocamento ao longo de L partindo do início do elemento ressonador. Como o valor do campo varia de forma cossenoidal, a impedância que inicialmente pode ser de algumas centenas de Ohms, decai ao deslocar o ponto de alimentação no sentido do centro da plaqueta, voltando a crescer até assumir o valor inicial ao final do ressonador. Então, é possível encontrar um valor de x_0 que produza casamento de impedâncias.

Como é possível encontrar uma impedância de 50Ω ao deslocar um determinado valor x_0 no ressonador, pode-se utilizar esse efeito para criar um transformador de impedâncias na antena. Desta forma, basta inserir dois cortes no ressonador (ver na Figura 2.2), prolongando a linha de alimentação no ressonador. Entretanto, não se tem relato de uma equação específica para a largura desses cortes (w_c). Devido a um efeito capacitivo da linha de alimentação, a largura w_c influencia no valor da impedância da antena. Em termos de projeto, pode-se relacionar a largura dos cortes com a largura da linha de alimentação, de modo que é possível escrever $w_c = w_\ell/M$, podendo, assim, encontrar uma relação entre essas variáveis.

Como objetivo de avaliar a influência de M em Z_{en} , propôs-se uma análise numérica no programa ANSYS HFSS. Considerou-se que o laminado dielétrico da antena seja o politetrafluoretileno (PTFE) com $h = 1,52$ mm. Projetou-se a antena para $f = 20$ GHz, chegando à $L = 4,57$ mm, $W = 5,93$ mm, $w_\ell = 4,87$ mm e $x_0 = 1,52$ mm. Avaliou-se o comportamento das partes real e imaginária de Z_{en} , considerando $3 \leq M \leq 5$. Observa-se, nesse contexto, como apresentado na Figura 2.3, que o melhor comportamento é para $M = 5$, de modo que a parte real de Z_{en} tende a 50Ω , enquanto a imaginária tende a 0Ω .

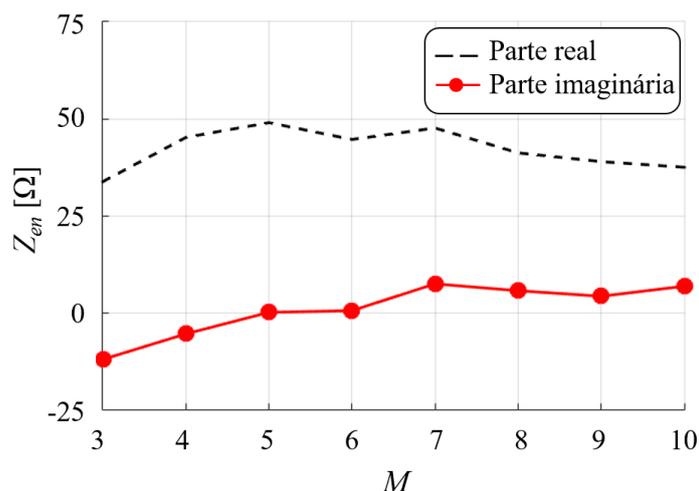


Figura 2.3 – Variação da impedância de uma antena de microlinha retangular em função da largura das cortes casadores de impedância.

2.2.2 Projeto numérico das antenas de microlinha de retangulares

Após apresentar as equações de projeto das antenas de microlinha de retangulares, o passo seguinte foi dimensionar essa estrutura para algumas frequências. No Capítulo 3, será apresentada a análise matemática que leva as equações de projetos das lentes dielétricas hemisféricas. Para a validação numérica dessas equações, serão utilizadas as antenas de microlinha retangular como iluminadores. Então, projetou-se seis dessas antenas para $f = 8, 10, 12, 15, 20$ e 60 GHz. Para tal, considerou-se o laminado dielétrico de PTFE, com $h = 1,52$ mm para os projetos onde $f \leq 20$ GHz, e $h = 0,25$ mm para $f = 60$ GHz. A escolha de espessuras distintas para os substratos dielétricos foi para garantir $h \ll \lambda_0$. Como as equações de projeto para as antenas de microlinha retangulares, apresentadas anteriormente, são aproximadas, foram necessários pequenos ajustes nas dimensões via simulações numéricas no ANSYS HFSS. A Tabela 2.1 apresenta os valores simulados para o projeto das AMFs.

Como apresentado nas equações (2.5), a impedância característica de uma microlinha de fita não depende da frequência. Por isso, para $f \leq 20$ GHz foi utilizado um laminado com mesma espessura ($h = 1,52$ mm). Na Tabela 2.1, nota-se que o valor de w_ℓ e, conseqüentemente, w_c , permanecem constantes para essa condição. Então, para $f \leq 20$ GHz, foi definido $w_\ell = 4,87$ mm, que implica em, respectivamente, $Z_0 = 49,40 \Omega$ (8 GHz); $50,01 \Omega$ (10 GHz); $50,71 \Omega$ (12 GHz); $51,90 \Omega$ (15 GHz); e $53,92 \Omega$ (20 GHz). Desta forma, os valores encontrados para Z_0 garantem bom comportamento para o coeficiente de reflexão. Entretanto, para $f = 60$ GHz (onde $h = 0,25$ mm), foi determinado $w_\ell = 0,62$ mm, o que garante uma impedância característica de $49,36 \Omega$.

Tabela 0.1–Dimensões das antenas de microlinha retangulares.

f [GHz]	L [mm]	W [mm]	w_ℓ [mm]	x_0 [mm]	w_c [mm]
8	12,100	14,800	4,78	3,780	0,974
10	9,600	12,900	4,87	2,740	0,974
12	8,000	9,900	4,87	2,500	0,974
15	6,150	7,900	4,87	1,920	0,974
20	4,570	5,930	4,87	1,520	0,974
60	1,543	1,976	0,62	0,514	0,124

Como métrica de desempenho para as antenas, avaliou-se o comportamento do coeficiente de reflexão, Γ ou S_{11} . Da teoria de circuitos em microondas [41], o coeficiente de reflexão é um parâmetro que mede o grau de casamento entre uma carga, que pode ser vista como uma antena de impedância Z_{en} , e uma linha de transmissão de impedância característica Z_0 . Desta forma, pode-se escrever:

$$\Gamma = \frac{Z_{en} - Z_0}{Z_{en} + Z_0}. \quad (2.10)$$

O coeficiente de reflexão pode ser uma grandeza real ou complexa, dependendo das impedâncias envolvidas na análise, e o seu módulo varia entre $0 \leq |\Gamma| \leq 1$. O módulo de Γ ao quadrado indica o percentual de potência refletida de volta ao gerador, na transição entre linha e carga. Desta forma, muitos autores convencionam o valor de $|\Gamma|_{dB} = -10$ dB como valor aceitável para determinar a faixa de frequências que uma antena opera. Isso se dá, pois, garante-se que ao menos 90% da energia será transmitida para a antena e, então, poderá ser convertida em onda eletromagnética na forma de irradiação para o espaço livre.

A Figura 2.13 apresenta o coeficiente de reflexão simulado, em escala logarítmica, das antenas de microlinha retangulares. A banda de operação fracionária de um dispositivo é dada por:

$$Bw(\%) = \frac{f_2 - f_1}{f_c}, \quad (2.11)$$

onde f_1 e f_2 são, respectivamente, a frequência inicial e final (frequências onde $|\Gamma|_{dB} = -10$ dB) e f_c é central da banda de operação. Assim, as AMFs projetadas apresentam $B_w = 4,01$; 4,62; 5,11; 6,00; 6,97; e 5,33 %, para, respectivamente, $f = 8, 10, 12, 15, 20$ e 60 GHz.

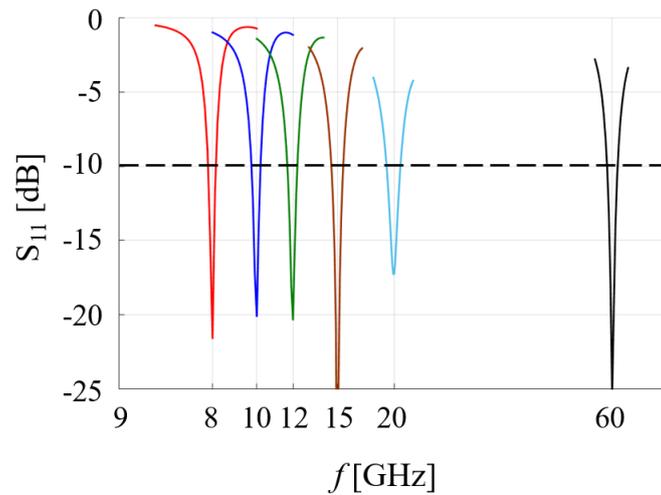


Figura 2.4 – Coeficiente de reflexão da antena de microlinha retangular. — AMF projetada para 8GHz, — AMF projetada para 10GHz, — AMF projetada para 12GHz, — AMF projetada para 15GHz, — AMF projetada para 20GHz, — AMF projetada para 60GHz.

2.3 Antena impressa banda larga (AIB)

As antenas de microlinha retangulares possuem faixa estreita de operação. Tipicamente, tem-se $Bw < 10\%$. Essa característica é vista como uma das maiores desvantagens desse tipo de antena. Por esse motivo, alguns autores, como C. Deng [42] e M.Koohestani, M. N. Moghadasi e B. S. Virdee [43], tem apresentado trabalhos visando o alargamento da banda de operação. As diversas propostas encontradas na literatura, apresentam modificações na estrutura da antena que permitem o alargamento da faixa de operação.

O principal motivo para a faixa estreita de operação das antenas de microlinha retangulares está ligado a um elevado valor de fator de mérito (Q). Como já mencionado anteriormente, uma das formas de analisar as AMFs é pela aproximação de cavidades ressonantes. Nesse caso, pode-se expressar Q , da seguinte forma [12]:

$$Q = \frac{\omega U a_{máx}}{P_{dis}}, \quad (2.12)$$

onde ω é a frequência angular, $U a_{máx}$ é energia de pico armazenada e P_{dis} é a potência dissipada.

Sabe-se que o fator de mérito é inversamente proporcional a banda de operação fracionária (Bw) de uma antena ou qualquer circuito. Então, pode-se quantificar a Bw em relação à um valor de casamento de impedâncias aceitável, dado pelo coeficiente de onda estacionária máximo ($VSWR_{máx}$), da seguinte forma [36]:

$$Bw(\%) = \frac{VSWR_{m\acute{a}x} - 1}{Q\sqrt{VSWR_{m\acute{a}x}}}. \quad (2.13)$$

Sabe-se, também, que fator de mérito é inversamente proporcional às perdas de potência na antena. Entretanto, as perdas não necessariamente tratam-se de potência dissipada. Na realidade, remete-se à energia que não é armazenada na estrutura. Nesse contexto, pode-se dividir o fator de mérito Q em quatro partes [44]: o fator de mérito devido as perdas por ondas de superfície (Q_{sur}), as perdas nos condutores (Q_c), as perdas no dielétrico (Q_d) e as perdas por irradiação (Q_{rad}). As três primeiras parcelas estão ligadas a dissipação de energia e, por esse motivo, não é interessante trabalhar diretamente nelas. Todavia, Q_{rad} remete a parte da energia irradiada. Dessa forma, é o fator adequado a ser trabalhando para reduzir o valor de Q .

Q_{rad} é inversamente proporcional a espessura do laminado dielétrico, h , e a condutância de entrada, G_1 , e diretamente proporcional a constante dielétrica efetiva, ϵ_{ef} , a frequência, f , e a um fator expresso pela razão da potência contida na área e no perímetro de uma esfera que envolve a irradiação da antena, K , descrito com [36]:

$$Q_{rad} = \frac{4\pi f \epsilon_{ef} K}{h G_1}, \quad (2.14)$$

em que o termo K é dado por [36]:

$$K = \frac{\iint_{\text{área}} |E|^2 dA}{\oint_{\text{Perimetro}} |E|^2 d\ell}. \quad (2.15)$$

Para o modo TM_{010} tem-se $K = L/4$.

Pode-se reduzir o valor de Q_{rad} de diversas maneiras. Dentre elas, destacam-se aumentar a altura do substrato e reduzir a constante dielétrica efetiva. A primeira estratégia pode se tornar pouco atrativa devido ao aumento as dimensões da antena. Por isso, na maioria dos casos, trabalhar com ϵ_{ef} é uma solução mais atraente. Uma das maneiras mais simples e eficiente de se obter esse efeito está relacionada com redução ou truncamento do plano de terra da antena [45]. Devido a simplicidade, essa estratégia será explorada nesse trabalho.

2.3.1 Projeto numérico da antena impressa banda larga

Para o projeto da antena impressa banda larga, foi utilizada, inicialmente, a antena de microlinha retangular, dimensionada para $f = 10$ GHz, apresentada na seção anterior, sub

item 2.2.2. Duas modificações na antena original foram propostas com o objetivo de aumentar a BW : 1) redução do plano terra; 2) adição de uma transição de casamento de impedâncias entre a linha de alimentação e a plaqueta ressonadora. Além disso, devido às pequenas dimensões da estrutura, a antena foi alimentada com um conector SMA inserido na linha de alimentação, como mostrado nas Figuras 2.5 e 2.8, para minimizar os efeitos parasitários indesejáveis.

2.3.1.1 Redução do plano de terra

A redução do plano de terra (em cinza escuro na Figura 2.5) implica na retirada de parte desse elemento, deixando a face oposta ao ressonador descoberta. Desta forma, a onda que se propaga pelo substrato tem maior contato com o ar, diminuindo o ϵ_{ef} , e conseqüentemente, reduzindo o Q_{rad} (como descrito na equação 2.14). Entretanto, vale destacar que, diminuir o ϵ_{ef} produz o aumento do comprimento de onda guiado na antena e, com isso, um deslocamento da operação da antena para frequências menores que as de projeto.

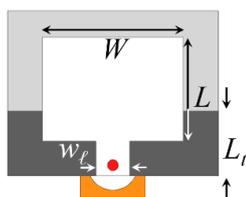


Figura 2.5 – Redução do plano terra de uma antena de microlinha retangular.

Para encontrar o valor ideal do comprimento do plano terra (L_t) realizaram-se análises numéricas no ANSYS HFSS, investigando sua redução gradual. Inicialmente, se fez necessário retirar os cortes existentes na plaqueta ressonadora. Essas fendas se comportam como um casador de impedâncias faixa estreita, o que é um limitante para a operação em faixa larga. Em seguida, variou-se o comprimento L_t , tendo como métrica o comportamento do coeficiente de reflexão. A análise teve início com o plano de terra sob toda a face inferior do dielétrico, sendo, gradativamente, reduzido até ficar somente sob linha de alimentação.

Observando a Figura 2.6, nota-se que para $L_t = 15,2\text{mm}$, ou seja, para o plano terra sob toda a face inferior do dielétrico, a antena não possui $S_{11} < -10\text{ dB}$ em nenhum ponto do espectro de frequências. Esse efeito já era esperado, afinal, sem os cortes, a impedância de entrada da antena é de centenas de ohms. Ao diminuir L_t , observa-se pouca mudança no S_{11} , até que para valores menores que $L_t = 4,4\text{mm}$, próximo a transição entre a linha de alimentação e a plaqueta ressonadora, o S_{11} melhora de forma significativa. Isso ocorre, pois, a diminuição de ϵ_{ef} é de fato potencializada quando o ressonador ficar todo livre da presença do plano terra. Para $L_t = 3,2\text{mm}$, quando o plano de terra estiver somente sob a linha de alimentação, nota-se o melhor

comportamento do coeficiente de reflexão. Nesta condição, tem-se a banda de operação compreendida de 6,92 a 11,1 GHz, o que indica $Bw \approx 46,4\%$. Isso representa um aumento de cerca de dez vezes a banda da antenna original.

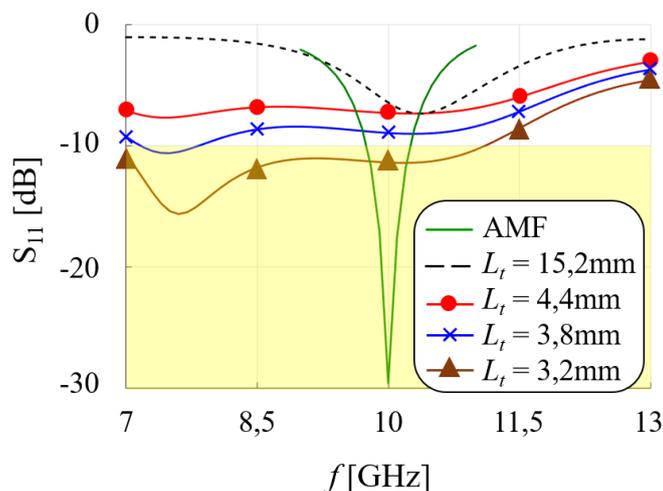


Figura 2.6 – Análise do coeficiente de reflexão de uma antena de microlinha retangular em função da redução do plano terra.

2.3.1.2 Arredondamento dos vértices inferiores do elemento ressonador

A redução do comprimento do plano de terra mostrou-se uma técnica eficiente para o alargamento da banda das antenas de microlinha retangulares. Analisando o comportamento do coeficiente de reflexão, nota-se que em quase toda a largura de faixa o S_{11} assume valores muito próximos do valor aceitável, $S_{11} = -10$ dB. Isso pode ser um problema, visto que imperfeições no processo de fabricação da antena podem comprometer o S_{11} , reduzindo ou até mesmo eliminando a banda de operação da antena.

Para melhorar o comportamento do S_{11} , propõe-se a adição de uma transição de casamento de impedâncias entre a linha de alimentação e a plaqueta ressonadora. Conforme ilustrado na Figura 2.5, nota-se que entre a fita de alimentação e o elemento ressonador existe uma transição abrupta. Neste caso, como apresentado na análise da densidade superficial de corrente (J) sob a plaqueta ressonadora, realizado no programa ANSYS HFSS (ver a Figura 2.7(a)) existe um acúmulo de cargas na transição. Essa ocorrência prejudica o casamento de impedâncias.

Para reduzir a concentração de cargas, será realizado o arredondamento das quinas ou vértices inferiores da plaqueta ressonadora. Essa modificação foi inspirada em [43], onde existe uma transição suave entre a linha de alimentação e a plaqueta. Assim, tem-se uma modificação gradual de efeito semelhante ao ocorrido nas cornetas de microondas, onde a impedância do

guia de ondas é modificada suavemente até atingir a impedância intrínseca do ar. Os vértices foram arredondados em função de um raio ρ , exemplificado na Figura 2.8, sendo seu valor otimizado a partir de varreduras numéricas no ANSYS HFSS.

Com base na Figura 2.7, analisando o vetor campo elétrico para a frequência de 10 GHz, observa-se grande intensidade para a condição onde os vértices não possuem arredondamento, $\rho = 0$ mm. Esse efeito está ligado ao fenômeno físico do poder das pontas, onde as cargas elétricas tendem a se agrupar em localidades pontiagudas. Nota-se que tal concentração ocorrer apenas nos vértices inferiores. Por isso, o arredondamento foi realizado apenas nesses vértices, mantendo a parte superior da plaqueta inalterada. A medida que o valor de ρ aumenta, Figuras 2.7(b) e 2.7(c), nota-se que a intensidade do vetor J diminui, sendo distribuída de maneira mais uniforme.

O impacto do aumento de ρ no S_{11} é apresentado na Figura 2.9. Observa-se, neste caso, uma melhora significativa a medida que o raio do arredondamento aumenta. Estudou-se a variação do raio para $0 \leq \rho \leq 0,5$ W. Para $\rho = 0,3$ W, observa-se $S_{11} < -15$ dB em praticamente toda a faixa analisada, desde 7 até 13 GHz. Por isso, esse valor ($\rho = 0,3$ W) foi definido como o ideal para este projeto.

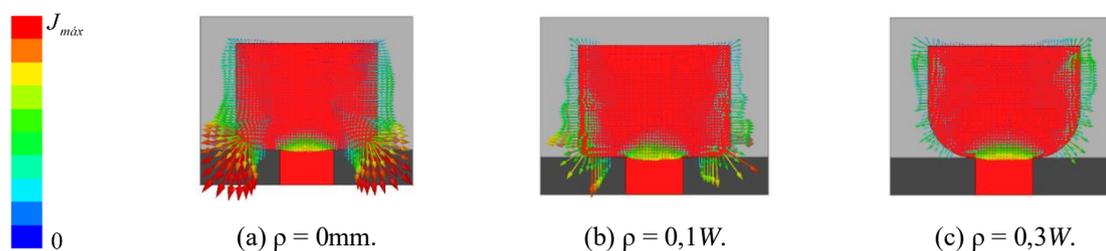


Figura 2.7 – Redução do acúmulo de cargas no vértice inferior do elemento ressonador.

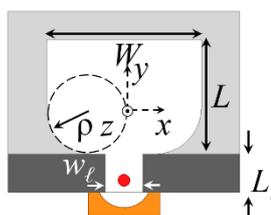


Figura 2.8 – Arredondamento dos vértices do elemento ressonador de antena de microlinha retangular.

A melhora significativa no S_{11} ocorre devido a aproximação da parte real da impedância de entrada da antena, R_{en} , de 50Ω , ao longo de uma grande gama de frequências, e da aproximação da parte imaginária, X_{en} , de 0Ω . Em termos quantitativos, na faixa de 7 GHz a 13 GHz, a impedância de entrada da antena impressa banda larga, AIB, para $\rho = 0$ e $\rho = 0,3$ W são apresentados na Tabela 2.2. Nota-se que a redução no acúmulo de cargas nos vértices inferiores do ressonador, contribui para a melhora, tanto de R_{en} , quanto de X_{en} .

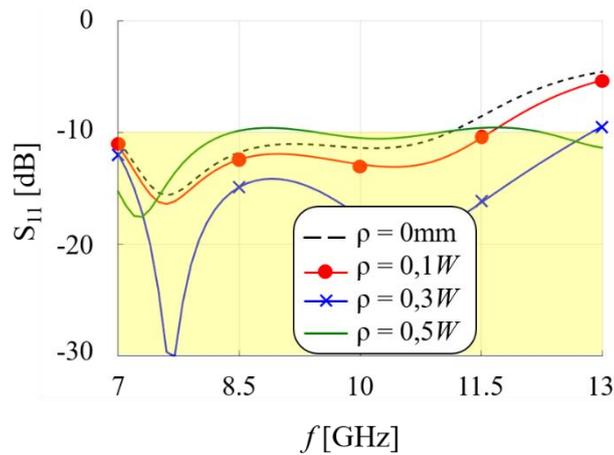


Figura 2.9 – Análise do coeficiente de reflexão da antena impressa banda larga em função do arredondamento dos vértices do elemento ressonador.

Tabela 0.2– Impedância de entrada da antena impressa banda larga.

ρ	$R_{en} [\Omega]$	$X_{en} [\Omega]$
0	$24,33 \leq R_{en} \leq 93,83$	$-35,47 \leq X_{en} \leq 27,05$
0,3W	$34,88 \leq R_{en} \leq 46,27$	$-1,6 \leq X_{en} \leq 17,27$

A Figura 2.12 ilustra o comportamento do diagrama de irradiação da AIB para as frequências $f = 7, 10$ e 13 GHz. Observa-se que a redução do plano terra modifica o formato da irradiação, se comparado a uma antena de microlinha retangular. A antena passa a operar com diagrama de irradiação similar à um dipolo para 10 GHz (onidirecional no plano xz e com dois nulos no plano yz). Entretanto, para os extremos da faixa (7 e 13 GHz), nota-se grande mudança irradiação. O principal fator para essas mudanças nos diagramas é a alteração do espaçamento elétrico (em função do comprimento de onda) das fendas irradiantes. Isso leva a um comportamento da distribuição superficial de corrente na plaqueta que deforma os campos irradiados.

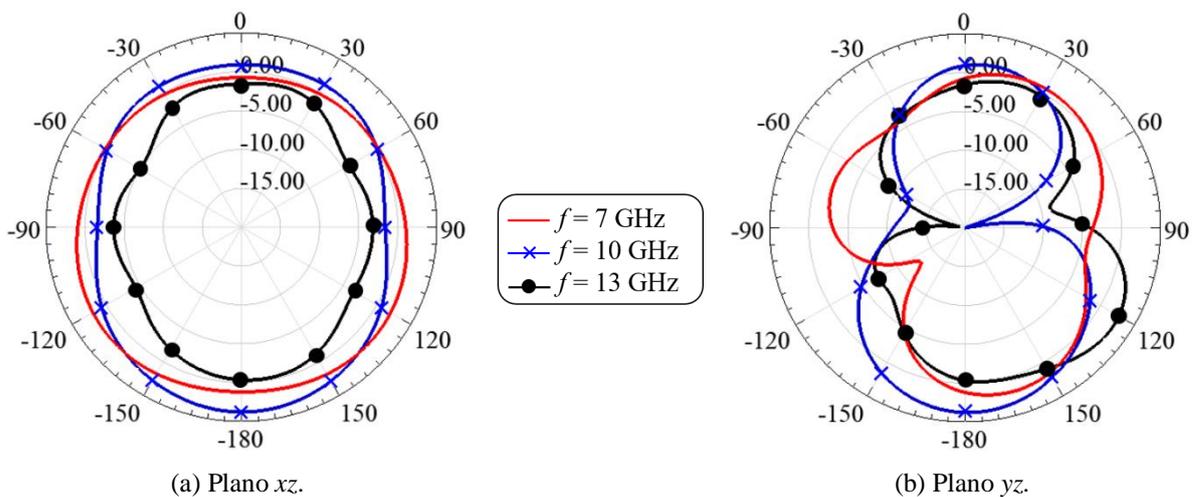


Figura 2.10 – Diagrama irradiação da antena impressa banda larga.

2.4 Antena impressa com dupla polarização (AMDP)

Uma das vantagens da antena de microlinha retangular, AMF, é a possibilidade de operar com polarização linear ou circular, simplesmente mudando o seu ponto de alimentação [1]. Como na Figura 2.11, a operação em dupla polarização pode ser alcançada deslocando o ponto da alimentação. Nesse novo contexto, o ponto de alimentação é dividido em duas coordenadas (x_0 e y_0).

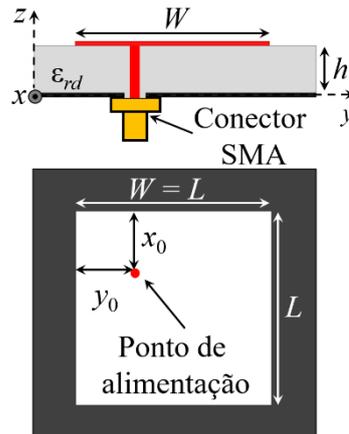


Figura 2.11 – Antena de microlinha com dupla polarização.

Da teoria de antena de microlinha retangulares, a partir da aproximação por uma cavidade ressonante, é possível escrever a frequência de um determinado modo (f_{mn}) em função do comprimento L e da largura W da plaqueta ressonadora, da seguinte forma [36]:

$$f_{mn} = \frac{3 \times 10^8}{2\sqrt{\epsilon_{rd}}} \sqrt{\left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{W}\right)^2}, \quad (2.16)$$

onde m e n são coeficientes ligados ao modo sob análise. Vale destacar que (2.16) é uma equação aproximada válida somente para $h \ll (L \text{ e } W)$. Dessa forma, pode-se excitar a antena para operar em dois modos fundamentais, TM_{001} e TM_{010} . A posição onde a alimentação é inserida altera a distribuição de campo na antena, que induz a excitação do modo TM_{001} ou TM_{010} . Caso a AMF seja alimentada em uma linha central da antena normal a W tem-se o modo TM_{010} , caso seja alimentada em uma linha central normal a L tem-se o modo TM_{001} . Convencionalmente, excita-se de forma normal a W , com isso, a antena apresenta sua frequência de ressonância do modo fundamental dependente apenas de L , resultando em uma polarização linear na direção y , como demonstrado pelos vetores densidade de corrente superficial J , da Figura 2.12(a). Entretanto, caso a alimentação seja feita de forma normal a L , tem-se polarização linear na direção x , conforme Figura 2.12(b).

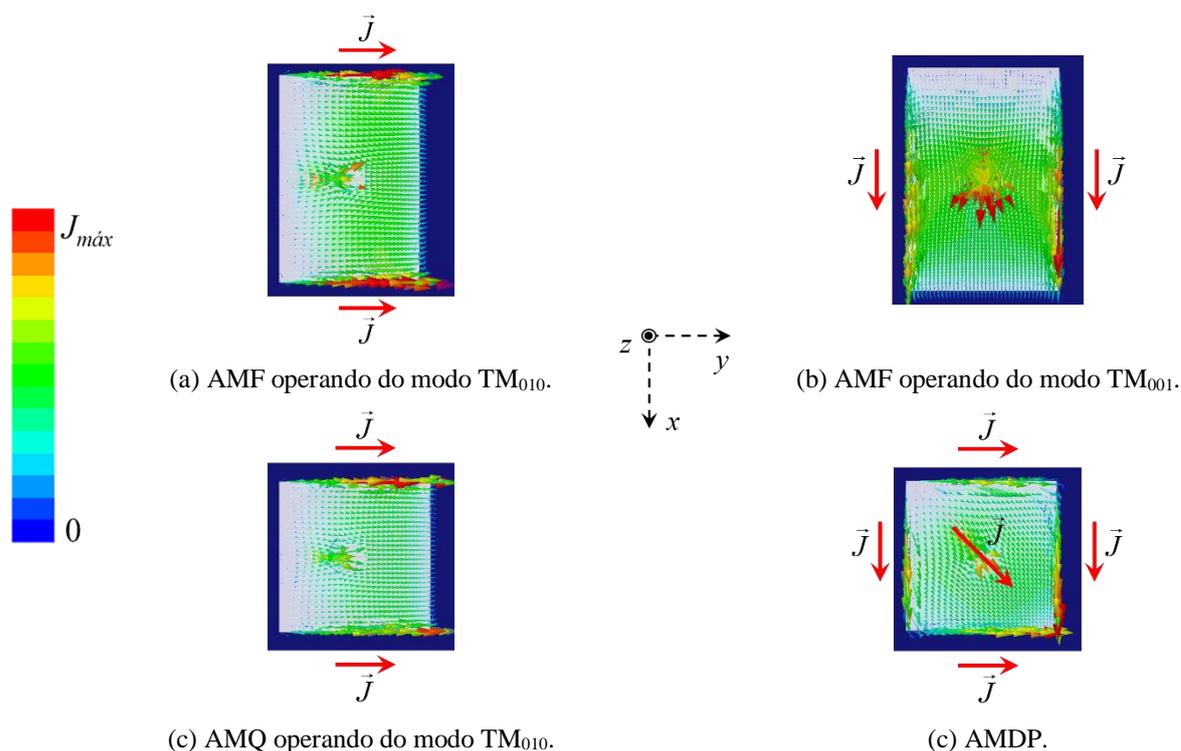


Figura 2.12 – Distribuição do vetor densidade de corrente superficial em antenas de microlinha.

Tendo em vista os conceitos de polarização da AMF, chega-se à conclusão que ao posicionar a alimentação com um deslocamento tanto em x quanto em y , obtém-se a operação em dupla polarização. Entretanto, vale ressaltar que como as AMFs convencionais possuem $L \neq W$, como isso, apenas modificando o ponto da alimentação leva-se a um comportamento diferente em cada polarização. Então, o primeiro passo do projeto da antena de microlinha com dupla polarização (AMDP) é transformar uma antena de microlinha retangular em uma antena de microlinha quadrada (AMQ). Dessa forma, ao modificar o ponto da alimentação o comprimento elétrico para a corrente superficial torna-se o mesmo. Para tal, partiu-se da AMF projetada para 10 GHz, apresentada anteriormente, alterando a largura da plaqueta ressonadora para $W = L$. Então, analisou-se numericamente no ANSYS HFSS o comportamento do coeficiente de reflexão. Como apresentado na Figura 2.13, admitindo a Bw para a faixa de frequências onde $S_{11} \leq -10$ dB, a alteração no valor de W modificou o comportamento da banda de operação. Com a redução da largura da plaqueta, altera-se a impedância de entrada da antena. Entretanto, tal alteração não compromete de forma significativa a resposta em frequência do S_{11} .

A Figura 2.12(c) apresenta vetores densidade de corrente superficial J para antena de microlinha quadrada. Assim como para a AMF, observa-se a existência da polarização linear orientada na direção y . Portanto, o próximo passo é a partir da AMQ com polarização linear, obter uma antena em microlinha quadrada e com dupla polarização. Para isto, o ponto de

alimentação foi deslocado, e através de análises numéricas, chegou-se $x_0 = y_0 = 3,48$ mm. É importante destacar que nas simulações foram adotados sempre $x_0 = y_0$, tendo como métrica de desempenho o coeficiente de reflexão S_{11} . Dessa forma, como demonstrado na Figura 2.13, considerando $S_{11} \leq -10$ dB, tem-se $9,89$ GHz $\leq f \leq 10,36$ GHz, que representa uma banda fracionária de 4,64% da frequência central de operação $f = 10,125$ GHz.

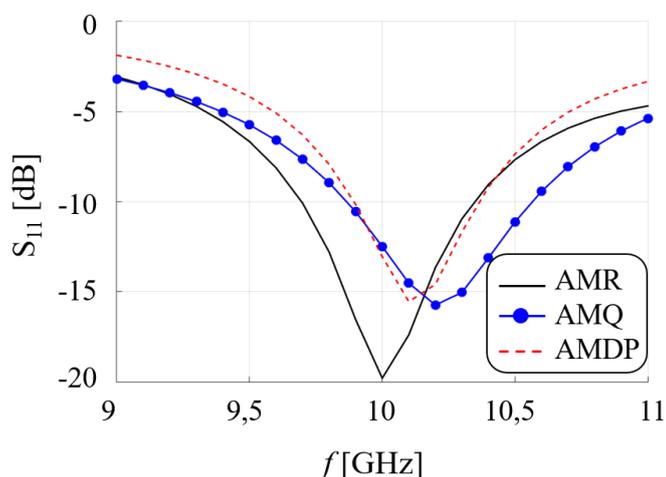


Figura 2.13 – Comparação do coeficiente de reflexão em antenas de microlinha.

Após avaliar o desempenho da antena de microlinha com dupla polarização em função da banda de operação, o passo seguinte foi analisar o comportamento em função de diagramas de irradiação. A Figura 2.14 apresenta uma comparação entre as antenas de microlinha na sua forma quadrada operando no modo TM_{010} , AMQ, e quadrada com dupla polarização, AMPD, considerando as polarizações direta (PD) e cruzada (PC), nos planos xz e yz . Nota-se que a AMQ apresenta alta rejeição de polarização, na ordem de 40dB, enquanto a AMDP apresenta similares em PD e PC. Observa-se, ainda, que o valor de ganho na direção de máxima irradiação é $G_0 = 6,7$ dBi para a AMQ e $G_0 = 3,8$ dBi para a AMDP. Essa diferença de aproximadamente 3 dB surge devido a divisão da energia emitida pela antena em duas polarizações.

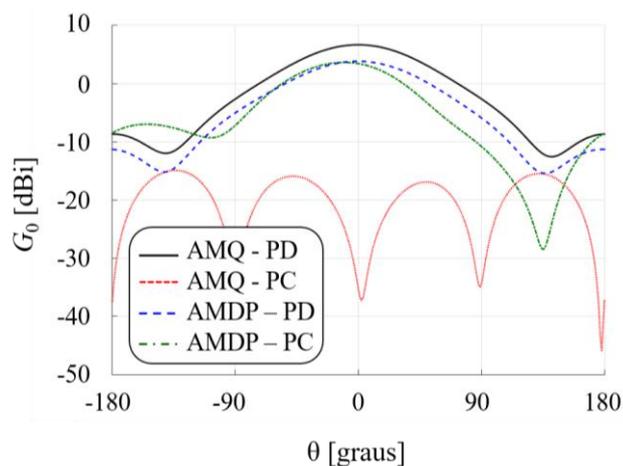
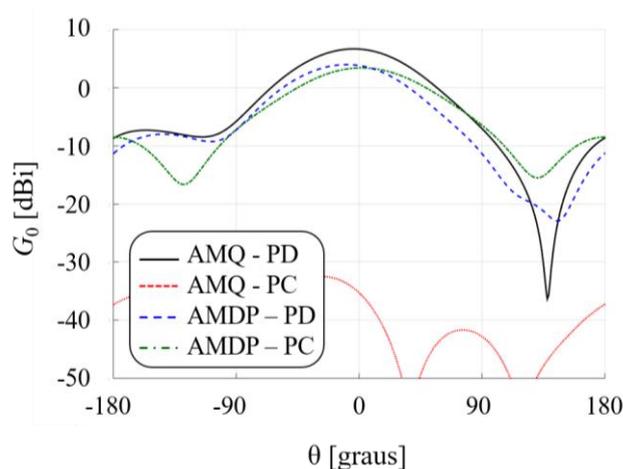
(a) Plano xz .(b) Plano yz .

Figura 2.14 – Comparação do diagrama de irradiação das antenas de microlinha com polarização linear e dupla em 10GHz.

2.5 Análise do centro de fase dos iluminadores

O centro de fase de uma antena é definido como a fonte aparente de irradiação [46]. Em uma fonte ideal (antena isotrópica), a irradiação se distribuiria ao longo de uma esfera, partindo de um ponto central. Entretanto, em antenas reais (como as AMF) a origem aparente da irradiação varia de estrutura para estrutura. A posição do centro da fase da antena não é necessariamente o centro geométrico da antena. Além disso, depende da direção de propagação da onda eletromagnética.

Tendo em vista a utilização de antenas de microfitacom iluminadores de refletores ou lentes, é imprescindível conhecer seu centro de fase. Para o funcionamento correto das estruturas, o centro de fase do iluminador deve ser posicionado no foco do refletor ou da lente. Por esse motivo, antes do desenvolvimento das antenas em lentes, fez-se necessário estudar o centro de fase dos iluminadores propostos. Para isso, utilizou-se de análises numéricas no

ANSYS HFSS, estudando a diferença máxima de fase (Δ_{fase}), variando a distância de observação, condicionada ao eixo perpendicular as antenas (z), conforme a Figura 2.1.

Estudou-se, primeiramente, a antena de microlinha retangular. Considerando a estrutura projetada para $f = 10$ GHz, a Δ_{fase} foi analisada para valores de z , entre $0 \text{ mm} \leq z \leq 5 \text{ mm}$. Como reportando na Figura 2.15, o centro de fase dessa antena ocorre para aproximadamente $z = 1,5 \text{ mm}$, sob a plaqueta ressonadora.

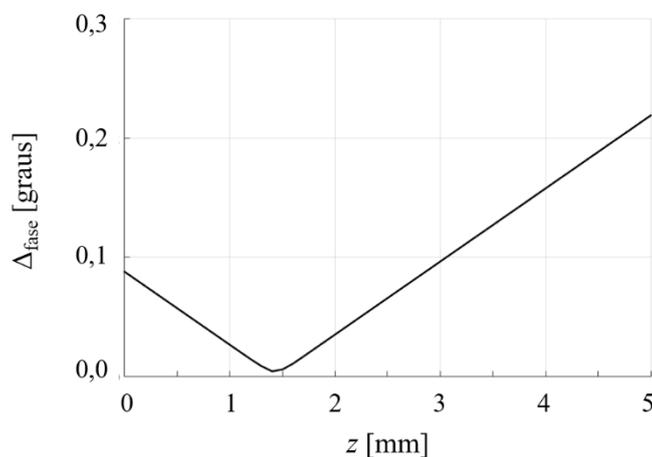


Figura 2.15 – Estudo do centro de fase da antena de microlinha retangular.

Em seguida, estudou-se a antena impressa banda larga. Essa estrutura, por ter plano terra reduzido, apresenta irradiação em $-z$ e $+z$. Por isso, neste caso, a Δ_{fase} foi analisada para $-5 \text{ mm} \leq z \leq 5 \text{ mm}$. Como apresentado na Figura 2.16, o centro de fase dessa antena varia com a frequência. O valor ideal tende à $+z$ para frequências menores e para $-z$ para valores mais elevados. No entanto, fixando $z = 1,52 \text{ mm}$, sob a plaqueta ressonadora, observa-se uma Δ_{fase} máxima de 0,25 graus. Dessa forma, conclui-se que, considerar esse valor como o ponto focal, não compromete a funcionalidade da estrutura em toda a banda de operação.

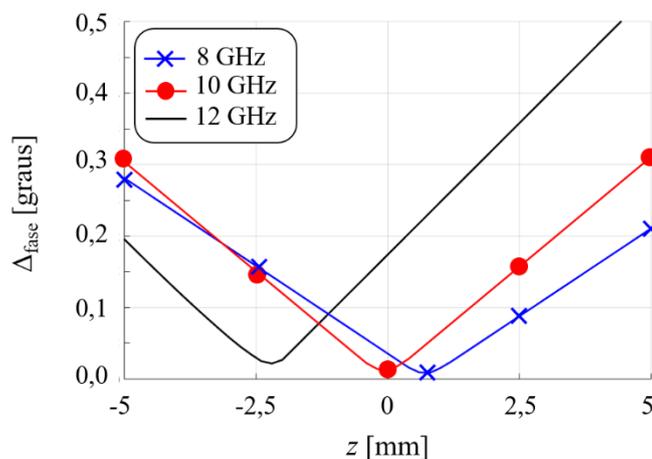


Figura 2.16 – Estudo do centro de fase da antena impressa banda larga.

Por fim, estudou-se a Δ_{fase} para a antena de microlinha com dupla polarização, tanto polarização direta, PD, quanto a cruzada, PC, considerando $0 \text{ mm} \leq z \leq 5 \text{ mm}$. Como apresentado na Figura 2.17, cada polarização apresenta um centro de fase diferente. No entanto, fixando $z = 1,52 \text{ mm}$, observa-se uma $\Delta_{\text{fase}} < 0,2$ graus em ambos os casos. Por isso, admitir essa condição para o ponto focal não resulta em problemas para a operação da antena em lente.

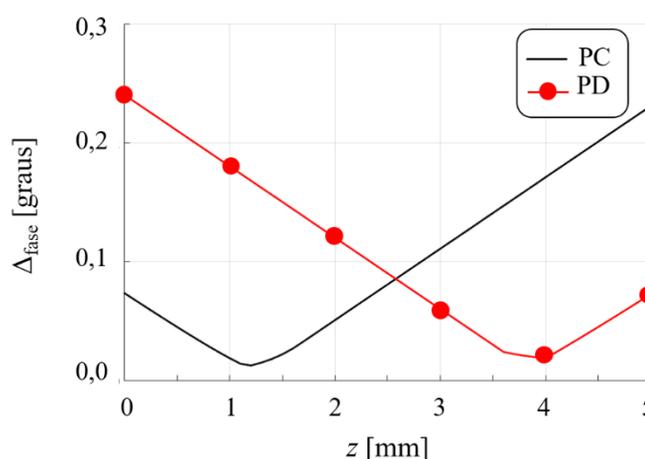


Figura 2.17 – Estudo do centro de fase da antena de microlinha com dupla polarização.

As Figuras 2.15 a 2.17 mostram que a diferença de fase é muito pequena ao variar a posição no entorno das antenas de microfita propostas nesse trabalho. Isso já era esperado uma vez que essas antenas possuem dimensões reduzidas em relação ao comprimento de onda. Por isso, pode-se concluir que nesses casos específicos, é possível posicionar plaqueta ressonadora no foco da lente não implicará em problemas para o projeto.

2.6 Considerações finais.

Nesse Capítulo, foram apresentados os projetos e as validações numéricas das antenas de microlinha retangular, impressas banda larga e antena de microlinha com dupla polarização. A primeira antena apresentada irá atuar como elemento iluminador para estudos e equacionamento do ganho e da distância focal de lentes dielétricas hemisféricas. As demais são propostas com solução interessante para iluminadores aplicados a antenas em lente para tecnologias que visam altas taxas de transmissão, proposta nesse trabalho.

Capítulo 3

ANTENA EM LENTE

Neste Capítulo, são apresentadas equações para o projeto das antenas em lente dielétricas hemisféricas. São detalhados os equacionamentos pelos quais é possível determinar a distância focal e o diâmetro da lente em função do ganho esperado e do material empregado. Além disso, será apresentada uma forma de reconfiguração do diagrama de irradiação desse tipo de estrutura.

3.1 Considerações iniciais

O objetivo deste Capítulo é apresentar uma modelagem matemática que leve a equações de projeto para lentes dielétricas hemisféricas. Essas estruturas, utilizadas em diversas aplicações, são dimensionadas, quase que na sua totalidade, a partir de análises numéricas e sínteses. Por isso, o objetivo inicial desse trabalho é propor equações simples e eficientes que possibilitem encontrar as principais dimensões da antena.

Inicialmente, será apresentado uma equação para a distância focal. Para isso, tem-se como base os conceitos de óptica geométrica. Em seguida, será apresentada uma equação que relaciona o ganho esperado ao diâmetro da lente. Para essa segunda abordagem, partiu-se do estudo da lente como uma antena de abertura circular iluminada não-uniformemente, considerando os efeitos das eficiências de abertura e irradiação.

As antenas de microlinha retangulares, projetadas no Capítulo 2, são utilizadas como iluminadores no estudo do ganho. A escolha dessas antenas como iluminadores é devido sua simplicidade de projeto para diferentes frequências, além da facilidade de construção de protótipos para a validação prática das estruturas. Entretanto, as equações propostas são aplicáveis para outros diferentes iluminadores. Para isso, é necessário quantizar as eficiências de abertura e irradiação para cada caso específico.

3.2 Lentes dielétricas hemisféricas

As lentes dielétricas hemisféricas são formadas por uma estrutura com permissividade elétrica relativa ϵ_{rl} , contendo duas superfícies de separação com um meio externo de permissividade elétrica relativa ϵ_{re} , uma curvilínea com raio R , e outra plana, como apresentado na Figura 3.1. Existem duas configurações para esse tipo de lente: como ilustrado na Figura 3.1(a), pode-se ter a fonte de excitação ou iluminador posicionado fora do corpo da lente [47], ou como na Figura 3.1(b) acoplado à lente [48]. Em ambos os casos, o iluminador estará a uma distância F (distância entre o ponto focal e parte plana da lente) do início da parte curvilínea da lente. Entretanto, vale ressaltar que em cada configuração o valor de F possui uma modelagem matemática específica. Isso ocorre, pois, o meio em que a onda se propaga influencia diretamente o valor de F .

No projeto de uma lente dielétrica hemisférica, duas variáveis importantes devem ser determinadas: os valores de R e F . A distância F tem relação direta na atuação da lente como um colimador de energia. No ponto de vista da recepção de sinais, representa o local onde uma onda plana incidente na lente será concentrada. Na transmissão, indica o local de onde a energia deverá ser emitida, para que ao passar pela lente, seja colimada e transformada em onda plana. O valor de R , por sua vez, está diretamente ligado a diretividade ou capacidade de concentração de energia emitida pelo conjunto lente iluminador em uma determinada região do espaço.

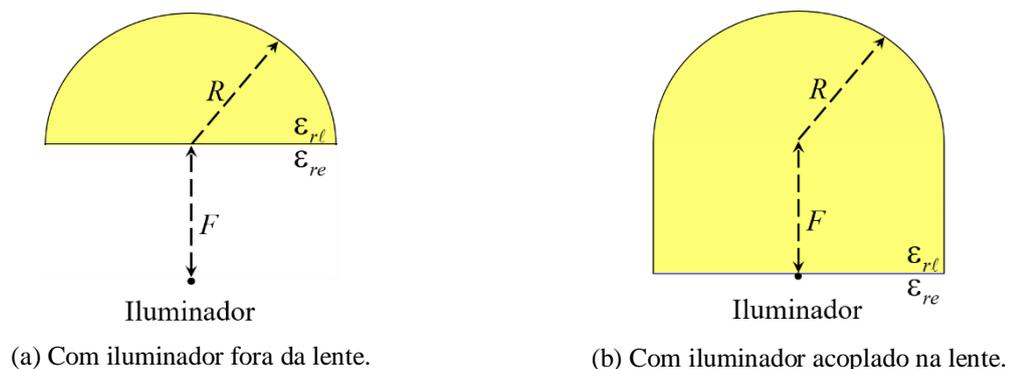


Figura 3.1 – Lente dielétrica hemisférica.

3.2.1 Distância focal

Uma lente dielétrica pode ser compreendida como um dispositivo que modifica a fase ou a amplitude (ou ambos) do diagrama de irradiação de alimentação primária, a fim de transformá-lo na onda eletromagnética irradiada. Dessa forma, a geometria da estrutura tem influência direta nas características da irradiação ao espaço livre. A lente dielétrica hemisférica,

um dos modelos mais clássicos, é comumente utilizado para produzir uma superfície irradiada que tende a ser plana (equifásica), proporcionando alta diretividade.

É possível determinar uma equação aproximada para F a partir dos conceitos oriundos da óptica geométrica. A óptica geométrica (GO) ou de raio, amplamente utilizada no projeto de antenas de lente e refletor eletricamente grandes, é uma formulação proveniente da solução assintótica das equações de Maxwell para altas frequências [49]. É uma modelagem aproximada, baseada na análise da onda eletromagnética como tubos de raios elementares. Entretanto, a GO apresenta resultados razoáveis comparados a métodos mais complexos desde que as dimensões totais da lente (ou qualquer objeto sobre análise) sejam muito maiores do que o comprimento da onda. A GO é vista como uma solução exata quando $\lambda_0 \rightarrow 0$ [48]. Entretanto, é possível aplicar seus conceitos quando as dimensões da lente são superiores a $4\lambda_0$, mantendo assim erros aceitáveis. Nesse caso, métodos de projeto é dito como quase-óptico [11].

3.2.1.1 Caminho óptico

Para o dimensionamento da distância F é necessário compreender inicialmente a diferença entre caminho óptico (S_o) e caminho geométrico (S_g). O conceito de caminho óptico vem do estudo da propagação da luz. Pode-se relacionar o índice de refração n , de um determinado meio, com a velocidade da luz no vácuo, c , e com a velocidade de fase de uma onda eletromagnética em um meio material sem perdas, v_p [40]:

$$n = \frac{c}{v_p} = \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{\mu_0\epsilon_0}} = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}, \quad (3.1)$$

onde μ e ϵ são a permeabilidade magnética e a permissividade dielétrica do meio material, μ_0 e ϵ_0 são a permeabilidade magnética e a permissividade dielétrica do vácuo, e μ_r e ϵ_r são a permeabilidade magnética e a permissividade dielétrica relativas do meio material.

Da mecânica clássica, pode-se determinar o tempo (t_{AB}) em que um raio de luz leva para percorrer de um ponto A até um ponto B em um meio não-homogêneo (com índice de refração $n(r)$) dependente da distância (r) qualquer, como apresentado na Figura 3.2, dado por

$$t_{AB} = \int_A^B \frac{dr}{v_p} = \int_A^B \frac{dr}{c/n(r)} = \frac{1}{c} \int_A^B n(r) dr, \quad (3.2)$$

em que dr é um valor infinitesimal de distância. As características eletromagnéticas do meio podem variar com o deslocamento da onda, de modo que a propagação ocorre em um meio não-homogêneo. Dessa forma, deve-se admitir o conceito de que o índice de refração varia com a distância $n(r)$.

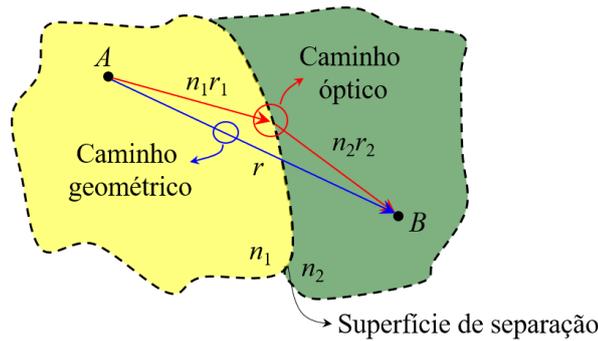


Figura 3.2 – Deslocamento de uma onda eletromagnética vista com um raio.

Pode-se reescrever a expressão (3.2) com:

$$t_{AB} = \frac{1}{c} S_{AB}, \tag{3.3}$$

onde S_{AB} é o caminho óptico entre os pontos A e B . Como isso, define-se $S_{AB} = N(r)r$, em que r é a distância percorrida. Nota-se, por meio da Figura 3.2, que a variação do índice de refração altera o percurso do raio, ou seja, em um meio não homogêneo os caminhos óptico e geométrico são distintos.

A. Princípio de Fermat

Dentro do conceito de caminho óptico, proveniente da óptica geométrica, é importante estudar o Princípio de Fermat [51][52]. Tal fundamentação diz que o comprimento do percurso de um raio, que pode ser encarado como uma onda eletromagnética se propagando, é constante admitindo variações infinitesimais de percursos. Partindo da Figura 3.3, tomando como base um raio que parte de uma fonte de alimentação situada em um ponto A e é recebido no ponto B , se a incidência na superfície de separação ocorrer em pontos relativamente próximos, Δr , muito pequeno, pode-se dizer que o comprimento dos percursos é o mesmo. Então, para encontrar o caminho que leva ao menor percurso óptico, escreve-se:

$$\frac{dS_{AB}}{dr} = 0. \tag{3.4}$$

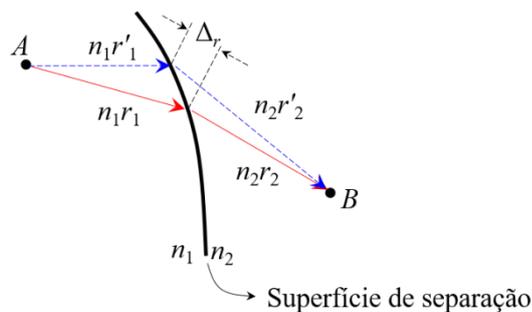


Figura 3.3 – Exemplificação do Princípio de Fermat.

B. Reflexão e refração na interface de separação de dois meios

Na propagação em meios não-homogêneos, quando há mudança de índice de refração, parte da onda é refletida no meio de origem e parte transmitida ao meio de destino. Como a densidade do meio influencia na propagação, pode-se aplicar o princípio de Fermat, trabalhando com o conceito de percurso óptico, para estudar esses fenômenos [12].

Admitindo um raio que parte de um ponto A e viaja até um ponto B (Figura 3.4), a parcela que retorna ao meio de origem pelo processo de reflexão, por meio da incidência na superfície de separação no ponto P , não sofre com a mudança de índice de refração. Desta forma, pode-se dizer que o caminho óptico, S_{AB} , é igual ao caminho geométrico, d_{AB} . Com isso, pode-se determinar o caminho óptico aplicando o Teorema de Pitágoras, dado por

$$S_{AB} = d_{AB} = d_{AP} + d_{PB} = \sqrt{d_1^2 + X^2} + \sqrt{d_2^2 + (d - X)^2}, \quad (3.5)$$

onde:

d_{AP} é a distância entre os pontos A e P .

d_{PB} é a distância entre os pontos P e B .

d_1 é a distância axial (na direção z) entre os pontos A e a superfície de separação.

d_2 é a distância axial (na direção z) entre o ponto B e a superfície de separação.

X é distância entre uma projeção do ponto A no eixo x e o ponto P .

d é distância entre as projeções dos pontos A e B no eixo x .

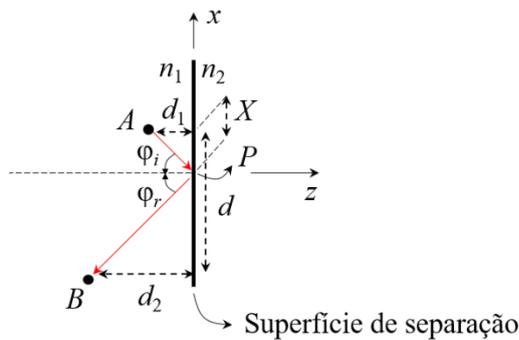


Figura 3.4 – Conceito da lei da refração a partir do caminho óptico.

Derivando (3.5) em relação a X e igualando o resultado a zero, atendendo assim o Princípio de Fermat do tempo mínimo [51], é possível encontrar a menor distância entre os pontos A e B , da seguinte forma:

$$\frac{X}{\sqrt{d_1^2 + X^2}} = \frac{d - X}{\sqrt{d_2^2 + (d - X)^2}}. \quad (3.6)$$

Analisando a Figura 3.4 é possível modificar a equação (3.6) usando os conceitos de trigonometria. Sabendo que a em um triângulo retângulo a razão entre hipotenusa e cateto oposto é pode ser descrita como o seno do ângulo oposto à hipotenusa, pode-se reescrever (3.6) como sendo

$$\text{sen } \varphi_i = \text{sen } \varphi_r \text{ ou } \varphi_i = \varphi_r, \quad (3.7)$$

onde φ_i e φ_r são os ângulos de incidência e reflexão em relação ao eixo z , respectivamente. Esse conceito é conhecido como Segunda Lei da Refração [50].

Admitindo a condição onde para se deslocar do ponto A ao ponto B , um raio sofre mudanças de meios (Figura 3.5), a parcela transmitida enfrenta a mudança do índice de refração. Desta forma, o caminho óptico é diferente do caminho geométrico, sendo necessário levar em consideração o valor do índice de refração em cada meio. Com isso, pode-se escrever a expressão do caminho óptico entre os pontos A e B como sendo

$$S_{AB} = S_{AP} + S_{PB} = n_1 \sqrt{d_1^2 + X^2} + n_2 \sqrt{d_2^2 + (d - X)^2}. \quad (3.8)$$

Derivando (3.8) em relação a Z e igualando o resultado a zero, atendendo assim novamente o Princípio de Fermat do tempo mínimo, tem-se

$$n_1 \frac{X}{\sqrt{d_1^2 + X^2}} = n_2 \frac{d - X}{\sqrt{d_2^2 + (d - X)^2}}. \quad (3.9)$$

Então, pode-se reescrever (3.9) como sendo

$$n_1 \text{sen } \varphi_i = n_2 \text{sen } \varphi_t, \quad (3.10)$$

em que φ_i é o ângulo do raio transmitido em relação ao eixo z . Esse conceito é conhecido como lei de Snell [50].

É importante mencionar que tanto a lei da refração, quanto a lei de Snell, são válidas quando um raio incide sobre uma superfície de separação plana e infinita entre dois meios. Entretanto, como já mencionado anteriormente, esse formalismo pode ser aplicado na análise de lentes dielétricas desde que as dimensões da lente, sejam grandes em relação ao comprimento de onda. Com isso, os raios por serem aproximados a tubos de área infinitesimal, observam a parte curva da lente como um plano.

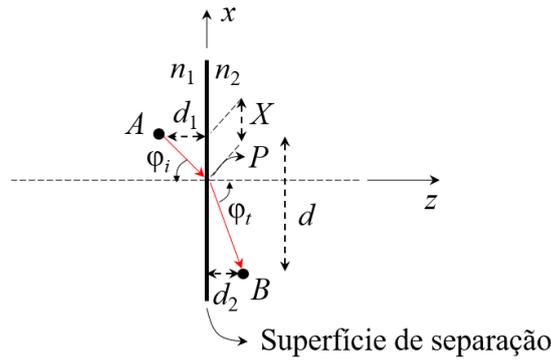
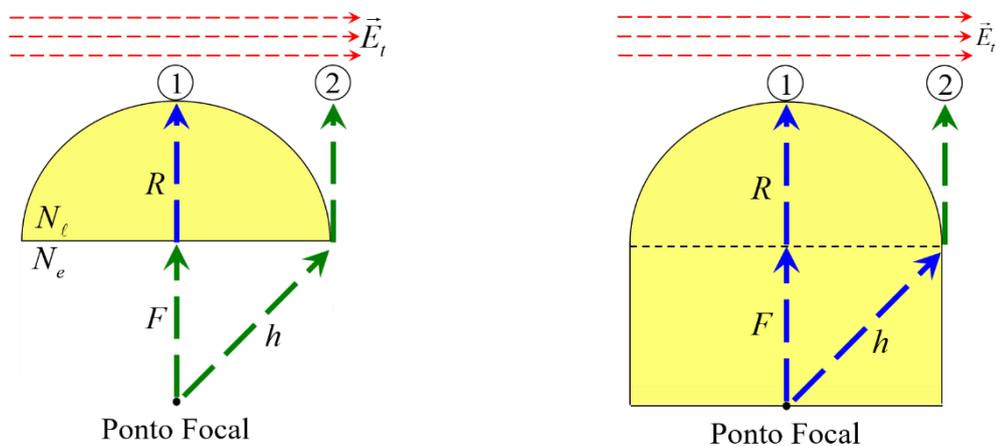


Figura 3.5 – Conceito da lei de Snell a partir do caminho óptico.

3.2.1.2 Iluminador acoplado à lente

Para o dimensionamento da distância F , considera-se que, dependendo da posição de onde o raio passar pela lente, a velocidade de propagação da onda eletromagnética será maior ou menor. Isso se dá em virtude da densidade elétrica do material, caracterizada pelo índice de refração n . Tomando como base a Figura 3.6, com as duas configurações de lentes dielétricas hemisféricas, nota-se que uma onda oriunda do iluminador se propaga em parte no meio externo e em parte no material da lente. Dessa forma, a onda é afetada pelos índices de refração n_e (do meio externo) e n_l (da lente). Assim, é possível equacionar e determinar uma expressão para F .

Para se determinar um equacionamento para a distância F em lentes dielétricas hemisféricas com iluminador acoplado, pode-se utilizar conceitos de caminho ou percurso óptico, analisando a Figura 3.6 (b). Para o correto funcionamento da estrutura, o caminho óptico entre o ponto focal e qualquer ponto em um plano paralelo a parte plana da lente, situado após o colimador, deve ser constante. Se isso for atendido, tem-se o surgimento de uma superfície que tende a ser equifásica na saída da lente.



(a) Com iluminador fora da lente.

(b) Com iluminador acoplado na lente.

Figura 3.6 – Caminhos percorridos por uma onda em uma lente dielétrica hemisférica.

Equacionando os caminhos ópticos entre a propagação do raio pelo centro, ponto 1, e pela borda da lente, ponto 2, como ilustrado na Figura 3.2(b), chega-se a

$$n_l F + n_l R = n_l h + n_e R. \quad (3.11)$$

Observando a Figura 3.2(b), pode-se escrever o percurso h entre o iluminador e a borda da lente como sendo

$$h = \sqrt{(F^2 + R^2)}. \quad (3.12)$$

Dessa forma, pode-se reescrever (3.10) da seguinte forma

$$n_l F + n_l R = n_l \sqrt{(F^2 + R^2)} + n_e R. \quad (3.13)$$

Para simplificar a análise, tendo em vista uma equação aproximada, pode-se admitir que a lente e o meio externo sejam não-magnetizáveis, ou seja tenha permeabilidade magnética igual à do vácuo. Então, trabalhando algebricamente, chega-se a uma equação aproximada para F , dada por:

$$F = \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{re}}}{\sqrt{\epsilon_{rl}} - \sqrt{\epsilon_{re}}} - \frac{\epsilon_{re}}{2\sqrt{\epsilon_{rl}}(\sqrt{\epsilon_{rl}} - \sqrt{\epsilon_{re}})} \right) R, \quad (3.14)$$

em que, ϵ_{re} e ϵ_{rl} são permissividades dielétricas relativas do meio externo e da lente, respectivamente.

3.2.1.3 Iluminador fora do corpo da lente

A análise para a condição na qual o iluminador é inserido fora do corpo da lente dielétrica hemisférica é análoga ao realizado no item 3.2.1.2. Para tal, pode-se partir conceitos da óptica geométrica, analisando a Figura 3.6 (a), admitindo que o caminho óptico entre o ponto focal e os pontos 1 e 2 devem ser iguais.

$$n_e F + n_l R = n_e h + n_e R. \quad (3.15)$$

Com isso, trabalhando algebricamente, chega-se a

$$F = \left[\frac{\sqrt{\epsilon_{rl}}}{\sqrt{\epsilon_{rl}} - \sqrt{\epsilon_{re}}} - \frac{\epsilon_{rl}}{2\sqrt{\epsilon_{re}}(\sqrt{\epsilon_{rl}} - \sqrt{\epsilon_{re}})} \right] R. \quad (3.16)$$

3.2.1.4 Aplicações das configurações de antenas em lente dielétricas hemisféricas

As duas configurações mencionadas de antenas em lente dielétricas hemisféricas apresentam vantagens e desvantagens. Dessa forma, a escolha de uma estrutura ou outra dependerá das condições do projeto. Uma das grandes diferenças de se ter ou não o iluminador acoplado é a influência da lente no casamento de impedâncias da fonte de onda. Por haver mudança de meios de propagação (dentro e fora da lente) ocorrem reflexões que podem prejudicar o funcionamento do alimentador. Dentro desse conceito, a configuração com alimentador desacoplado pode ser mais vantajosa. Ademais, a existência do iluminador acoplado auxilia na fixação do alimentador na lente, desprezando assim o uso de estruturas externas de fixação. Dependendo dos materiais utilizados para sua construção, essas estruturas externas de fixação podem prejudicar no funcionamento da antena, reduzindo, por exemplo, o valor do ganho. Nesse caso, empregar iluminadores acoplados pode ser mais vantajoso. Entretanto, as condições do projeto norteiam a escolha do tipo da lente.

Analisando as equações (3.14) e (3.16), pode-se observar uma das grandes diferenças das configurações em lentes dielétricas hemisféricas, o comportamento de F em função de ϵ_{rl} . Para compreender esse comportamento, admitiu-se uma análise em que o raio da lente seja $R = 2\lambda_0$, onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre para a frequência de 10 GHz, comparando o comportamento de F em função de ϵ_{rl} , como reportado na Figura 3.7.

Para o iluminador acoplado a lente, equação (3.14), quanto maior o valor de ϵ_{rl} , menores são os valores de F . Isso implica na redução das dimensões da estrutura, o que pode ser uma grande vantagem. Além de ocupar menor espaço físico, uma lente menor utiliza menos material, o que impacta no peso e no custo. Para o iluminador desacoplado, equação (3.16), nota-se que para $\epsilon_{rl} > 4$, tem-se valores negativos de F . Ou seja, o ponto focal está situado dentro da lente. Dessa forma, a vantagem do material da lente não afetar, de modo significativo, o casamento de impedâncias da estrutura deixa de existir.

Tendo em vista as características de cada configuração, chega-se à conclusão que para as antenas em lente dielétricas hemisféricas com baixos valores de ϵ_{rl} , na ordem de $\epsilon_{rl} < 3$, é vantajoso trabalhar com iluminador desacoplado, visto que efeitos indesejados no casamento de impedâncias são minimizados. Por outro lado, para materiais com elevados valores de ϵ_{rl} , torna-se mais atrativo trabalhar com a configuração de iluminador acoplado, uma vez que não há a necessidade de estruturas extremas de fixação.

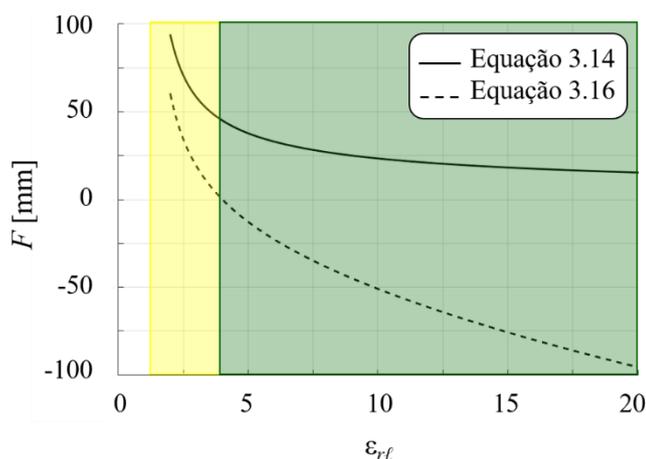


Figura 3.7 – Distância focal em função dos valores da permissividade dielétrica da lente.

Tendo em vistas os prós e os contras, optou-se, nesse trabalho, utilizar as lentes dielétricas hemisféricas com alimentação desacoplada da estrutura. Dessa forma, toda a abordagem que irá ser apresentada a partir desse ponto será fundamentada nesse tipo específico de estrutura.

3.2.1.5 Validação do equacionamento da distância focal para lentes dielétricas hemisféricas com iluminador desacoplado

Para comprovar a eficácia da equação para a distância F (equação (3.16)), avaliou-se numericamente a funcionalidade da estrutura a partir de simulações no programa ANSYS HFSS, por meio da solução das equações de Maxwell pelo método dos elementos finitos. Primeiramente, foi feito um estudo do vetor de vetor de Poynting (ver na Figura 3.8) e em seguida um análise da magnitude do campo elétrico (ver na Figura 3.9).

Para a análise do vetor de Poynting, foi considerado como iluminador a antena de microlinha retangular projetada para 10GHz, apresentada no Capítulo 2. O material da lente utilizado foi o PTFE, com $\epsilon_{rl} = 2,2$, e o meio externo o vácuo. Considerou-se dois diâmetros para a lente: $d = 2R = 4\lambda_0$ e $6\lambda_0$, resultando em, respectivamente, $F = 47,6$ mm e $F = 63,9$ mm. Analisou-se numericamente a parte real do vetor de Poyntin (\vec{S}_{av}) em três condições: a) após o iluminador; b) após a lente com diâmetro $d = 4\lambda_0$; c) após a lente com diâmetro $6\lambda_0$. Como reportado na Figura 3.8(a), a distribuição de energia que parte do iluminador apresenta vetores distribuídos de forma radial. Ao passar pela lente, como ilustrado nas Figuras 3.8(b) e (c), a energia é colimada, de forma que os vetores de densidade de potência tendem a serem paralelos entre si e perpendiculares ao plano que representa a frente de onda.

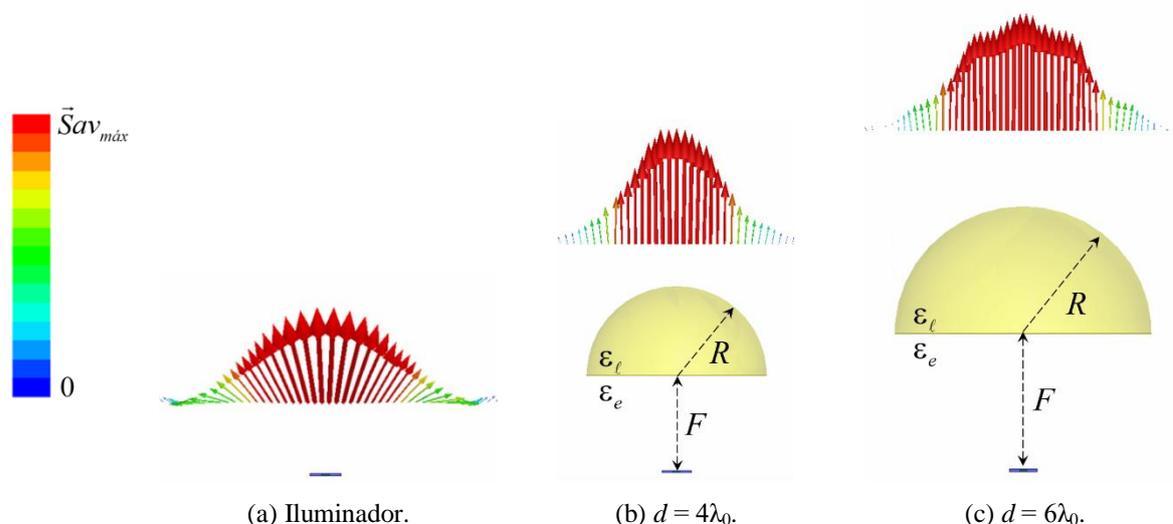


Figura 3.8 – Análise do vetor de Poynting nas lente dielétricas hemisféricas com iluminador desacoplado.

Analisando as Figuras 3.8(b) e (c) chega-se à conclusão que a expressão (3.16) apresenta resultados satisfatórios para determinar a distância focal. Entretanto, nota-se que nas extremidades da lente ainda existem vetores que não são normais a frente de onda. Isso se explica devido o diâmetro da lente ser finito. Mesmo assim, acredita-se que a expressão (3.16) pode ser aplicada no dimensionamento de lentes dielétricas hemisféricas.

Para a análise do vetor da magnitude do campo elétrico, as antenas de microlinha projetadas para $f = 10$ e 60 GHz, apresentadas no Capítulo 2, foram consideradas como alimentador. Foram utilizados na análise dois materiais comumente empregados em projetos de lentes dielétricas: o PTFE e o Polystyrene de alto impacto (HIPS) com $\epsilon_{r\ell} = 2,6$. Por fim, admitiram-se dois diâmetros para as lentes, $d = 4\lambda_0$ e $5\lambda_0$. Com isso, chegou-se aos valores da distância focal, apresentados na Tabela 3.1. As Figuras 3.9 e 3.10 apresentam a colimação de uma onda que parte da fonte primária ao passar pela lente em diversos senários. Em condições distintas de frequência, matérias e diâmetro da lente, comprovam novamente o efeito da transformação de uma onda esférica em uma onda plana. Sendo assim, atesta-se outra vez a eficácia da equação para o cálculo da distância focal.

Tabela 0.1 – Distância F para análise da magnitude de campo elétrico colimada pela lente.

f [GHz]	F [mm]			
	PTFE		HIPS	
	$d = 4\lambda_0$	$d = 5\lambda_0$	$d = 4\lambda_0$	$d = 5\lambda_0$
10	47,6	59,5	30,6	38,3
60	7,9	9,9	5,1	6,4

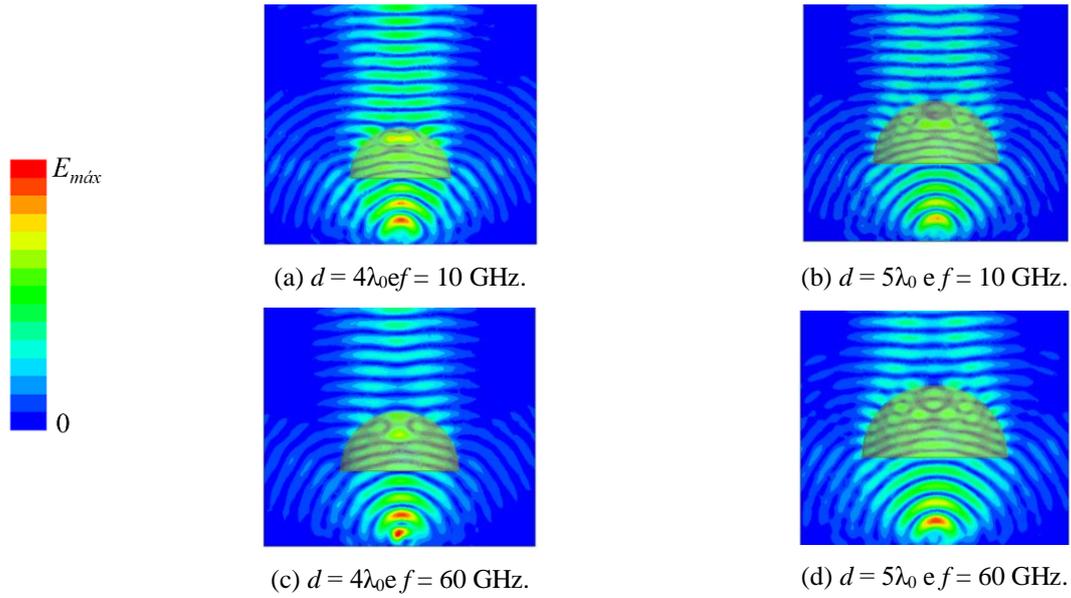


Figura 3.9 – Colimação da energia pela lente dielétrica hemisférica de PTFE.

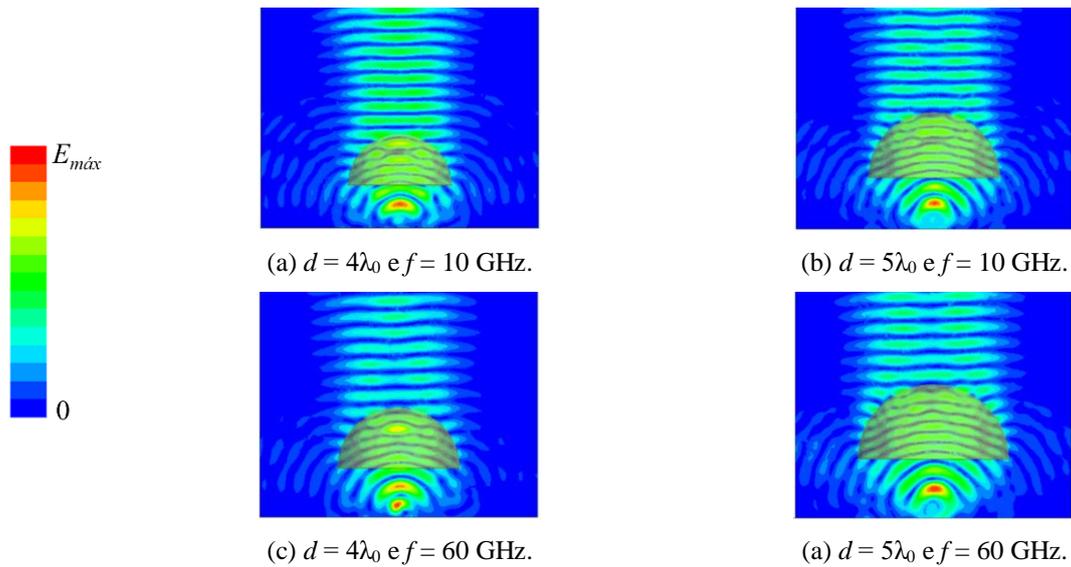


Figura 3.10 – Colimação da energia pela lente dielétrica hemisférica de HIPS.

3.2.2 Relação do raio com o ganho da lente

Para se determinar uma relação entre o raio (R) e o ganho (G_0) da lente, pode-se partir da análise da irradiação dessas estruturas como uma antena de abertura circular. Com isso, faz-se equacionamento de modo análogo ao que é realizado em refletores parabólicos [12]. Analisando a Figura 3.2, nota-se que a distância entre o foco e a frente de onda varia com o percurso do raio. Dessa forma, não ocorre uniformidade na iluminação da lente, como observado nas Figuras 3.8, 3.9 e 3.10. Entretanto, para simplificar o estudo, primeiramente foi considerada a abertura uniformemente iluminada, em fase e amplitude. Com isso, encontra-se a equação que rege o comportamento da diretividade D . Contudo, isso não é encontrado em

casos reais, o passo seguinte é determinar a eficiência de abertura global (γ), ligada a não-uniformidade de iluminação. Na sequência, para se encontrar uma expressão para o ganho, admite outras três possíveis causas de perdas: reflexões, ressonâncias (provenientes de reflexões internas na lente) e dissipação dielétrica. Dessa forma, determina-se a eficiência de irradiação (k_{rad}). Por fim, visando corrigir a diminuição na eficiência de iluminação com o acréscimo no diâmetro da lente, propõem-se a inserção de um fator de correção (ζ) na expressão final do ganho.

3.2.2.1 Diretividade das lentes dielétricas hemisféricas vistas como uma abertura circular uniformemente iluminada

Para determinar a diretividade em lentes dielétricas hemisféricas, vistas como uma abertura circular uniformemente iluminada, inicialmente, foram desconsiderados os efeitos de perdas provenientes por reflexões e difrações nas bordas, ressonâncias e a dissipação dielétrica. Além disso, o centro de fase do iluminador foi posicionado exatamente no focal, já determinado, e sua irradiação tem formato que possibilite iluminar a abertura com mesma intensidade em todos os pontos. Então, admitiu-se que a distribuição de energia emitida pela lente possui o formato de um disco de raio $r_d = R$, ilustrado pelo círculo em verde (Figura 3.11). Desta forma, é possível fazer uma analogia da irradiação de uma antena em lente dielétrica com uma antena de abertura circular.

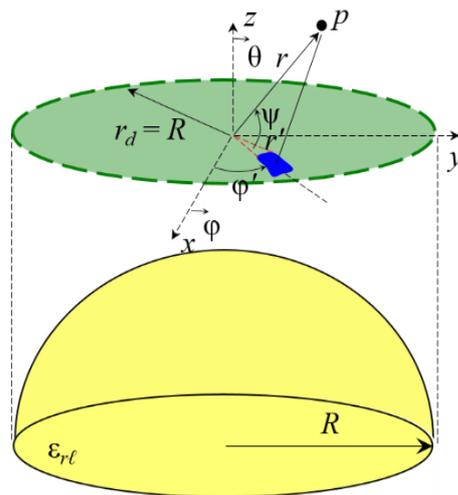


Figura 3.11 – Comparação de uma lente dielétrica hemisférica com uma abertura circular.

Da teoria de antenas de aberturas circulares, sabe-se que o campo elétrico, respectivamente, nos planos $xz(E_\theta)$ e $xy(E_\phi)$ (orientação na Figura 3.11), em um ponto p bem afastado da fonte de onda, pode ser expresso por [12]:

$$E_{\theta} = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 |\bar{r}|} \cos(\varphi) e^{-ik|\bar{r}|} \times \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{ik|\bar{r}'|\cos(\psi)} \bar{r}' d\bar{r}' d\varphi' e \quad (a)$$

$$E_{\varphi} = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 |\bar{r}|} \sin(\varphi) e^{-ik|\bar{r}|} \times \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{ik|\bar{r}'|\cos(\psi)} \bar{r}' d\bar{r}' d\varphi' ; \quad (b)$$
(3.17)

onde:

E_0 é amplitude inicial do campo elétrico.

k é o número de onda em um meio qualquer.

θ é o angulo de elevação, medido entre os eixos z e x .

φ é o angulo de azimute, medido entre os eixos x e y ,

r' é o vetor que liga o centro da abertura a um ponto infinitesimal onde ocorre a irradiação.

r é o vetor entre o centro da abertura e o ponto p .

Em coordenadas cilíndricas, os vetores de orientação r' e \hat{r} são escritos como:

$$\bar{r}' = \cos(\varphi') \hat{x} + \sin(\varphi') \hat{y}, \quad (a)$$

$$\hat{r} = \sin(\theta) \cos(\varphi) \hat{x} + \sin(\theta) \sin(\varphi) \hat{y} + \cos(\theta) \hat{z}. \quad (b)$$
(3.18)

Então, para encontrar o cosseno diretor entre as direções, denominado de $\cos(\psi)$, pode-se fazer o produto escalar entre r' e \hat{r} . Com isso, tem-se:

$$\bar{r}' \cdot \hat{r} = \cos(\psi) = \sin(\theta) \cos(\varphi) \cos(\varphi') \hat{x} + \sin(\theta) \sin(\varphi) \sin(\varphi') \hat{y} + \cos(\theta) \hat{z},$$

$$\bar{r}' \cdot \hat{r} = \cos(\psi) = \sin(\theta) \cos(\varphi - \varphi').$$
(3.19)

Substituindo (3.19) em (3.17), chega-se a:

$$E_{\theta} = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 |\bar{r}|} \cos(\varphi) e^{-ik|\bar{r}|} \times \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{ik|\bar{r}'|\sin(\theta)\cos(\varphi-\varphi')} \bar{r}' d\bar{r}' d\varphi', \quad (a)$$
(3.20)

$$E_{\varphi} = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 |\bar{r}|} \sin(\varphi) e^{-ik|\bar{r}|} \times \int_0^R \int_0^{2\pi} e^{ik|\bar{r}'|\sin(\theta)\cos(\varphi-\varphi')} \bar{r}' d\bar{r}' d\varphi', \quad (b)$$

Para simplificar a notação das integrações, é conveniente fazer as mudanças de variáveis, $kR \sin(\theta) = u$ e $r'/R = v$. Desta forma, tem-se

$$r' dr = (Rv)(Rdv) = R^2 v dv. \quad (3.20)$$

Para facilitar o desenvolvimento, a integral dupla será chamada de g . Com isso, realizando a devida mudança de variáveis escreve-se:

$$g = R^2 \int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{iuv \text{sen}(\theta) \cos(\varphi - \varphi')} v dv d\varphi'. \quad (3.21)$$

A integral interna de g pode ser comparada à função de Bessel de primeira espécie de ordem zero [53]:

$$J_n(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi e^{i(x \cos(y) - ny)} dy = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(x \text{sen}(y) - ny) dy = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(x \text{sen}(y) - ny) dy. \quad (3.22)$$

Então:

$$\int_0^{2\pi} e^{iuv \text{sen}(\theta) \cos(\varphi - \varphi')} d\varphi' = 2\pi J_0(uv). \quad (3.23)$$

Com isso, tem-se:

$$g = 2\pi R^2 \int_0^1 v J_0(uv) dv. \quad (3.24)$$

Como a integração envolvendo funções de Bessel tem a seguinte relação

$$\int x^{n+1} J_n(x) dx = x^{n+1} J_{n+1}(x), \quad (3.25)$$

chega-se à

$$g = 2\pi R^2 \int_0^1 v J_0(vu) dv = 2\pi R^2 \left[\frac{v}{u} J_1(uv) \right]_0^1 = \frac{J_1(kR \text{sen}(\theta))}{kR \text{sen}(\theta)} 2\pi R^2. \quad (3.26)$$

Desta forma as expressões de campo irradiado pela abertura circular ficam:

$$E_\theta = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 r} \cos(\varphi) e^{-ikr} \times \frac{J_1(kR \text{sen}(\theta))}{kR \text{sen}(\theta)} 2\pi R^2, \quad (a)$$

$$E_\varphi = i \frac{E_0 (1 + \cos(\theta))}{2\lambda_0 r} \text{sen}(\varphi) e^{-ikr} \times \frac{J_1(kR \text{sen}(\theta))}{kR \text{sen}(\theta)} 2\pi R^2. \quad (b)$$

Sabendo que a máxima irradiação da abertura circular ocorre em $\theta = 0^\circ$ para as duas polarizações ($\varphi = 0^\circ$ para E_θ ou $\varphi = 90^\circ$ para E_φ), é possível encontrar o valor máximo de campo irradiado por essa estrutura. Entretanto, é importante destacar uma propriedade da função de

Bessel $J_1(x)$, que diz que quando $x \ll 2\sqrt{2}$, pode-se admitir que $J_1(x) \cong \frac{x}{2}$ [12]. Desta forma, o valor máximo de campo elétrico, nos planos xze e xy , é dado por:

$$E_{\theta_{m\acute{a}x}} = E_{\varphi_{m\acute{a}x}} = \frac{E_0(1+1)}{2\lambda_0 r} \frac{1}{2} 2\pi R^2 = \frac{E_0}{\lambda_0 r} \pi R^2. \quad (3.28)$$

Para validar a equação de campo elétrico irradiado pela lente (equação (3.27)), comparou-se com uma análise de onda completa (método dos elementos finitos) no programa ANSYS HFSS. Para tal, considerou-se $f = 10$ GHz ($\lambda_0 = 30$ mm) e $R = 2\lambda_0$ ($R = 60$ mm). Para o modelo numérico, admitiu-se a lente de PTFE, de modo que $F = 47,6$ mm (calculado pela equação 3.16). A comparação dos campos elétricos normalizados é apresentada na Figura 3.12, onde, nota-se boa concordância entre a curva teoria e a da análise numérica de onda completa. Observa-se que para $\theta > 43^\circ$ (quando se extrapola os limites da lente) a curva simulada apresenta lóbulos laterais mais significativos. No modelo teórico considera-se uma abertura de raio R uniformemente iluminada em amplitude e fase (sem efeito de transbordamento). Sendo assim, não descreve os lóbulos a partir das bordas da lente.

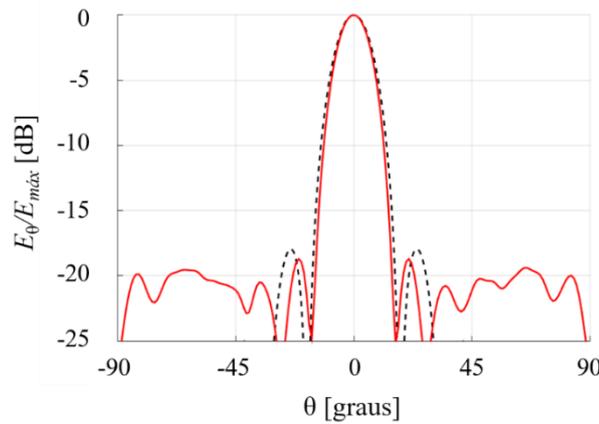


Figura 3.12 – Comparação do diagrama de campo elétrico normalizado irradiado pela lente. --- Abertura circular uniformemente iluminada em fase e amplitude. — Análise de onda completa no ANSYS HFSS.

A potência irradiada por unidade de ângulo sólido, intensidade de irradiação (U), por uma abertura uniformemente iluminada em amplitude e fase, é dada pelo produto da densidade de potência (S) pelo quadrado da distância (r^2) [12]. Sabendo que a densidade de potência

máxima é $S_{m\acute{a}x} = \frac{\left(\frac{E_{m\acute{a}x}}{\sqrt{2}}\right)^2}{\eta}$, onde η é impedância intrínseca do meio, pode-se escrever:

$$U_{m\acute{a}x} = S_{m\acute{a}x} r^2 = \left(\frac{E_0}{\lambda_0 r} \pi R^2\right)^2 \frac{1}{2\eta} r^2 = \frac{E_0^2 \pi^2 R^4}{\lambda_0^2 2\eta}. \quad (3.29)$$

A potência irradiada pela lente (P_{rad}) pode ser encontrada multiplicando a densidade de potência média (S_{av}) pela área geométrica da abertura A_g [12]:

$$P_{rad} = S_{av} A_g = S_{av} \pi R^2 = \frac{E_0^2}{2\eta} \pi R^2. \quad (3.30)$$

Então, sabendo que da teoria de antenas, a diretividade é encontrada pela razão entre $U_{máx}$ e a intensidade de irradiação de uma antena isotrópica $U_0 = \frac{P_{rad}}{4\pi}$, pode-se escrever:

$$D = \frac{U_{máx}}{U_0} = 4\pi \frac{U_{máx}}{P_{rad}} = 4\pi \frac{E_0^2 \pi^2 R^4}{\lambda_0^2 2\eta} \cdot \frac{2\eta}{E_0^2 \pi R^2} = \frac{4\pi}{\lambda_0^2} \pi R^2 = \frac{4\pi}{\lambda_0^2} A_g. \quad (3.31)$$

Comparando a equação (3.31) com a definição de diretividade para antenas genéricas [36], chega-se à conclusão que nas lentes dielétricas hemisféricas, vistas como uma abertura circular uniformemente iluminada, a área efetiva da abertura (A_e) é igual a área geométrica (A_g). Entretanto, como isso não se aplica na prática, é necessário quantificar um fator de perdas pela iluminação não-homogênea denominado eficiência de abertura.

Para comparar os diagramas da diretividade calculada a partir das equações (3.27) e (3.31) com o da análise de onda completa no programa ANSYS HFSS, considerou-se, novamente, $f = 10$ GHz ($\lambda_0 = 30$ mm), $R = 2\lambda_0$ ($R = 60$ mm) e PTFE como material da lente ($F = 47,6$ mm). O resultado é apresentado na Figura 3.13, com a boa concordância entre a curva teórica e a da análise numérica de onda completa. Observa-se que a iluminação não-homogênea e o transbordamento de energia na lente (difrações nas bordas), reflexões, ressonâncias e a dissipação dielétrica reduzem a diretividade em cerca de 2 dB. Dessa forma, demonstra-se a necessidade de se estudar tais parâmetros.

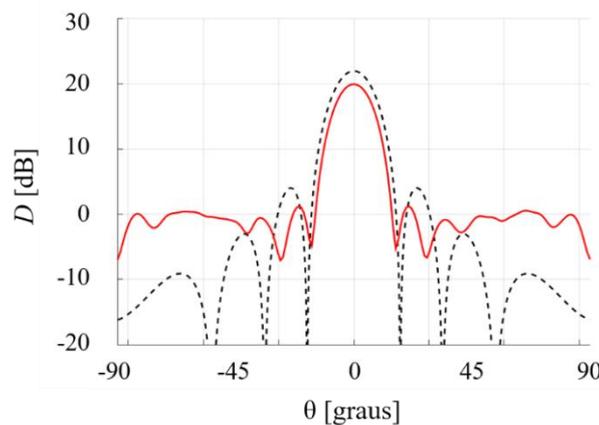


Figura 3.13 – Comparação do diagrama da diretividade da lente. --- Abertura circular uniformemente iluminada em fase e amplitude. — Análise de onda completa no ANSYS HFSS.

3.2.2.2 Eficiência de abertura

Para validar a distribuição de energia emitida pela lente, realizou-se uma análise numérica programa ANSYS HFSS, calculando a magnitude do campo elétrico, considerando como iluminador a antena de microlinha retangular projetada para 10GHz, apresentada no Capítulo 2. Definiu-se o material da lente como sendo o PTFE, com $\epsilon_{rl} = 2,2$, e que o meio externo seja o vácuo. Admitiu-se dois diâmetros para a lente: $d = 2R = 4\lambda_0$ e $6\lambda_0$. Com isso, pela equação 3.16 calculou-se, respectivamente, $F = 47,6$ mm e $F = 63,9$ mm.

A Figura 3.14 apresenta a distribuição de campo elétrico da antena em lente dielétrica hemisférica em três cenários: a) após o iluminador (sem ser colimada); b) após a lente com $d = 4\lambda_0$; c) após a lente com $d = 6\lambda_0$. Nota-se que antes de passar pela lente, Figura 3.14(a), a onda que ainda não foi colimada tem comportamento harmônico, distribuída de forma radial ao iluminador, decaindo ao se distanciar da fonte. Ao passar pela lente, a energia é concentrada, ficando distribuída em uma circunferência. Todavia, como apresentado na Figura 3.14(b), para $d = 4\lambda_0$ é observado o vazamento de energia com grande intensidade nas bordas da lente. Já, na Figura 3.14(c), observa-se que a energia possui intensidade diferente em diferentes pontos da lente.

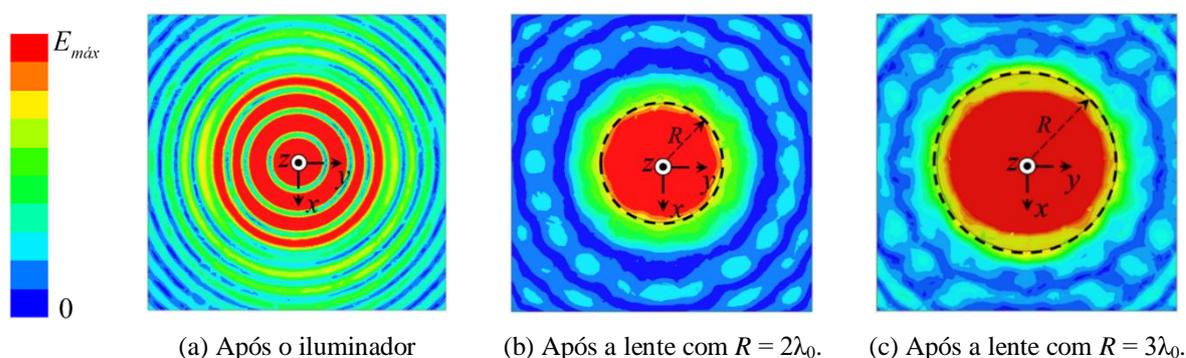


Figura 3.14 – Análise numérica da distribuição de campo elétrico da antena em lente dielétrica hemisférica.

Como apresentado na Figura 3.15, devido aos efeitos apresentados na Figura 3.14(b) e (c), a área efetiva, A_e , de uma lente dielétrica hemisférica será menor que a área geométrica, A_g . Basicamente, isto ocorre devido a dois fenômenos indesejáveis: a iluminação não-homogênea da abertura circular, onde a intensidade de campo que chega oriunda do centro da lente (E_1) seja maior que nas extremidades (E_2) (observado na Figura 3.14(c)); e o transbordamento de energia nas bordas da lente (Figura 3.14(b)), que produz irradiações laterais levam ao surgimento lóbulos secundários de maior intensidade (Figuras 3.12 e 3.13).

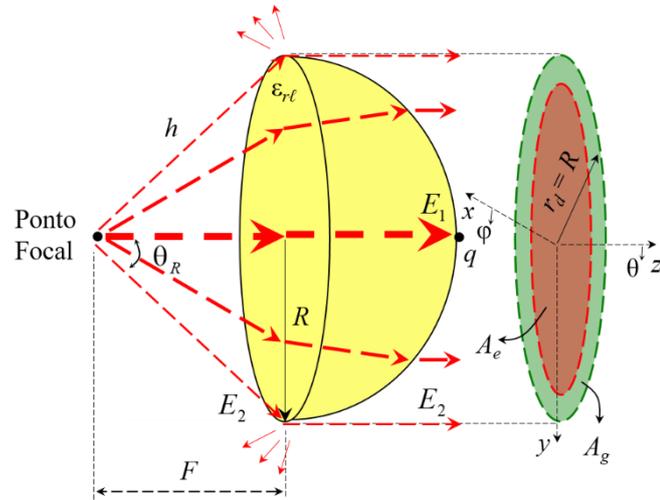


Figura 3.15 – Fatores que reduzem a área efetiva de uma lente dielétrica hemisférica.

A. Eficiência de iluminação não-homogênea

Quanto a iluminação é não-homogênea, os raios não chegam à superfície plana que descreve a abertura circular na saída da lente com mesma amplitude. Isso ocorre devido a diferença de percurso dos raios e o formato da irradiação do iluminador, que tipicamente terá maior intensidade na direção do centro da lente. Analisando a diferença de intensidade do campo na abertura, chega-se ao termo denominado eficiência de iluminação não-homogênea (k_{inh}). Para compreendê-lo, admite-se que não há transbordamento, ou seja, que a energia fique confinada apenas dentro área de raio R . Então, pode-se fazer a razão da área efetiva pela área geométrica para encontrar o valor de k_{inh} .

Em antenas de abertura, a área efetiva A_e pode ser encontrada pela razão entre a potência efetivamente captada

$$\left| \int_{S_{di}} E_q ds \right|^2 \text{ e a potência da frente de onda que chega à antena, } \int_{S_{di}} |E_q|^2 ds .$$

Então, escreve-se A_e da seguinte forma [12]:

$$A_e = \frac{\left| \int_{S_{di}} E_q ds \right|^2}{\int_{S_{di}} |E_q|^2 ds} = \frac{\left| \int_0^R \int_0^{2\pi} E_q r_d dr_d d\phi \right|^2}{\int_0^R \int_0^{2\pi} |E_q|^2 r_d dr_d d\phi} = \frac{\left| \int_0^R \int_0^{2\pi} \sqrt{U_{ex}} r_d \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\phi \right|^2}{\int_0^R \int_0^{2\pi} U_{ex} \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\phi} , \quad (3.32)$$

onde:

E_q é a intensidade do campo elétrico em um ponto q na saída da parte curvilínea da lente.

U_{ex} é a intensidade de irradiação do iluminador.

r_d é o raio do disco sobre o plano transversal ao eixo da lente.

Admitindo que $r_d = R$ e a distância entre o ponto focal e borda da lente h , ilustrada na Figura 3.13, tem-se $r_d = R = h \sin \theta_R$, logo:

$$r_d = R = \frac{F \operatorname{sen}(\theta_R)}{\cos^2(\theta_R / 2)} = 2F \tan(\theta_R / 2). \quad (3.33)$$

Então, reescreve-se a equação (3.32) como

$$A_e = (2F)^2 \frac{\left| \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} \sqrt{U_{ex}(\theta, \varphi)} \tan\left(\frac{\theta_R}{2}\right) d\theta_R d\varphi \right|^2}{\int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \operatorname{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi}. \quad (3.34)$$

Desta forma, dividindo a área efetiva pela área geométrica, chega-se na eficiência de abertura

$$\begin{aligned} k_{inh} &= \frac{(2F)^2 \left| \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} \sqrt{U_{ex}(\theta, \varphi)} \tan\left(\frac{\theta_R}{2}\right) d\theta_R d\varphi \right|^2}{\pi \left[2F \tan\left(\frac{\theta_R}{2}\right) \right]^2 \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \operatorname{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi} \\ &= \frac{1}{\pi \tan^2\left(\frac{\theta_R}{2}\right)} \frac{\left| \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} \sqrt{U_{ex}(\theta, \varphi)} \tan\left(\frac{\theta_R}{2}\right) d\theta_R d\varphi \right|^2}{\int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \operatorname{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

Para estudar o comportamento da iluminação não-homogênea em uma lente dielétrica hemisférica, utilizou-se o programa MATLAB, considerando a função matemática $U_{ex}(\theta, \varphi) = \cos^n(\theta_R)$ para definir a intensidade de irradiação do iluminador. Para isso, foi considerando $0 \leq \theta_R \leq \pi/2$ e $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. O expoente n é um fator relacionado a diretividade do alimentador, e quanto maior for, maior será a capacidade de concentração de energia. A escolha dessa função como iluminador evita a presença lobos secundários e permite o controle das aberturas de feixe. Isso é vantajoso, pois, facilita as análises. Entretanto, pode-se aproximar um iluminador real a função $\cos^n(\theta_R)$, para o valor de n que melhor se adeque ao formato de sua irradiação. Dessa forma, a função $\cos^n(\theta_R)$ é vista com um interessante ponto de partida para os cálculos reais.

A Figura 3.16 apresenta a solução da equação (3.35) para diferentes valores de n . Observa-se que para $n = 0$, considerando o iluminador com um irradiador isotrópico, $k_{inh} \rightarrow 1$ para quase todo o hemisfério $0 \leq \theta_R \leq \pi/2$ e $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Ao aumentar o valor de n , nota-se que o valor de k_{inh} diminui com o aumento de θ_R . Isso é justificado, pois, a intensidade do campo

elétrico que chega no centro abertura na saída da lente é maior que nas bordas (aumentando a não-homogeneidade da iluminação).

Com o observado na Figura 3.16, pode-se chegar à conclusão que o emprego de um iluminador isotrópico maximiza a eficiência de abertura de uma lente dielétrica hemisférica. Entretanto, quanto maior for a abertura de feixe do alimentador, como o diâmetro da lente é finito, maior será a parcela da energia que transborda nas suas extremidades. Desta forma, para se chegar a eficiência de abertura global da estrutura, deve-se quantificar o efeito desse vazamento de energia, chegando, assim, na eficiência de transbordamento (k_{trans}).

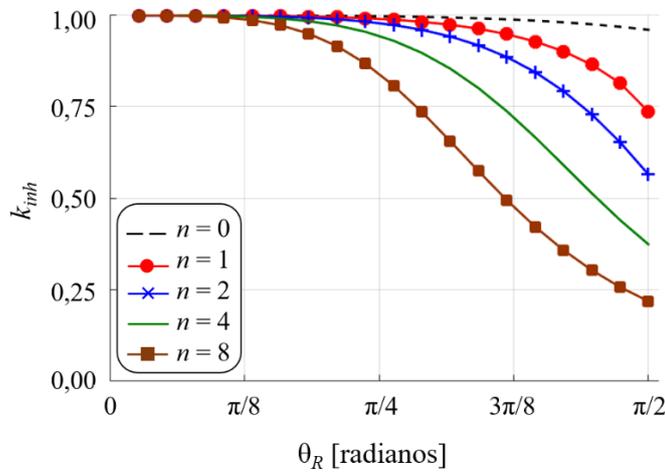


Figura 3.16 – Comportamento da eficiência de abertura não-homogênea.

B. Eficiência de transbordamento

É possível quantificar o transbordamento relacionando a potência irradiada pela lente (P_{rad}) com a potência emitida pelo alimentador (P_{ex}). A razão entre essas grandezas é descrita como eficiência de transbordamento

$$k_{trans} = \frac{P_{rad}}{P_{ex}} \quad (3.36)$$

Desconsiderando as perdas por iluminação não-homogênea, a P_{rad} pode ser encontrada integrando o modulo ao quadrado do campo elétrico limitado a R , enquanto, a potência P_{ex} é determinada integrando a intensidade de irradiação do iluminador [12]:

$$P_{rad} = \int_0^R \int_0^{2\pi} |E_p|^2 r dr d\varphi = \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi \quad (a)$$

$$(3.37)$$

$$P_{ex} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} |E_p|^2 r dr d\varphi = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi \quad (b)$$

Logo, pode-se escrever a eficiência de transbordamento em função do ângulo θ_R , como:

$$k_{trans} = \frac{\int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi}{\int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi} . \quad (3.38)$$

Considerando, novamente, a função que descreve a intensidade de irradiação do iluminador como $U_{ex}(\theta, \varphi) = \cos^n(\theta)$, pode-se analisar o comportamento de k_{trans} em função do valor de θ_R . A Figura 3.17 apresenta a solução da equação (3.38) para diferentes valores de n , encontrada utilizando uma rotina MATLAB. Observa-se que para $n = 0$, a eficiência de transbordamento somente será máxima, $k_{trans} \rightarrow 1$, quando $\theta_R = 90^\circ$. Ou seja, tal condição só é satisfeita quando o diâmetro da lente tende ao infinito, de modo que somente assim não ocorrerá vazamento de energia nas bordas da lente. Entretanto, com o aumento de n , ou seja, com iluminadores mais diretivos, nota-se que $k_{trans} \rightarrow 1$ para valores menores que $\theta_R = 90^\circ$. Isso ocorre, pois, quanto menor a abertura de feixe do iluminador, menor será o diâmetro da lente que minimizará o transbordamento.

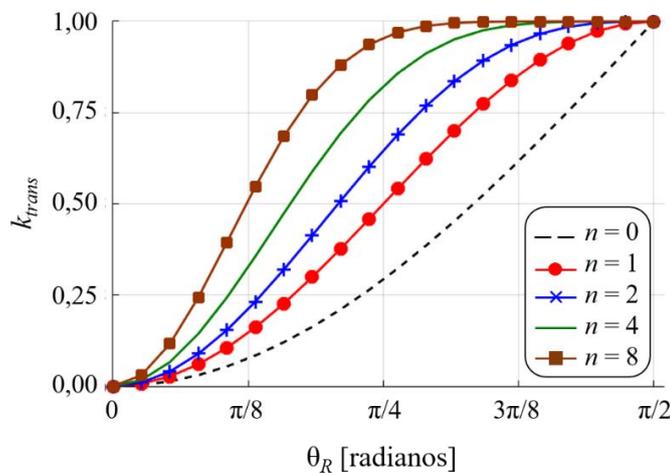


Figura 3.17 – Comportamento da eficiência de transbordamento.

C. Eficiência de abertura global

Com as análises anteriores, chega-se à conclusão que a maximização da eficiência de iluminação não-homogênea ocorre quanto maior for a abertura de feixe do iluminador, enquanto para a eficiência de transbordamento vale a condição oposta. Logo, é necessário realizar uma análise conjunta os dois problemas, relacionando as perdas por transbordamento com a não-uniformidade de iluminação, para determinar a eficiência de abertura global (γ). Isso

é possível fazendo o produto de k_{inh} e k_{trans} [12]. Sendo assim, a expressão de γ pode ser de escrita como:

$$\gamma = k_{inh}k_{trans} = \frac{\left| \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} \sqrt{U_{ex}(\theta, \varphi)} \tan\left(\frac{\theta_R}{2}\right) d\theta_R d\varphi \right|^2}{\pi \tan^2\left(\frac{\theta_R}{2}\right) \int_0^{\theta_R} \int_0^{2\pi} U_{ex}(\theta, \varphi) \text{sen}(\theta_R) d\theta_R d\varphi} \quad (3.39)$$

Novamente, considerando que a função que descreve a intensidade de irradiação do iluminador seja $U_{ex}(\theta, \varphi) = \cos^n(\theta)$, resolvendo a equação (3.39) no MATLAB para diferentes valores de n , chega-se à curva apresentada na Figura 3.18. O valor ideal de θ_R varia de acordo com a abertura do feixe do iluminador, diretamente ligada à n . Dessa forma, é possível encontrar um valor de diâmetro da lente, d , que maximize a eficiência da abertura global para cada situação.

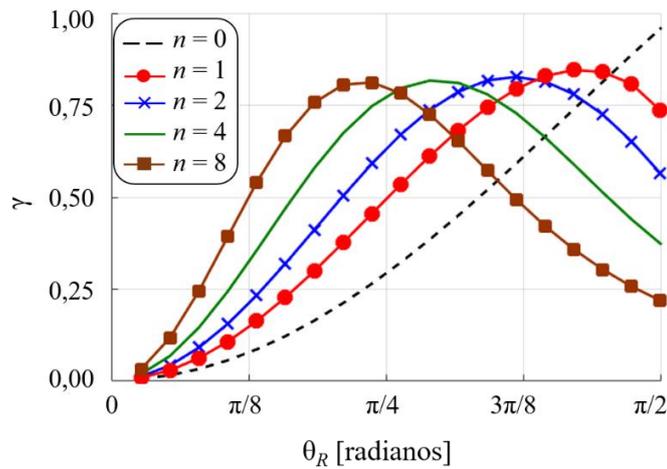


Figura 3.18 – Comportamento da eficiência de abertura globalda lente dielétrica hemisférica.

Como já mencionado, para simplificar as análises foi escolhida função $U_{ex}(\theta, \varphi) = \cos^n(\theta)$ para descrever o formato da intensidade de irradiação do iluminador. Entretanto, é possível comparar o formato da irradiação de uma antena real como essa função de referência, de modo a encontrar um valor de n que a melhor represente. Dessa forma, pode-se determinar o valor de γ para um iluminador qualquer. E com isso, a partir dos resultados apreseto na Figura 3.18, encontrar o valor de γ específico.

3.2.2.3 Diretividade das lentes dielétricas hemisféricas vistas como uma abertura circular não-uniformemente iluminada

A partir da análise da iluminação não-homogênea e do transbordamento em lentes dielétricas hemisféricas, pode-se reescrever a expressão da diretividade (D) (equação 3.31) em função do raio R da seguinte forma:

$$D = \gamma \frac{4\pi}{\lambda_0^2} A_g = k_{inh} k_{trans} \frac{4\pi}{\lambda_0^2} A_g = k_{inh} k_{trans} 4\pi^2 \left(\frac{R}{\lambda_0} \right)^2. \quad (3.40)$$

Com o objetivo de determinar a influência da eficiência da abertura global na diretividade das antenas da lente dielétrica hemisférica, foi considerado como iluminador as antenas de microlinha retangulares, AMFs, projetadas no Capítulo 2. Então, realizou-se uma análise numérica aplicando o método dos elementos finitos no ANSYS HFSS para determinar o formato da distribuição de campo elétrico das antenas de microlinha retangulares, podendo assim compará-los com a função $\cos^n(\theta)$. A Figura 3.19 apresenta o formato do campo elétrico normalizados das AMFs comparando com a função $\cos^n(\theta)$ para $n = 1, 2, 4$ e 8 . Com isso, foi possível determinar à qual valor de n as AMFs mais se aproximam, podendo assim, a partir da Figura 3.18, determinar os valores da eficiência de abertura, γ .

Para determinar o valor de γ das AMFs, primeiramente é preciso encontrar o ângulo formado entre a linha central e as bordas da lente ($\theta_{Rmáx}$) para cada material estudado. Partindo da Figura 3.15, aplicando relações trigonométricas no triângulo formado por FRh , determina-se $\theta_{Rmáx}$, descrito por:

$$\theta_{Rmáx} = \arctan \left(\frac{R}{F} \right). \quad (3.48)$$

Com isso, considerando como materiais da lente o PTFE ($\epsilon_{rl} = 2,2$), o HIPS ($\epsilon_{rl} = 2,6$) e o Rexolite[®] ($\epsilon_{rl} = 2,53$), foi possível encontrar os valores de $\theta_{Rmáx}$ apresentados na Tabela 3.2. Desta forma, admitindo que a distribuição de campo elétrico das AMFs tende à função $\cos^2(\theta)$ (Figura 3.19), chega-se aos valores de γ para cada um dos materiais escolhidos: $\gamma = 0,59$ (PTFE), $\gamma = 0,76$ (Rexolite[®]) e $\gamma = 0,76$ (HIPS).

Na Tabela 3.2 observa-se que quanto maior o valor da permissividade dielétrica relativa da lente (ϵ_{rl}), maior será o valor da eficiência global de abertura. Isso se justifica, pois, quanto maior o valor de ϵ_{rl} , maior será a relação R/F (encontrada na equação 3.16). Com isso, o ângulo de abertura máximo da lente, $\theta_{Rmáx}$, é maior, situando-se em valores que aumentam γ para iluminadores com formato de irradiação próximos da função $\cos^2(\theta)$.

Tabela 0.2 – Eficiência de abertura global.

Material da lente	$\theta_{Rm\acute{a}x}$ [graus]	γ
PTFE	43	0,59
Rexolite®	55	0,76
HIPS	58	0,80

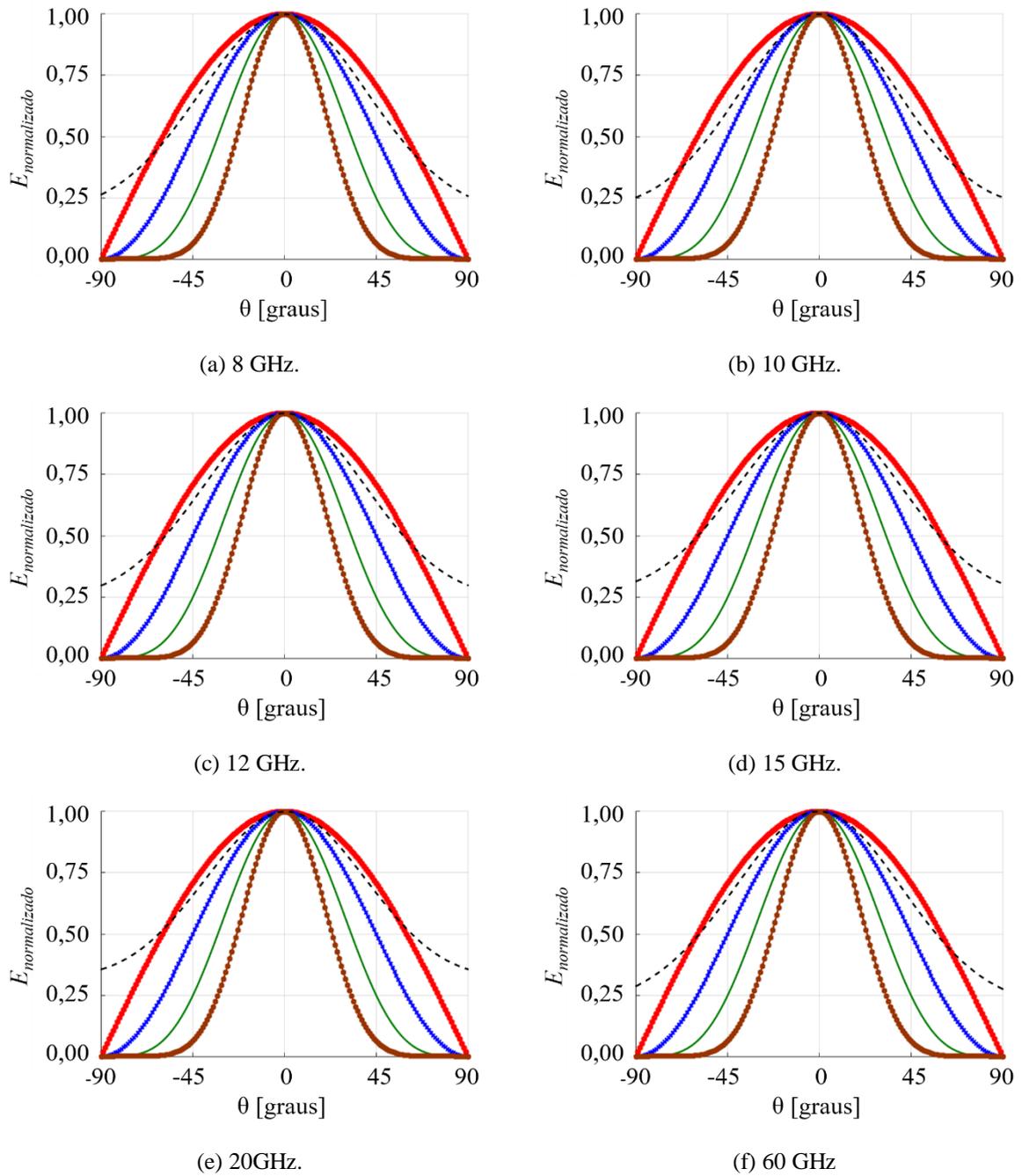


Figura 3.19 – Comparação entre o campo elétrico irradiado pela antena de microlinha com a função $\cos^n(\theta)$. --- AMF no plano xz, ● $n = 1$, x $n = 2$, — $n = 4$, ■ $n = 8$.

3.2.2.4 Eficiência de irradiação

De acordo com o conceito básico de antenas, a grandeza denominada ganho (G_0) está relacionada à diretividade (D) [12]. No processo de irradiação de uma antena podem existir perdas. Com isso, G_0 tende a ser inferior a D , sendo escalonado de um fator denominado como eficiência de irradiação (k_{rad}) [12]. Em antenas em lente dielétricas, k_{rad} pode ser dividida em ao menos três partes mais significativas: reflexões da onda eletromagnética decorrente da troca de meios de propagação (k_{ref}), perdas dielétricas (k_d), e ressonâncias (k_{res}). Assim, pode-se escrever a expressão de ganho de uma antena em lente dielétrica hemisférica como:

$$G_0 = k_{ref} k_d k_{res} D = k_{rad} \gamma \frac{4\pi^2}{\lambda_0^2} R^2 = k_{rad} \gamma \pi^2 \left(\frac{d}{\lambda_0} \right)^2. \quad (3.49)$$

A Figura 3.20 ilustra as três fontes de perdas na irradiação das lentes dielétricas. As setas representam os raios se propagando. Os raios na cor vermelha, azul e verde, representam, respectivamente, a onda incidente, refletida e transmitida. Devido à não-homogeneidade no caminho óptico, parte da energia é refletida nas duas transições entre meios. Essas reflexões podem causar efeitos indesejáveis no comportamento da estrutura. As regiões circundadas na cor marrom ilustram ressonâncias. Vale destacar que na Figura 3.20 a localização e a intensidade das ressonâncias são meramente ilustrativas. Como apresentado em [39], quando a lente dielétrica tem diâmetros próximos a comprimento de onda da frequência de operação, um fator importante na redução da eficiência de radiação são as ressonâncias que podem ocorrer na lente. Por fim, as perdas dielétricas são decorrentes da dissipação de energia no material da lente, relacionada à tangente de perdas $\tan(\delta)$.

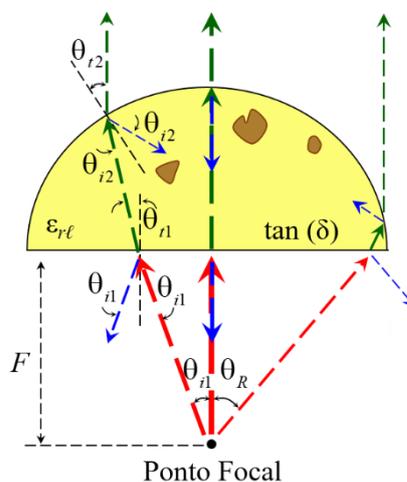


Figura 3.20 – Fatores associados à eficiência de irradiação de uma lente dielétrica hemisférica.

A. Perdas por reflexões e por ressonâncias

As reflexões em uma lente dielétrica hemisférica podem ser divididas em duas partes: nas superfícies plana e curvilínea. Na superfície plana, pode-se denominar de reflexões externas, enquanto na parte curvilínea são ditas como internas. A intensidade da parcela da onda refletida está diretamente relacionada ao coeficiente de reflexão (Γ). Quanto maior a diferença de índices de refração, maior será o percentual de energia refletida. A análise das reflexões nesse tipo de estrutura não é algo trivial, sendo necessário análises mais complexas, utilizando conceitos como os da ótica física [55]. As reflexões internas, por sua vez, podem ocasionar o surgimento de ressonâncias na lente. Segundo os estudos de A. V. Boriskin e seus colaboradores [54], as ressonâncias em uma lente dielétrica hemisférica só podem ser observadas por métodos de onda completa. Com isso, não é possível encontrar sua influência no desempenho de irradiação dessas estruturas a partir de ótica geométrica.

Com o objetivo de uma análise visual da ocorrência das ressonâncias na lente, simulações utilizando o método dos elementos finitos usando ANSYS HFSS foram realizadas. Foi escolhido o material da lente como sendo o PTFE (com $\epsilon_{rl} = 2,2$) e o meio externo como o vácuo. Dois diâmetros para a lente foram adotados: $d = 2\lambda_0$ e $6\lambda_0$. Com isso, chegou-se a, respectivamente, $F = 32,1$ mm e $F = 63,9$ mm. Logo, a magnitude do campo elétrico foi avaliada e reportada da Figura 3.19. As ressonâncias na lente são destacadas pelos pontos com maior intensidade (tendendo ao vermelho na a de cor adotada) [54]. Observa-se que para $d = 2\lambda_0$ (ver na Figura 3.21(a)) tem-se o efeito das ressonâncias com maior intensidade. Para $d = 6\lambda_0$ (ver na Figura 3.21(b)) as ressonâncias também ocorrem, porém com menor intensidade. Com isso, conclui-se que quanto maior for o diâmetro da lente em relação à λ_0 , menor será a intensidade de ressonâncias na estrutura.

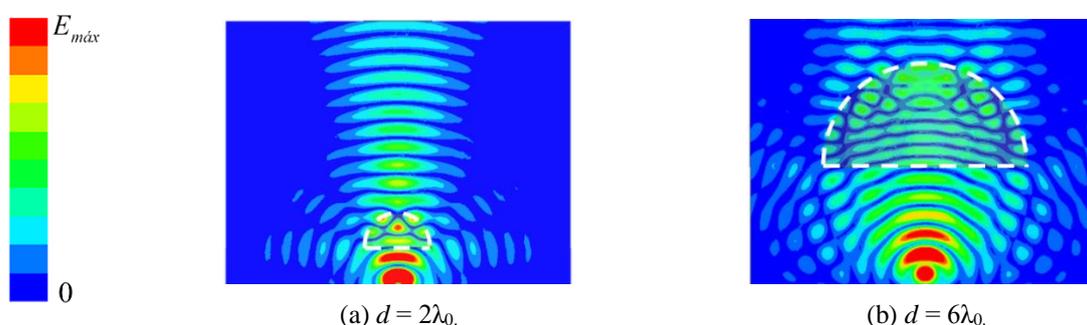


Figura 3.21 – Influência do diâmetro das lentes dielétricas nas ressonâncias.

Para avaliar as perdas por reflexão e ressonâncias, foram feitas análises numéricas no programa ANSYS HFSS. Para tal, considerou-se uma lente dielétrica operando em $f = 10$ GHz com $d = 4\lambda_0$. Definiu-se o PTFE, Rexolite® e HIPS como materiais da lente e o vácuo como o

meio externo. Com isso, chegou-se a, respectivamente, $F = 47,6\text{mm}$, $33,1\text{mm}$, e $30,6\text{mm}$. Utilizou-se como iluminador a antena de microlinha retangular projetada no Capítulo 2. A AMF foi adicionada na estrutura de modo que sua irradiação conduza à condição na qual o campo elétrico torna-se paralelo ao plano de incidência. No modelo numérico, desconsiderando as perdas dielétricas e admitindo o material da lente como um dielétrico perfeito ($\tan(\delta) = 0$) foram, então, simulados os valores de ganho (na análise numérica, G_0 já apresenta os efeitos da eficiência da abertura juntamente com as perdas por reflexões e ressonâncias). Como a diretividade calculada em (3.40) também leva em consideração a eficiência de abertura global (γ), a diferença entre D e G_0 corresponde, portanto, aos valores das perdas por reflexões e ressonâncias.

A Tabela 3.3 apresenta a diferença entre a diretividade calculada e o ganho simulado (ΔG_0). Observa-se que a lente PTFE apresenta o menor valor de ΔG_0 , sendo tal parâmetro aproximadamente zero. Além disso, as lentes HIPS e Rexolite[®] apresentam, praticamente, o mesmo ΔG_0 , assumindo valores menores de 0,5dB, devido, principalmente, aos valores das constantes dielétricas. O PTFE apresenta o menor valor de ϵ_{rl} , o que causa menores valores de coeficiente de reflexão. O HIPS e Rexolite[®] possuem valores de ϵ_{rl} muito próximos, e por isso, praticamente apresentam mesmo valor de ΔG_0 . Analisando ΔG_0 , pode-se quantificar os valores das eficiências de irradiação devido a reflexões e ressonâncias. Dessa forma, chega-se a: $k_{ref}k_{res} \cong 0,995$ (PTFE), $k_{ref}k_{res} \cong 0,918$ (Rexolite[®]) e $k_{ref}k_{res} \cong 0,904$ (HIPS).

Tabela 0.3 – Influência das reflexões e das ressonâncias no ganho da lente.

Material da Lente	D Teórica[dB]	G_0 simulado [dBi]	$\Delta G_0 = G_0/D$	ΔG_0 [dB]
PTFE	19,69	19,67	0,995	-0,02
Rexolite [®]	20,79	20,42	0,918	-0,37
HIPS	21,01	20,57	0,904	-0,44

B. Perdas dielétricas

As perdas dielétricas de um material podem ser expressas em função da tangente de perdas. Tal grandeza está ligada à condutividade elétrica (σ) e a permissividade elétrica (ϵ) do material e a frequência (f). Para compreender fisicamente a $\tan(\delta)$, deve-se atentar para a relação entre deslocamento elétrico (\vec{D}) e campo elétrico (\vec{E}). Em dielétricos perfeitos, pode-se escrever essa relação como $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$. Entretanto, para dielétricos com perdas, nota-se um atraso entre \vec{D} e \vec{E} . Esse atraso é descrito a partir de uma permissividade elétrica complexa:

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' . \quad (3.50)$$

Relacionando as partes real e imaginária de ε chega-se na expressão da tangente de perdas [50]:

$$\tan(\delta) = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon} = \frac{\sigma}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_r} . \quad (3.51)$$

Uma possível solução da equação de onda para o campo elétrico é dada por:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\gamma r} = \vec{E}_0 e^{-\tilde{\gamma} r} , \quad (3.52)$$

onde E_0 é a amplitude inicial do campo, γ é fator de propagação e, r é a distância percorrida pela onda eletromagnética. Tal solução para o campo elétrico leva em consideração a propagação de uma Onda Transversal Eletromagnética (TEM) em uma estrutura infinita. Entretanto, segundo o apresentado em [56], pode-se utilizar esse formalismo para estudar de forma aproximada o comportamento do campo em uma lente com dimensões muito maiores que o comprimento de onda. Dessa forma, A magnitude de γ , é expressa como [50]:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\varepsilon)} . \quad (3.53)$$

Então, substituindo (3.51) em (3.53), chega-se a:

$$\gamma = \sqrt{j\omega\mu_0\mu_r \left(\left[\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \tan(\delta) \right] + j\omega\varepsilon_0\varepsilon_r \right)} . \quad (3.54)$$

Considerando a lente como um material não-magnetizável ($\mu_{r\ell} = 1$), manipulando algebricamente, pode-se reescrever a expressão (3.54) como:

$$\gamma = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{r\ell} (1 - j \tan(\delta))} = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{r\ell}} \sqrt{(1 - j \tan(\delta))} , \quad (3.55)$$

onde, para simplificar a notação, tem-se:

$$V = 1 - j \tan(\delta) . \quad (3.56)$$

Convertendo (3.56) da forma retangular para polar, chega-se a:

$$V = |V| e^{j\upsilon} , \quad (3.57)$$

em que, υ é o argumento do número complexo. Como a parte real de V é igual à 1, pode-se escrever:

$$\upsilon = \arctan[-\tan(\delta)] . \quad (3.58)$$

A Figura 3.22 apresenta o comportamento da função arco tangente. Observa-se que para pequenos valores de argumento ($v < 10^\circ$ ou 0,175 radianos), destacado na cor amarela, a função se aproxima de uma reta com inclinação positiva. Sendo assim, para essa condição, é possível simplificar a análise da função.

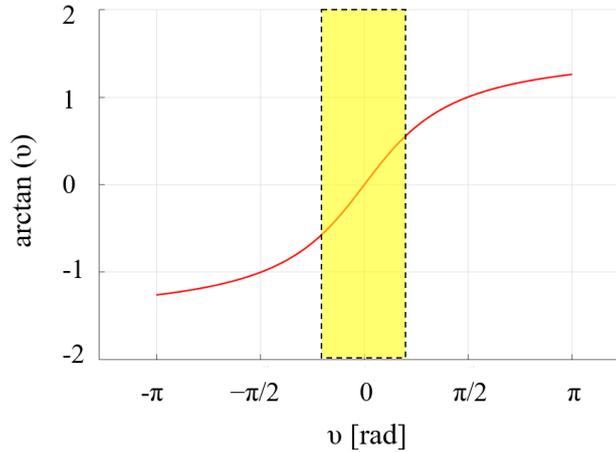


Figura 3.22 – Comportamento da função arco tangente.

Da análise de números complexos, sabe-se que

$$\sqrt{V} = \sqrt{|V|}e^{j\frac{v}{2}}. \quad (3.59)$$

Como apresentado na Figura 3.22, para $v < 10^\circ$, pode-se dizer que:

$$\frac{v}{2} \cong \arctan\left[\frac{-\tan(\delta)}{2}\right]. \quad (3.60)$$

Como para os materiais comumente empregados na construção de lentes dielétricas possuem baixos valores de tangente de perdas, na ordem de $\tan(\delta) < 1 \times 10^{-3}$ para a faixa de microondas, pode-se considerar $\sqrt{|V|} \rightarrow 1$, de modo que o fator de propagação fica:

$$\gamma \cong j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{rl}} e^{j \arctan\left[\frac{\tan(\delta)}{2}\right]}. \quad (3.61)$$

Aplicando a identidade de Euler, reescreve-se (3.61) como:

$$\gamma \cong j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{rl}} \left[1 - j \frac{\tan(\delta)}{2}\right] \cong \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{rl}} \tan(\delta) + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{rl}}. \quad (3.62)$$

Analisando a equação (3.62) chega-se que, para onda que passa na lente, tem-se um fator de atenuação α e um fator de fase β , dados por:

$$\alpha \cong \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r\ell}} \tan(\delta) e \tag{a}$$

$$\beta \cong \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r\ell}} . \tag{b}$$

(3.63)

Com isso, valida-se o esperado em [50] para dielétricos reais que apresentam baixas perdas, onde α é dependente da condutividade, σ , enquanto β independe.

Substituindo (3.62) em (3.52), chega-se a expressão de campo elétrico, ao passar pela lente, expresso por

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\left(\frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r\ell}} \tan(\delta) + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r\ell}}\right) \tilde{r}} . \tag{3.64}$$

Com isso, a amplitude do campo na entrada da lente, E_0 , apresenta uma redução que aumenta com a frequência, com a constante dielétrica e com a tangente de perdas.

Para quantificar a influência das perdas dielétricas, utilizou-se, novamente, como materiais para a lente o PTFE, o HIPS e o Rexolite®. Foram analisados no ANSYS HFSS o valor de G_0 em função da $\tan(\delta)$, considerando como iluminador a AMF operando em $f = 10$ GHz, projetada no Capítulo 2. Além disso, admitiu-se o diâmetro da lente como sendo $d = 4\lambda_0$. Como reportado na Figura 3.23, definiu-se $1 \times 10^{-4} \leq \tan(\delta) \leq 1 \times 10^{-1}$. Nota-se que para $\tan(\delta)$ em torno de 1×10^{-4} , o efeito de perdas dielétricas pode ser desconsiderado, pois a eficiência de irradiação é somente afetada pelas perdas de reflexões e ressonâncias. Para $\tan(\delta)$ próxima de 1×10^{-3} e 1×10^{-2} , houve uma pequena redução de G_0 , que leva a diminuição de k_d para, respectivamente, 0,998 e 0,946. Portanto, conclui-se que para o PTFE, Rexolite® e HIPS, em que $\tan(\delta) < 1 \times 10^{-3}$ para a faixa de microondas [57-59], as perdas dielétricas podem ser desprezadas.

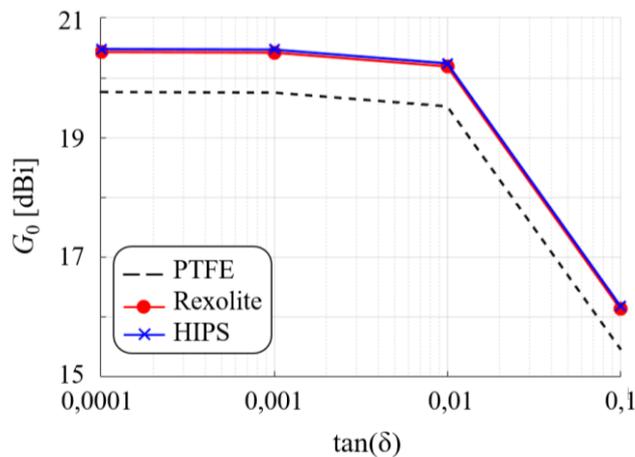


Figura 3.23 – Ganho em função da tangente de perdas.

3.2.2.5 Correção na expressão de ganho

Após quantificar o comportamento das eficiências de abertura e irradiação, chegando a uma expressão do ganho para as antenas em lente dielétricas hemisféricas, o passo seguinte é comprovar a eficácia da formulação, comparando com análises numéricas no ANSYS HFSS. Foram adotadas seis frequências de análise, $f = 8, 10, 12, 15, 20$ e 60 GHz, considerando como iluminadores as antenas de microlinha retangulares, AMF, projetadas no Capítulo 2. Três materiais para as lentes foram considerados: o PTFE, o HIPS e o Rexolite®.

Como já mencionado, para evitar problemas com ressonâncias do material da lente, além de respeitar as análises feitas na óptica geométrica, as dimensões das lentes não podem ser da ordem do comprimento de onda de operação. Entretanto, não existe uma especificação para qual seria o valor mínimo aceitável. Analisando alguns trabalhos importantes sobre o assunto, chegou-se em valores mínimos de diâmetro com $d = 4$ a $8\lambda_0$ [11][60-62], como apresentado na Tabela 3.4.

Tabela 0.4 – Diâmetros mínimos para lentes dielétricas hemisféricas encontrados na literatura.

Referências	d
[11]	$4\lambda_0$
[60]	$4\lambda_0$ e $7\lambda_0$
[61]	$4.5\lambda_0$ e $8\lambda_0$
[62]	$8\lambda_0$ e $10\lambda_0$

Como apresentado na Figura 3.25, nota-se que os valores de G_0 simulados apresentam grande similaridade em função da frequência para todos os valores de d (diferença máxima de 0,6 dB). Apenas as curvas referentes à frequência de 20 GHz possuem valores relativamente menores que as demais. Analisando a Figura 3.19, nota-se que a distribuição de campo da antena de microlinha retangular em 20 GHz aproxima-se da função $\cos(\theta)$, enquanto, as demais frequências tendem a função $\cos^2(\theta)$. Isso ocorre devido a otimização das dimensões de cada AMF, tendo em vista o melhor casamento de impedâncias. Dessa forma, como apresentado na Figura 3.18, a eficiência de abertura global será menor para a AMF operando nessa frequência.

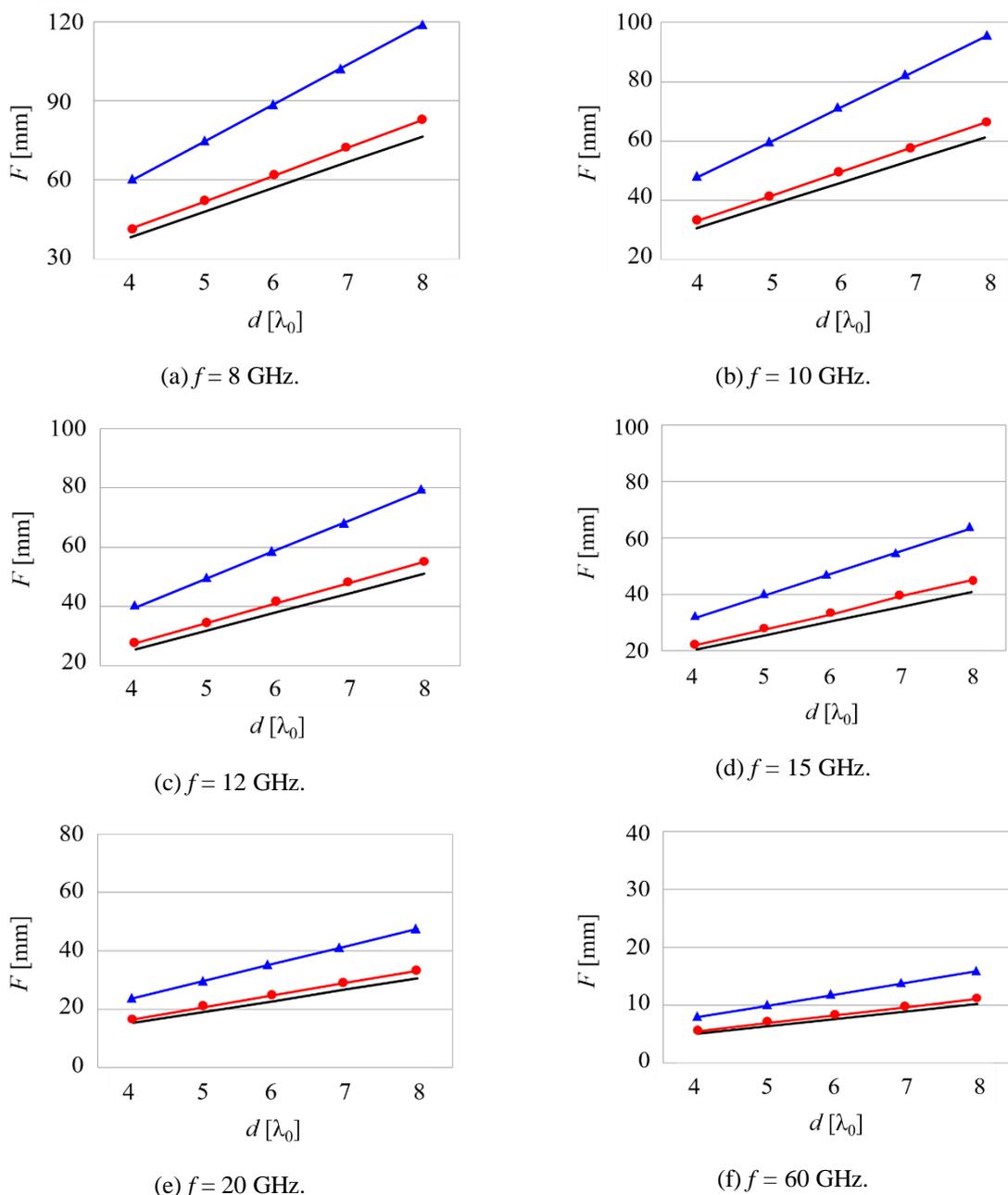


Figura 3.24 – Distância F para análise da magnitude do ganho das lentes dielétricas. ▲ PTFE, ● Rexolite®, — HIPS.

Observa-se na Figura 3.25 que com o aumento de d , a curva teórica e os valores simulados começam a divergir. Analisando o comportamento de G_0 até $d = 8\lambda_0$, nota-se uma diferença máxima entre as curvas teóricas e simuladas de 1,94 dB (PTFE), 1,46 dB (Rexolite®) e 1,58 dB (HIPS). A justificativa para essa ocorrência é encontrada observando a Figura 3.12. Com o aumento de d , tem-se o aumento da não-homogeneidade de iluminação da superfície equifásica que corresponde a irradiação da estrutura. Isso ocorre, pois, a abertura de feixe dos iluminadores é constante e, ao aumentar o diâmetro da lente, a amplitude dos campos que chegam as bordas do colimador é reduzida.

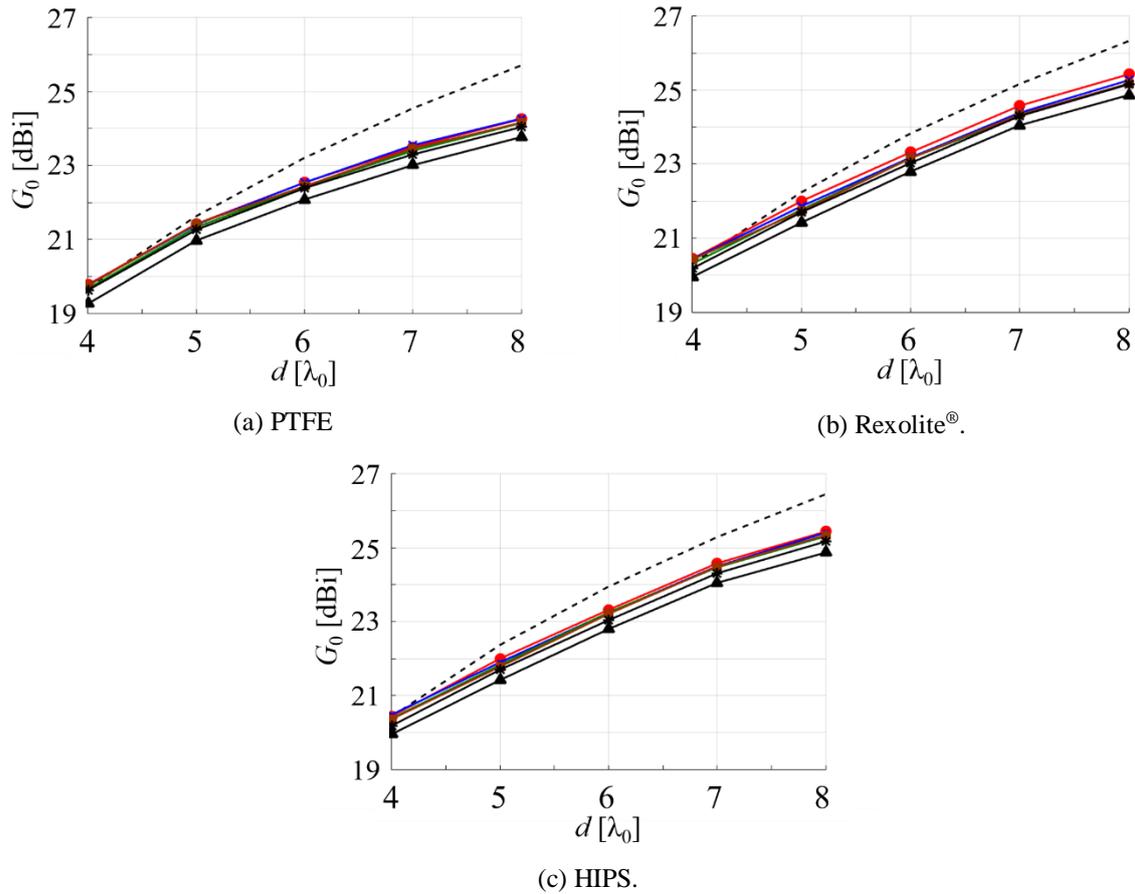


Figura 3.25 – Ganho em função do diâmetro da lente. --- Teórico, simulado em: ● $f = 8$ GHz, × $f = 10$ GHz, — $f = 12$ GHz, ■ $f = 15$ GHz, ▲ $f = 20$ GHz e * $f = 60$ GHz.

Para minimizar a inconformidade entre curvas teóricas e simuladas, devido ao efeito da redução de eficiência de iluminação não-homogênea, k_{inh} , com aumento de d , propõe-se a inserção de um fator de correção (ς) em (3.49). Como a redução k_{inh} varia diretamente com d , e o ganho esperado é proporcional ao quadrado de d , o fator ς deve aparecer ao quadrado na expressão retificada. Assim, a expressão de G_0 foi reescrita como:

$$G_0 = \pi^2 k_{rad} \gamma \left(\frac{d}{\lambda_0} \right)^2 \varsigma^2. \tag{3.65}$$

Observando os resultados numéricos e comparando-os com os valores esperados pela expressão teórica (3.49), nota-se que para $d > 4\lambda_0$, o valor de G_0 reduz a uma taxa de 0,03 por unidade de diâmetro, expressa em função comprimento de onda. Portanto, a seguinte expressão foi desenvolvida, de modo empírico, para o fator de correção ς :

$$\varsigma = \left(1 - [d(\lambda_0) - 4] \times 0,03 \right). \tag{3.66}$$

Então, novamente foram comparados os valores simulados e teórico de G_0 (Figura 3.26). Para esta nova condição, a diferença máxima entre os valores simulados e teórico foram de

apenas 0,7 dB (PTFE), 0,35 dB (Rexolite[®]) e 0,47 dB (HIPS). Portanto, acredita-se na eficiência da equação proposta para ganho das antenas de lente dielétrica hemisférica.

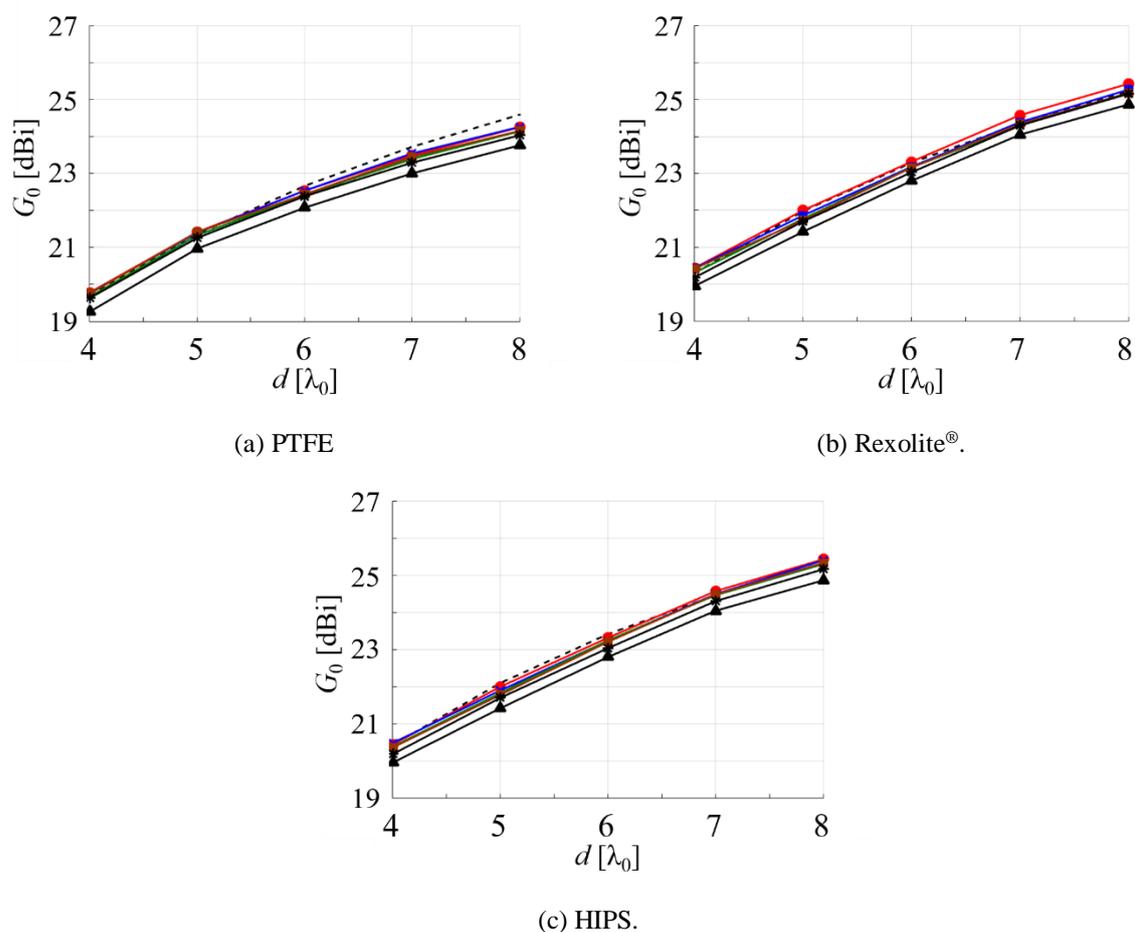


Figura 3.26 – Ganho corrigido em função do diâmetro da lente. --- Teórico, simulado em: ● $f=8$ GHz, × $f=10$ GHz, — $f=12$ GHz, ■ $f=15$ GHz, ▲ $f=20$ GHz e * $f=60$ GHz.

3.2.3 Variação espacial do feixe irradiado por antenas com lentes dielétricas

Uma das vantagens das antenas em lente é a possibilidade de se construir dispositivos capazes de guiamento ou reconfiguração do feixe irradiado. Esse conceito está relacionado com a forma de se alimentar a lente [60][63][64]. Partindo desse pressuposto, pode-se estudar essa característica com base em conceitos físicos da lei da refração e da lei de Snell (descrita na seção 3.2.1.1B). Entretanto, como já mencionado, pode-se aplicar esse formalismo na análise de lentes dielétricas desde que as dimensões da lente sejam grandes em relação ao comprimento de onda (ao menos $d = 4\lambda_0$). Com isso, os raios podem ser aproximados a tubos de área infinitesimal.

3.2.3.1 Refração em lentes hemisféricas

Nas lentes dielétricas hemisféricas, a onda eletromagnética sofre duas transições entre meios: uma na parte plana e outra na parte curvilínea. Com isso, tem-se uma estrutura análoga a uma antena com duplo refletor. Entretanto, a principal diferença dessas duas classes de antenas é fenômeno físico envolvido. Enquanto as antenas refletoras operam por reflexão, as antenas em lentes dielétricas hemisféricas trabalham por refração. Como apresentado na Figura 3.27, a lente utiliza da refração para colimar a onda vinda do alimentador.

Pode-se quantificar os efeitos de refração, na passagem da onda eletromagnética pela lente em cada uma das transições entre meios. Para a superfície plana, admitindo a situação descrita na Figura 3.27, considerando o iluminador inclinado de um ângulo ϑ , de modo a manter a distância focal inalterada, a partir da lei de Snell determina-se a direção de propagação da onda que é transmitida para dentro da lente. Para isso, admite-se que a maior parte da energia da onda eletromagnética esteja contida em um tubo de raios de área infinitesimal. Considerando que o meio externo seja o vácuo, desconsiderando as perdas e admitindo que o material da lente é não magnetizável, pode-se dizer reescrever a Lei de Snell (equação (3.10)) como:

$$\frac{\text{sen}(\vartheta_i)}{\text{sen}(\delta_i)} \cong \sqrt{\frac{\epsilon_{rl}}{1}} \cong \sqrt{\epsilon_{rl}}, \quad (3.67)$$

onde ϑ_i é o ângulo de incidência na lente de uma onda vinda de determinado iluminador intitulado A_i , e δ_i é ângulo de transmissão da onda dentro da lente. Portanto, o ângulo δ_i pode ser descrito como:

$$\delta_i \cong \text{arsen} \left(\frac{\text{sen}(\vartheta_i)}{\sqrt{\epsilon_{rl}}} \right). \quad (3.68)$$

Como demonstrado na Figura 3.8, os campos vetoriais de que saem do alimentador se propagam de forma radial, formando uma onda esférica. Ao passar pela parte plana da lente, por efeito de refração, essa diferença de direção tende a diminuir. Entretanto, as direções de propagação seriam quase paralelas ao serem novamente refratados ao passar pela parte curvilínea da lente.

Admitindo que maior parte da energia da onda esteja confinada em um raio de área infinitesimal e que o diâmetro da lente seja grande em relação ao comprimento de onda, pode-se considerar que a mudança de direção da propagação da onda está relacionada apenas a refração entrada na lente. Isso ocorre, pois, se o diâmetro da lente for suficientemente grande

em relação ao comprimento de onda, a parte curvilínea é encarada como trechos de superfícies planas. Então, partindo da Figura 3.27, um raio com incidência ϑ_i na parte plana da lente, sofre refração e se propaga com inclinação δ_i dentro da lente. Ao chegar na parte curvilínea, incide como se fosse em uma superfície plana que possui inclinação δ_i em relação ao eixo z . Dessa forma, comporta-se como se incidisse de modo normal à um plano, não sendo refratado. Desta abordagem, chega-se à conclusão que as lentes dielétricas hemisféricas podem ser chamadas de lentes de refração única ou refração simples [56].

Tendo em vista a possibilidade de variação da energia emitida por uma lente dielétrica hemisférica, a partir da posição na qual o iluminador é inserido, chega-se a uma das vantagens dessas estruturas: a possibilidade de criar um sistema simples com reconfiguração do diagrama de irradiação. Para validar tal comportamento uma análise numérica foi realizada no programa ANSYS HFSS, empregando como iluminador três antenas de microlinha retangulares projetadas no Capítulo 2, operando em $f = 10, 20$ e 60 GHz. Na lente foi utilizado o material PTFE com diâmetros $d = 4, 6$ e $8\lambda_0$, e os valores de F já apresentados nas Tabelas 3.6, 3.9 e 3.10. Propõem-se uma configuração para a estrutura onde a posição do iluminador forma um arco de raio F em relação à parte plana da lente (Figura 3.28). Com isso, a inclinação da fonte de onda variou de $-45^\circ < \vartheta < 45^\circ$ com passo de 15° .

A Figura 3.29 ilustra o diagrama de irradiação da antena em lente no plano xz para $f = 10, 20$ e 60 GHz. As curvas em preto remetem ao ângulo de incidência $\vartheta = -45^\circ$, as curvas em azul à $\vartheta = -30^\circ$, as curvas em vermelho à $\vartheta = -15^\circ$ e as curvas em verde à $\vartheta = 0^\circ$. Nota-se que, independente da frequência de projeto, os valores do ângulo θ mantêm o mesmo comportamento em função de ϑ . Com isso, comprova-se que independente da frequência a variação feixe, bem como o ganho na direção de máxima irradiação, mantém o mesmo comportamento.

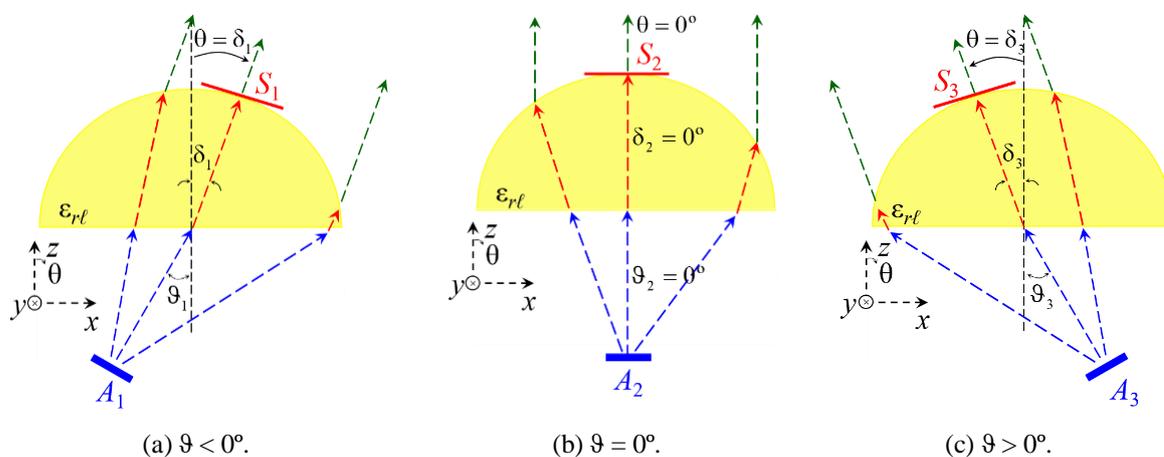


Figura 3.27 – Inclinação do iluminador em uma lente dielétrica hemisférica.

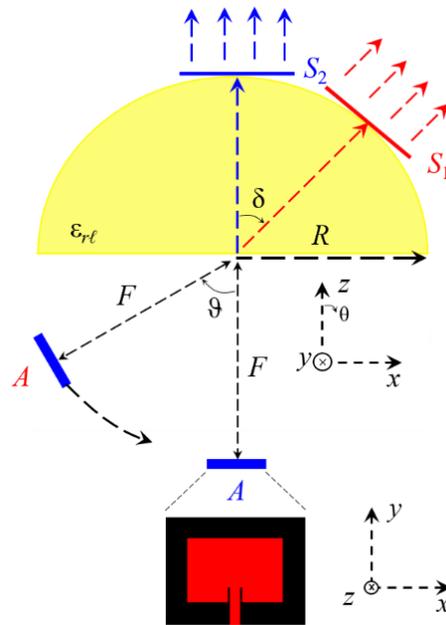


Figura 3.28 – Variação da posição do iluminador da lente.

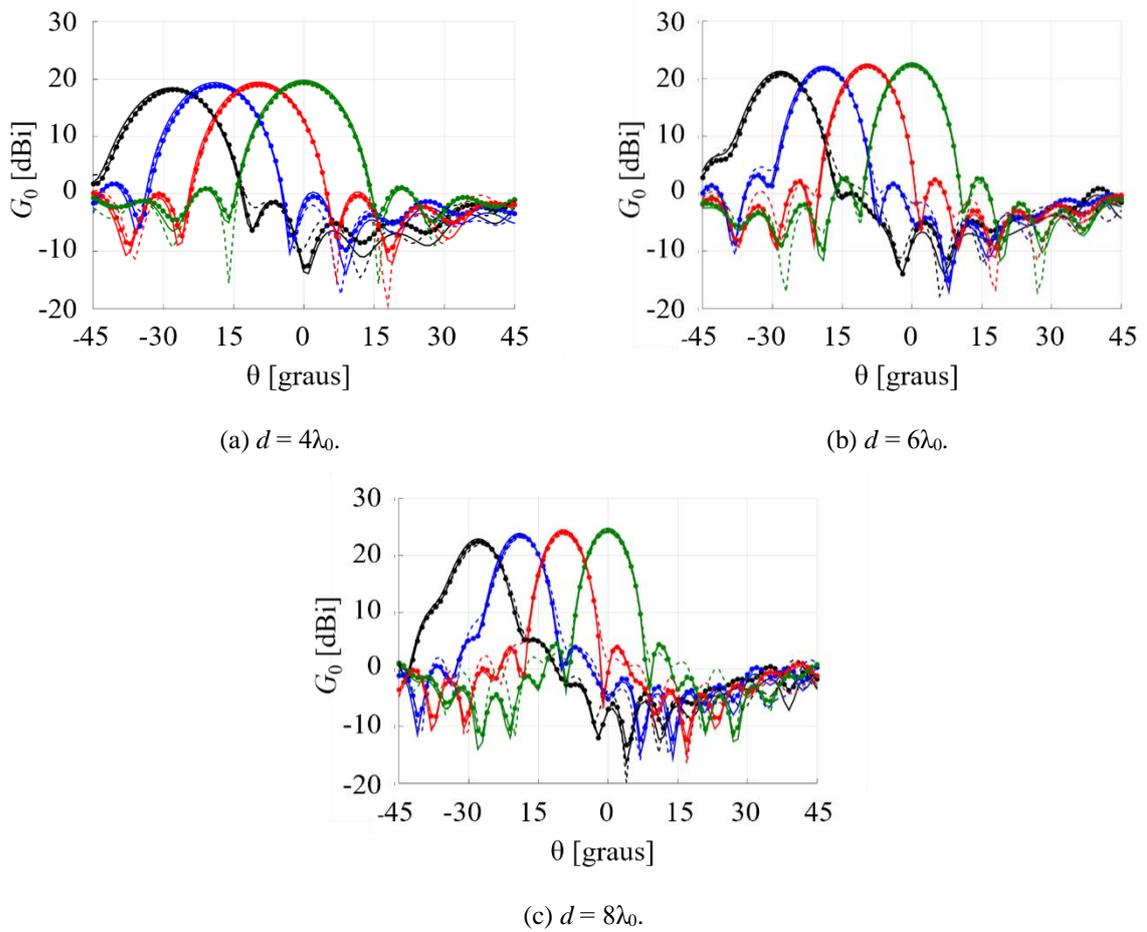


Figura 3.29 – Variação espacial do feixe irradiado. — $\vartheta = -45^\circ$ em 10 GHz, ● $\vartheta = -45^\circ$ em 20 GHz, --- $\vartheta = -45^\circ$ em 60 GHz, — $\vartheta = -30^\circ$ em 10 GHz, ● $\vartheta = -30^\circ$ em 20 GHz, --- $\vartheta = -30^\circ$ em 60 GHz, — $\vartheta = -15^\circ$ em 10 GHz, ● $\vartheta = -15^\circ$ em 20 GHz, --- $\vartheta = -15^\circ$ em 60 GHz, — $\vartheta = 0^\circ$ em 10 GHz, ● $\vartheta = 0^\circ$ em 20GHz, --- $\vartheta = 0^\circ$ em 60 GHz.

Com o aumento da inclinação do iluminador, nota-se que o ganho na direção de máxima irradiação tende a diminuir (cerca de 1,6 dB para $\vartheta = \pm 45^\circ$). Isso ocorre, pois, quanto maior a inclinação do alimentador, maior será o transbordamento de energia ou difração nas bordas da lente (Figura 3.30). Com isso, tem-se uma redução na eficiência de transbordamento que leva a diminuição da eficiência de abertura global da estrutura.

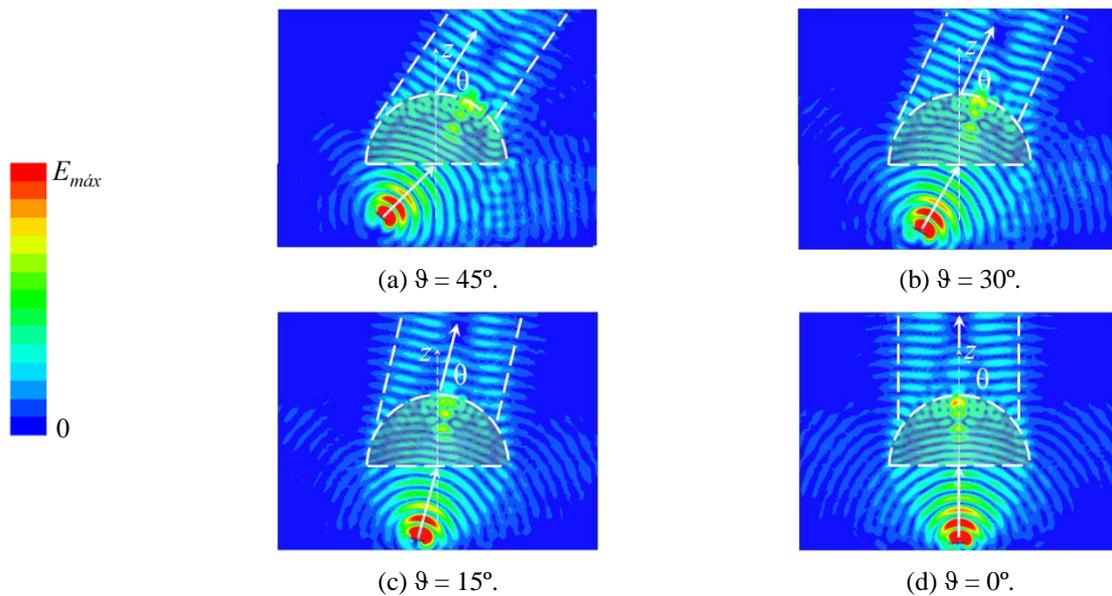


Figura 3.30 – Transbordamento da energia em função do ângulo de incidência na lente.

A lei de Snell (como apresentado em 3.68) é deduzida para superfícies planas e infinitas. Então, para validar sua eficácia para a lente hemisférica foi proposto uma comparação (ver na Figura 3.31) de valores simulados (pelo método dos elementos finitos) com o teórico, quantificado pela lei de Snell, da posição onde se encontra o máximo do diagrama de irradiação, θ , em função do ângulo de incidência, ϑ . Nota-se que as curvas praticamente se sobrepõem. Dessa forma, comprova-se que para as condições estudadas, a lei de Snell pode ser aplicada para determinar a posição da irradiação.

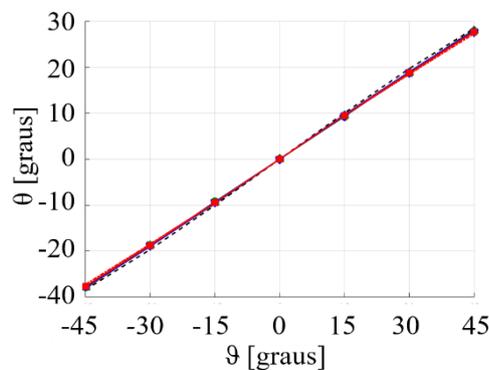


Figura 3.31 – Comparação dos valores de ângulo θ em função do ângulo ϑ . — Teórico, - - $d=4\lambda_0$ e $f=10$ GHz, $\times d=4\lambda_0$ e $f=20$ GHz, $\bullet d=4\lambda_0$ e $f=60$ GHz, — $d=6\lambda_0$ e $f=10$ GHz, $\blacktriangle d=6\lambda_0$ e $f=20$ GHz, $\blacktriangledown d=6\lambda_0$ e $f=60$ GHz, $\ast d=8\lambda_0$ e $f=10$ GHz, $\blacksquare d=8\lambda_0$ e $f=20$ GHz, $\blacklozenge d=8\lambda_0$ e $f=60$ GHz.

3.3 Considerações finais

Nesse Capítulo, foram apresentadas análises para determinar equações para projetar antenas em lente dielétricas hemisféricas. Com base nos conceitos de óptica geométrica, definiu-se a expressão da distância focal em função do material em que a lente é construída. Fazendo analogia com antenas de aberturas circulares, determinou-se a equação do diâmetro da lente em função do ganho especificado para a direção de máxima irradiação.

Com as análises numéricas realizadas nos softwares MATLAB e no ANSYS HFSS, validou-se o modelo matemático proposto. Sendo assim, têm-se equações que permitem realizar o projeto dessas estruturas para diferentes tipos de iluminadores. Com isso, chegou-se à fundamentação necessária para o projeto das antenas em lente para tecnologias que visam altas taxas e transmissão, assunto principal deste trabalho.

Capítulo 4

ANTENAS EM LENTE APLICADAS EM TECNOLOGIAS QUE VISAM ALTAS TAXAS DE TRANSMISSÃO

Neste Capítulo, será apresentada a proposta das antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão. Serão demonstrados três projetos de antenas em lente dielétrica hemisférica: a antena em lente banda larga, a antena em lente com dupla polarização e a antena em lente com capacidade de operar em banda larga ou faixa estreita com polarização linear ou dupla de modo simultâneo.

4.1 Considerações iniciais

O objetivo deste Capítulo é apresentar o projeto de antenas em lente com características potências para o futuro das comunicações sem fio. Para isso, propõem-se três estruturas. A primeira delas é um irradiador faixa larga, diretivo e com capacidade de reconfiguração do diagrama de irradiação. A segunda é uma antena com alta diretividade, operação e polarização dupla e também com capacidade de haver diagrama de irradiação reconfigurável. Por fim, apresenta-se a proposta de em um único sistema de antena diretivo, ter a possibilidade de operação em banda larga ou faixa estreita, com polarização linear ou dupla.

4.2 Antena em lente banda larga

Como já mencionado, uma das principais vantagens de uma lente dielétrica é capacidade de reproduzir as características do seu iluminador. Dessa forma, para a antena em lente ser faixa larga, basta que o seu alimentador possua tal funcionalidade. Entretanto, é importante destacar que as reflexões que ocorrem nas transições entre o meio externo e a lente podem prejudicar o casamento de impedâncias. Por isso, é necessário estudar o coeficiente de reflexão do conjunto antena e lente.

Para o projeto da antena em lente banda larga, foi escolhida a antena impressa banda larga, apresentada no Capítulo 2, como iluminador. Definiu-se a lente como sendo de PTFE com diâmetro $d = 180$ mm ($d = 6\lambda_0$ em 10 GHz). Dessa forma, aplicando a equação (3.16), chegou-se a distância entre o iluminador e superfície plana da lente $F = 71,4$ mm.

A primeira métrica de desempenho da estrutura foi analisar numericamente no ANSYS HFSS a resposta em frequência do coeficiente de reflexão. Para isso, como na Figura 4.1, admitiu-se uma configuração na qual existam cinco iluminadores angulados entre si de $\vartheta = 20^\circ$. O coeficiente de reflexão (ver na A Figura 4.2) foi quantificado em cada iluminador (S_{ii} , onde $i = 1, 2, 3, 4$ e 5). Dessa forma, a estrutura pode ser comprada com uma junção de cinco acessos. Comparando as curvas de S_{ii} com a da antena impressa banda larga (ver na Figura 2.9 - Página 20), nota-se algumas pequenas mudanças. Pode-se creditar essas ocorrências ao acoplamento mútuo dos iluminadores, bem como as reflexões de correntes das transições entre os meios que as ondas sofrem em seu percurso. É importante destacar a estrutura com cinco iluminadores na lente possui $S_{ii} < -10$ dB até 12,75 GHz, portanto as alterações no coeficiente de reflexão não prejudicam consideravelmente a faixa de operação. Sendo assim, valida-se, em uma primeira análise a proposta de antena em lente banda larga.

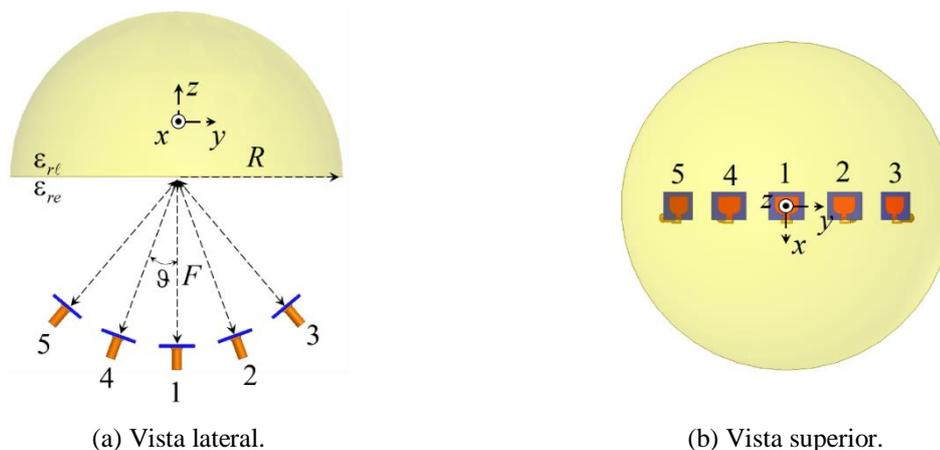


Figura 4.1 – Antena em lente banda larga com cinco iluminadores.

Analisando a resposta em frequência do coeficiente de reflexão, verifica-se que a operação da antena em lente banda larga se inicia antes de 7 GHz e termina em 12,75 GHz. Entretanto, além dos valores de S_{ii} é importante avaliar o comportamento dos campos irradiados, tendo em vista o formato do diagrama de irradiação. Para isso, como ilustrado na Figura 4.3, estudou-se a magnitude do campo elétrico em três frequências: 7,0 GHz, 10 GHz e 12,75 GHz.

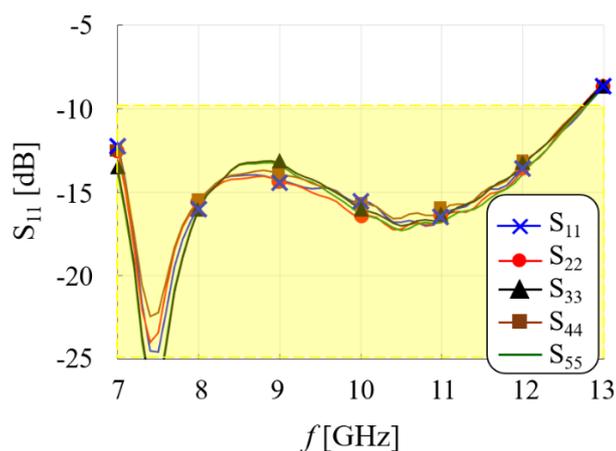


Figura 4.2 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão da antena em lente banda larga.

O primeiro fato importante a ser destacado é formato da distribuição de campo do iluminador. Não importa a frequência de análise, dentro da faixa estudada, a irradiação não se concentra apenas no hemisfério onde a lente está inserida. Como já mencionado, isso ocorre devido à redução do plano terra.

Para 7,0 GHz, o diâmetro da lente em termos de comprimento de onda é $d = 4,2\lambda_0$. Dessa forma, devido ao fato da lente ser pequena eletricamente, potencializa-se os efeitos de ressonâncias que ocorrerem no material dielétrico. Essas ressonâncias estão destacadas pela curva pontilhada, na Figura 4.3(a). Então, nesse caso, é possível observar falhas na frente de onda plana emitida pela lente, comprometendo o diagrama de irradiação.

O diagrama de irradiação do alimentador, como é comum em antenas faixa larga, varia com a frequência. Com isso, para frequências mais altas como em 12,75 GHz (ver na Figura 4.3(c)), nota-se uma maior fuga de energia em uma das bordas da lente. Isso também leva a falhas na onda plana equifásica emitida pela lente, que também diminuem a eficiência de irradiação.

Analisando de forma conjunta o coeficiente de reflexão e a distribuição de campo irradiado, determinou-se a faixa de operação da antena em lente banda larga para $8 \text{ GHz} \leq f \leq 12 \text{ GHz}$. Com isso, tem-se uma banda fracionária de operação $B_w = 40\%$, em relação a frequência central $f = 10 \text{ GHz}$.

Após determinar a faixa de operação, o passo seguinte foi quantificar os diagramas de irradiação da antena em lente banda larga. Como apresentado na Figura 4.4, analisou-se numericamente a irradiação no plano yz para as frequências $f = 8, 10$ e 12 GHz. Para isso, foram considerados os cinco iluminadores inclinados, para que ocorra a variação especial do feixe irradiado.

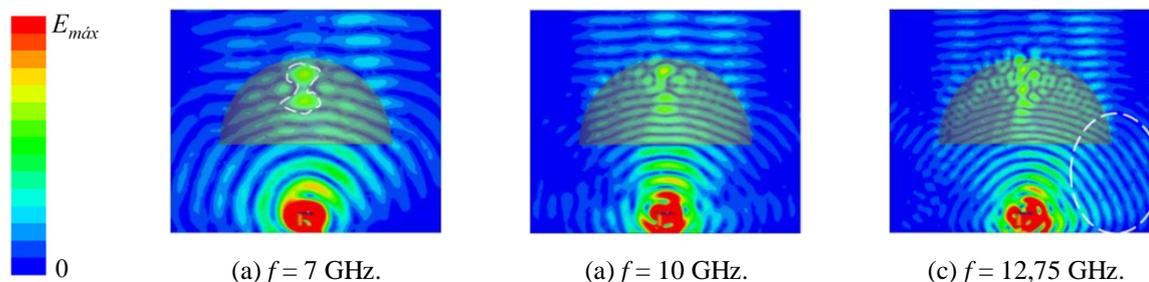


Figura 4.3 – Análise da magnitude de campo elétrico na antena em lente banda larga.

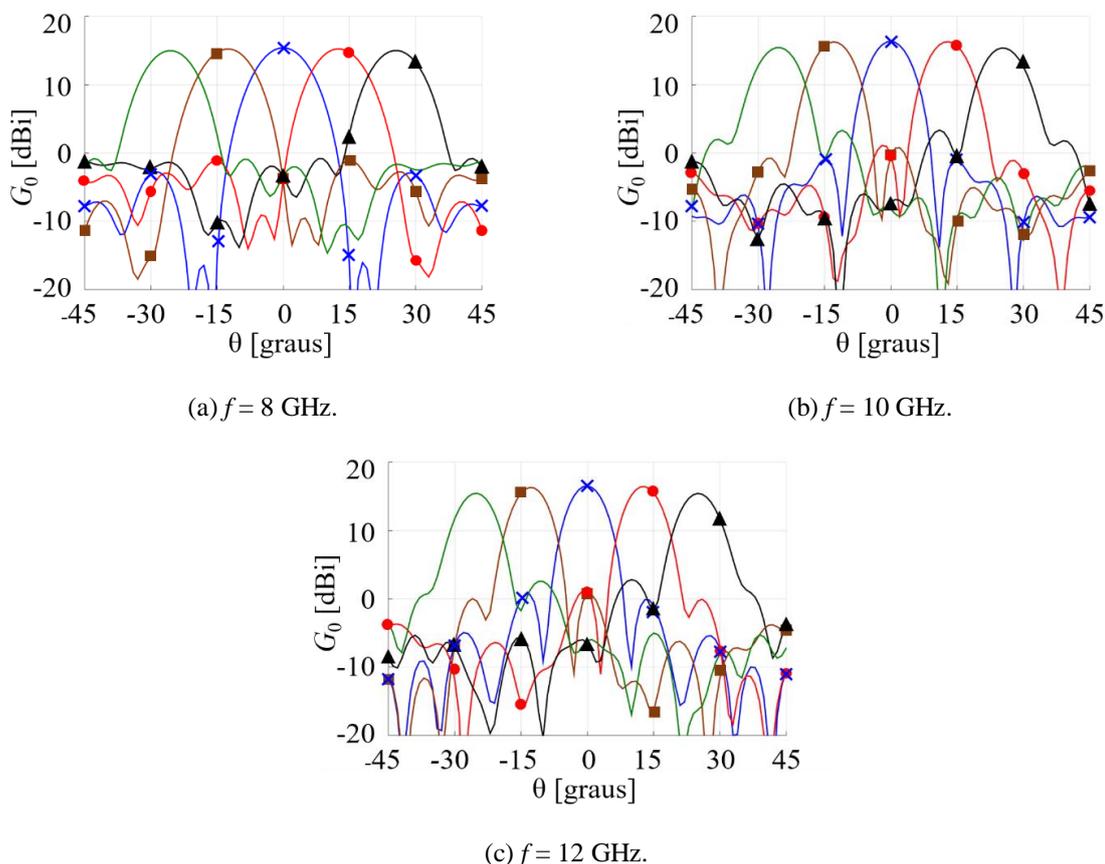


Figura 4.4 – Diagramas de irradiação da antena em lente banda larga. x Antena 1, ● Antena 2, ▲ Antena 3, ■ Antena 4 e — Antena 5

4.3 Antena em lente com dupla polarização

Para uma antena em lente apresentar operação em dupla polarização, é necessário um alimentador que tenha essa característica. Então, o projeto em questão utiliza como iluminador dessa estrutura a antena de microlinha com dupla polarização apresentada no Capítulo 2. Assim

como para a antena em lente banda larga, definiu-se a lente como sendo de PTFE com diâmetro $d = 180$ mm e $F = 71,4$ mm. De forma análoga à antena em lente banda larga, como na Figura 4.5, admitiu-se uma configuração na qual existam cinco iluminadores angulados entre si de $\vartheta = 20^\circ$, mantendo a distância F para a lente.

A primeira métrica de desempenho da antena em lente com dupla polarização foi analisar numericamente no ANSYS HFSS a resposta em frequência do coeficiente de reflexão. A Figura 4.6 apresenta o coeficiente de reflexão quantificado em cada iluminador (S_{ii} , onde $i = 1, 2, 3, 4$ e 5). Dessa forma, assim como a antena em lente banda larga, a estrutura pode ser comprada com uma junção de cinco acessos. Comparando as curvas de S_{ii} com o S_{11} da antena de microlinha com dupla polarização (ver na Figura 2.13, página 23), notam-se pequenas variações. Assim como relatado para antena em lente banda larga, isso pode ser atribuído ao acoplamento mútuo dos iluminadores, bem como as reflexões que a onda sofre. Entretanto, a apesar de modificar o S_{11} , esses efeitos não comprometem a funcionalidade da antena que apresenta faixa de operação compreendida em $9,90 \text{ GHz} \leq f \leq 10,3 \text{ GHz}$. Com isso, tem-se uma banda fracionária de operação $Bw = 3,92\%$ da frequência central $f = 10,1 \text{ GHz}$.

Após determinar a faixa de operação, o passo seguinte foi quantificar os diagramas de irradiação da antena em lente com dupla polarização. Para isso, como apresentado na Figura 4.4, analisou-se numericamente a irradiação no plano xz para a frequência $f = 10 \text{ GHz}$. Considerando os cinco iluminadores, nota-se a variação especial do feixe irradiado, bem como a operação em dupla polarização. Não importa o valor de ϑ , as polarizações direta (PD) e cruzada (PC) apresentam sempre grande similaridade. Ademais, observa-se pouca redução do ganho em função da inclinação ϑ . A diferença máxima é menor que 1 dB para as condições extremas, $\vartheta = 0^\circ$ e $\vartheta = \pm 40^\circ$. O ganho na direção de máxima irradiação é $G_0 = 19,6, 19,6$ e $18,75 \text{ dBi}$ para, respectivamente, $\vartheta = 0^\circ, 20^\circ$ e 40° .

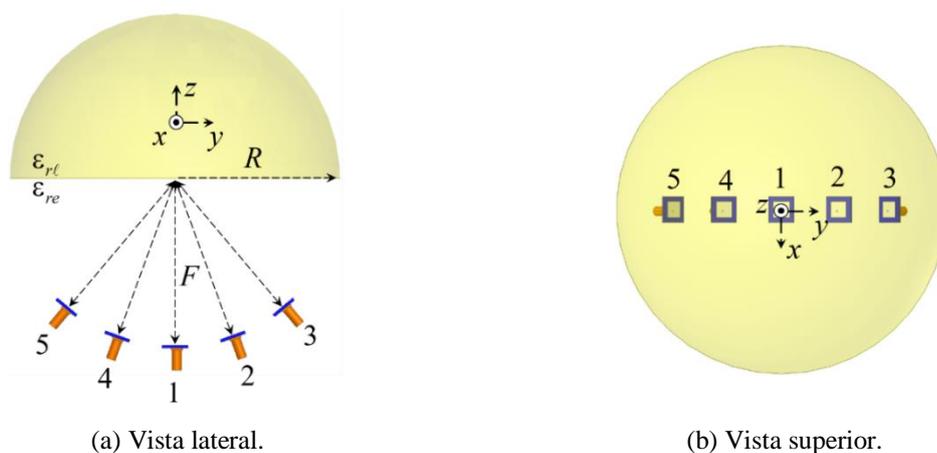


Figura 4.5 – Antena em lente com dupla polarização com cinco iluminadores.

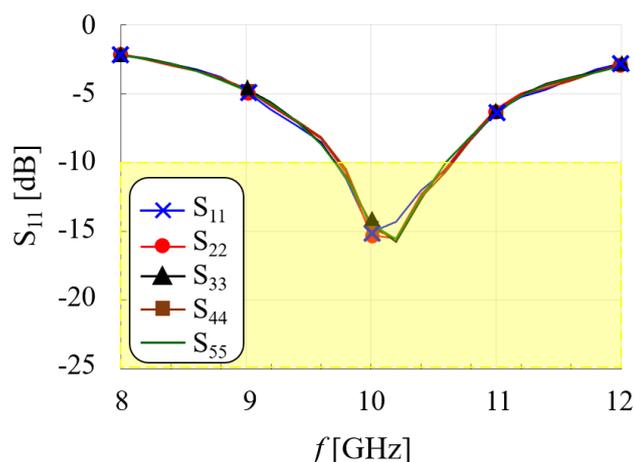


Figura 4.6 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão da antena em lente com dupla polarização.

Analisando o coeficiente de reflexão (Figura 4.6) e os diagramas de irradiação (Figura 4.7), pode-se concluir que a antena em lente com dupla polarização possui características vantajosas para o aumento das taxas de transmissões (alta diretividade e baixa rejeição de polarização). Dessa forma, acredita-se a estrutura proposta atende os requisitos para antenas aplicáveis ao futuro das comunicações em fio.

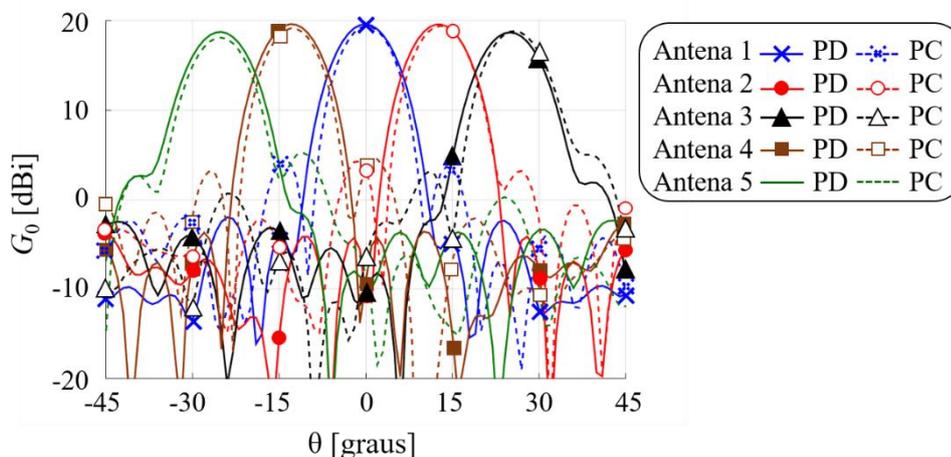


Figura 4.7 – Diagramas de irradiação da antena em lente com dupla polarização.

4.4 Antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão

Após o projeto das antenas em lente banda larga e com dupla polarização, o passo seguinte foi criar um sistema onde as duas propostas possam atuar em conjunto, denominado antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão (Antena-ATT). Para tal, como apresentado na Figura 4.8, foi desenvolvida uma estrutura para a suspensão

mecânica composta por uma base de madeira, com permissividade dielétrica relativa e fator de dissipação, respectivamente, $\epsilon_{rb} = 1,22$ e $\tan(\delta)_b = 0,1$ [65], e suportes de fixação para lente e posicionamento dos iluminadores de acrilonitrilabutadieno estireno (ABS), com $\epsilon_{rs} = 2,79$ e $\tan(\delta)_s = 0,02$ [66].

Para o projeto Antena-ATT especificou-se a lente como sendo de PTFE com diâmetro $d = 180$ mm e $F = 71,4$ mm. Além disso, foi projetada uma configuração na qual as antenas impressa banda larga (AIB) e de microlinha com dupla polarização (AMDP), atuam como iluminadores de modo conjunto. Para isso, fixou-se a AMDP com $\vartheta = 0^\circ$ e a AIB com $\vartheta = 20^\circ$.

A escolha do ABS para como material dos suportes foi para facilitar o processo de construção de um protótipo, tendo em vista a confecção via impressão 3D. Propôs-se uma geometria para esses suportes que aliasse robustez mecânica e menor quantidade de material possível, por isso a estrutura possui vários recortes. Como o ABS possui constante dielétrica e fator de dissipação não desprezíveis, sua interação coma onda pode causar efeitos indesejáveis, por isso, a preocupação com a geometria dos suportes.

No projeto dos suportes, foi considerada a necessidade de ajuste focal dependendo do iluminador que possa vir a ser utilizado. Por isso, o suporte para os iluminadores possui um sistema de ajuste de posicionamento na vertical e na horizontal. Para facilitar a fixação da lente no suporte de ABS, foi projetada uma extensão cilíndrica oca da lente (Figura 4.8(c) e (d)), com $b_\ell = 20$ mm e $q_\ell = 10$ mm.

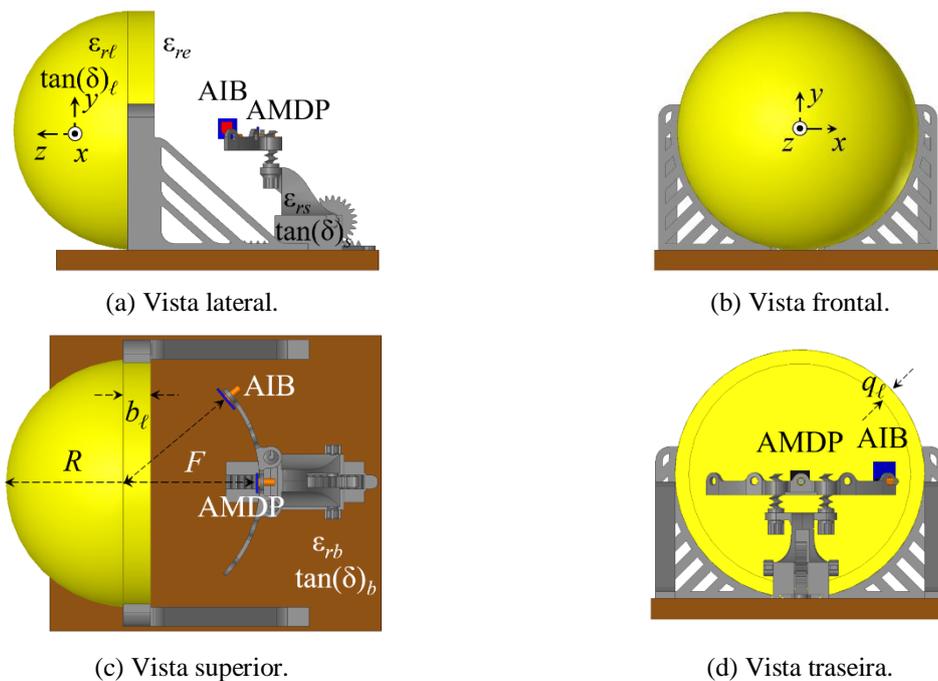


Figura 4.8 – Antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.

Após o dimensionamento da estrutura mecânica um protótipo foi construído, ilustrado na Figura 4.9. Para a construção da lente usinou-se um tarugo de PTFE de 100 mm de comprimento e 90 mm de raio. Então, fixou-se os suportes de ABS e a lente sob a base de madeira com automotiva.



(a) Vista lateral.

(b) Vista superior.

Figura 4.9 – Protótipo da antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.

Comparando o resultado simulado no ANSYS HFSS com o obtido em medidas da Antena-ATT, Figura 4.10, observa-se que as curvas simuladas e medidas possuem grande similaridade. As diferenças entre as curvas medida e simulada é creditada, principalmente, a erros de fabricação e flutuações nas propriedades do material.

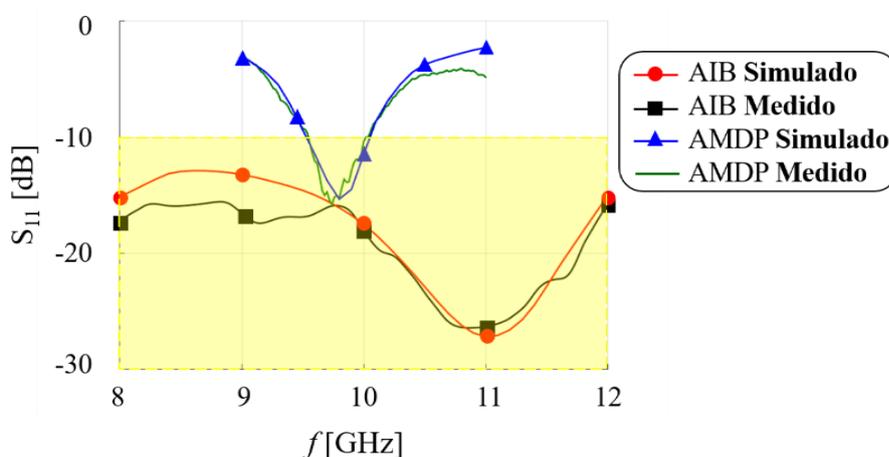


Figura 4.10 – Resposta em frequência do coeficiente de reflexão das antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão.

Após validar a faixa de operação da Antena-ATT, o passo seguinte foi quantificar os diagramas de irradiação (ver na Figura 4.11). Para isso, comparou-se novamente os resultados simulados no ANSYS HFSS com os obtidos em medidas, com os iluminadores operando em frequências distintas. Para a AMDP, foi utilizada a frequência de 9,75 GHz, centro da faixa de operação, analisando as polarizações direta, PD, e cruzada, PC. Para a AIB, admitiu-se duas frequências de análise dentro da banda, $f = 8$ e 10 GHz. Essas frequências foram escolhidas por

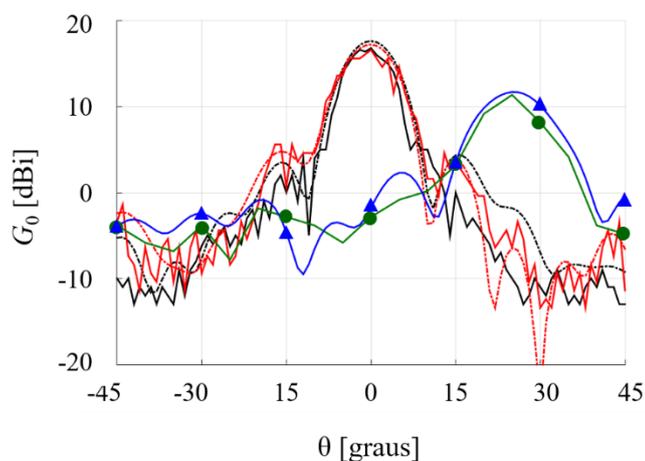
limitações práticas na realização das medidas, devido, principalmente, a falta de uma à antena de referência que opere acima de 10 GHz. Como essa antena possui polarização linear, apenas os digramas em PD foram estudados.

Os diagramas de irradiação da Antena-ATT foram analisados no plano xz e os resultados são apresentados na Tabela 4.1. Nota-se novamente boa concordância entre as curvas medidas e simuladas, comprovando o bom funcionamento do protótipo. É importante destacar que os valores de ganho, admitindo os dois iluminadores, são menores que os observados sem a presença da base e dos suportes. Assim como no coeficiente de reflexão, os valores de ganho são afetados pelas reflexões, refrações e dissipações de energia que essas estruturas impõem no propagar da onda eletromagnética. Entretanto, mesmo assim, observa-se sempre valores de ganho maiores que 12 dBi.

Tabela 0.1 – Comparação do ganho medido e simulado da Antena-ATT.

Alimentador	G_0 simulado [dBi]	G_0 medido [dBi]
AMDP (9,75 GHz)	17,52 (PD)	16,82 (PD)
	17,24 (PC)	16,62 (PC)
AIB (PD)	13,29 (8 GHz)	12,98 (8 GHz)
	14,21 (10 GHz)	13,32 (10 GHz)

Com base nos coeficientes de reflexão (Figura 4.10) e nos diagramas de irradiação (Figura 4.11), pode-se concluir que a Antena-ATT possui características vantajosas para o aumento das taxas de transmissões. Dessa forma, acredita-se a o projeto principal desse trabalho atende os requisitos para antenas aplicáveis ao o futuro das comunicações em fio.



(a) AIB operando em $f = 8$ GHz e AMDP operando em 9,75 GHz.

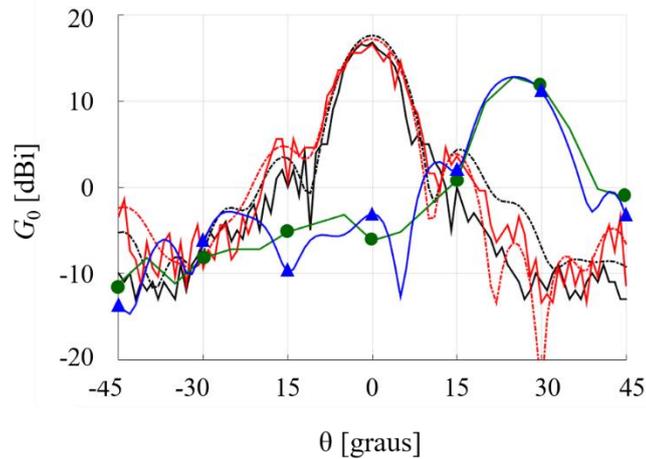
(b) AIB operando em $f = 10$ GHz e AMDP operando em 9,75 GHz.

Figura 4.11 – Diagramas de irradiação das antenas em lente aplicadas em tecnologias que visam altas taxas de transmissão. - · - Polarização direta simulada da AMDP, — Polarização direta medida da AMDP, - · - Polarização cruzada simulada da AMDP, — Polarização cruzada medida da AMDP, -▲- Polarização direta simulada da AIB e -●- Polarização direta medida da AIB.

4.5 Considerações finais

Foram apresentadas as propostas de antenas em lente para aplicações em tecnologias com altas taxas de transmissão. Foi demonstrado o projeto das antenas em lente banda larga e com dupla polarização. Em seguida, propôs-se de uma antena em lente capaz de operar em faixa larga ou estreita, com rejeição de polarização ou não, apenas chaveando o iluminador. Os resultados da estrutura foram validados a partir de simulações do modelo numérico, bem como medidas práticas em um protótipo.

Capítulo 5

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste Capítulo são apresentadas as conclusões e os desenvolvimentos futuros que poderão ser realizados a partir desse trabalho.

5.1 Conclusões

Esse trabalho teve como objetivo o desenvolvimento de um sistema de antenas em lente para tecnologias que visam altas taxas de transmissão. Além da concepção do dispositivo em si, acredita-se que a elaboração de equações de projeto simples e eficiente (que permita a reprodução de tal estrutura independente da frequência de operação ou dos materiais utilizados) seja uma grande contribuição.

Tendo em vistas dificuldades ligadas à construção e caracterização de protótipos, as estruturas apresentadas nesse trabalho foram projetadas e construídas para a faixa de frequência no em torno de 10 GHz. Dessa forma, o objetivo principal de cada estrutura é provar o conceito que possa ser aplicado para outras faixas de frequência potenciais para o futuro das comunicações sem fio.

O Capítulo 2 apresentou o projeto dos dois iluminadores empregados no sistema proposto: a antena impressa banda larga (operando de 7 a 13 GHz com ganho máximo de 2 dBi) e a antena de microlinha com dupla polarização (operando de 9,9 a 10,36 GHz com ganho máximo de 3,8 dBi). Essas estruturas já haviam sido propostas anteriormente, entretanto, o uso como iluminadores de lentes dielétricas hemisféricas é uma contribuição deste trabalho. Vale destacar que os ganhos dos iluminadores são inferiores ao de uma antena de microfita convencional devido as modificações realizadas nas estruturas. A redução do plano terra antena impressa banda larga modifica sua distribuição de campo, que torna-se semelhante à um dipolo de meio comprimento de onda. O deslocamento do ponto de alimentação da antena

de microfita com dupla polarização reduz em 3 dB o ganho da antena, pois, a energia passar a ser dívida em duas polarizações.

No Capítulo 3, foram apresentadas as técnicas de projeto para a concepção de antenas em lente dielétrica hemisféricas. Para tal, trabalhou-se com os conceitos de óptica geométrica e cálculos de campos irradiados por antenas de abertura. Dessa forma, algumas expressões que permitem dimensionar a estrutura a partir da frequência de operação, do ganho esperado e do material escolhido para a lente foram desenvolvidas. Esse equacionamento é visto como algo muito importante, pois, além de contribuir para esse trabalho, pode auxiliar outros desenvolvimentos.

No Capítulo 4, foram desenvolvidos os projetos de antenas em lente dielétricas hemisféricas para atender as características esperadas para os irradiadores aplicados ao futuro das comunicações sem fio. A principal contribuição desse trabalho foi, então, demonstrada, que é a utilização das antenas impressa banda larga e de microlinha com dupla polarização para alimentar de modo conjunto uma lente dielétrica hemisférica. Dessa forma, encontrou-se uma estrutura diretiva (com ganho de 14,21 dBi e 17,52 dBi ao ser alimentada, respectivamente, pela antena impressa banda larga e pela antena de microlinha com dupla polarização), capaz de operar em banda larga (8 a 12 GHz ao ser alimentada pela antena impressa banda larga) ou faixa estreita (9,5 a 10 GHz ao ser alimentada pela antena de microlinha com dupla polarização), podendo receber e emitir sinais em polarização linear ou dupla. Além disso, devido as características das lentes dielétricas, alterando a posição do iluminador a posição do espaço onde a onda eletromagnética é emitida, produzindo a reconfiguração do diagrama de irradiação.

Com os resultados de faixa de operação, ganho e polarização, acredita-se que a Antena-ATT apresenta características vantajosas para o futuro das comunicações sem fio, como as propostas de 5G e internet das coisas. Além dos resultados, validados para a banda X (8 a 12 GHz), a metodologia de projeto apresentada permite o desenvolvimento em outras faixas de frequência.

5.2 Propostas para a continuação do trabalho

A proposta desse trabalho foi apresentar uma estrutura simples e eficiente de antena com características atrativas ao futuro das comunicações sem fio. Todo desenvolvimento teve como base geometrias simples, como os iluminadores e a lente hemisférica. Entretanto, tendo em vistas os trabalhos que possam surgir a partir dos conceitos aqui apresentado, propõem-se a investigação de outras geometrias de lentes, bem como iluminadores com características

diferentes. Essas análises podem levar a resultados mais eficientes, contribuindo com a evolução desse trabalho.

As lentes dielétricas hemisféricas são um dos modelos mais simples de lente. Entretanto, dependendo da aplicação, podem não ser a melhor escolha. Existem outras configurações que podem apresentar dimensões mais reduzidas, bem como melhores eficiências. Por isso, propõem os estudos de outras lentes como as de Fresnel e olho de peixe. Além disso, pode-se investigar geometrias modeladas para formatos de irradiação específicos.

A proposta da variação diagrama de irradiação foi baseada no chaveamento de iluminadores, que se encontravam angulados em relação ao centro da lente. Todavia, pode-se projetar uma lente que permita a reconfiguração da irradiação a partir da mudança das características do material dielétrico. Esse conceito pode ser utilizado em um possível trabalho futuro.

O emprego das antenas impressa banda larga e de microlinha com dupla polarização, como iluminadores, possibilitou a criação de um sistema irradiante que possa atender a mais de uma aplicação. Entretanto, existem outras antenas que podem ser utilizadas tendo em vista outras características. Uma delas é a antena especial equiangular, que pode levar à criação de uma estrutura banda larga com polarização circular.

Como última proposta, é possível desenvolver um estudo para determinar a equação do ganho em função do raio da lente a partir da óptica geométrica. Nesse trabalho, a análise do ganho baseada em antenas de aberturas circulares apresentou bons resultados, possibilitando ser aplicada com outras fontes primárias.

REFERÊNCIAS

- [1] L. Pierucci, “The quality of experience perspective toward 5G technology,” in *IEEE Wireless Communications*, vol. 22, no. 4, pp. 10-16, 2015.
- [2] B. Hammi, R. Khatoun, S. Zeadally, A. Fayad and L. Khoukhi, “IoT technologies for smart cities,” in *IET Networks*, vol. 7, no. 1, pp. 1-13, 2018.
- [3] Cisco Systems, “Cisco Visual Networking Index: Global Mobile Data Traffic Forecast Update, 2016–2021” White Paper, 2017.
- [4] C. E. Shannon, “A Mathematical Theory of Communication,” in *The Bell System Technical Journal*, vol. 27, pp. 379–423, 1948.
- [5] K. M. Mak, H. W. Lai and K. M. Luk, “A 5G Wideband Patch Antenna with Antisymmetric L-shaped Probe Feeds,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 2, pp. 957-961, 2018.
- [6] W. El-Halwagy, R. Mirzavand, J. Melzer, M. Hossain and P. Mousavi, “Investigation of Wideband Substrate-Integrated Vertically-Polarized Electric Dipole Antenna and Arrays for mm-Wave 5G Mobile Devices,” in *IEEE Access*, vol. 6, pp. 2145-2157, 2018.
- [7] S. Zhu, H. Liu, Z. Chen and P. Wen, “A Compact Gain-Enhanced Vivaldi Antenna Array with Suppressed Mutual Coupling for 5G mmWave Application,” in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 17, no. 5, pp. 776-779, 2018.
- [8] M. Li et al., “Eight-Port Orthogonally Dual-Polarized Antenna Array for 5G Smartphone Applications,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 64, no. 9, pp. 3820-3830, 2016.
- [9] A. Dadgarpour, M. Sharifi Sorkherizi and A. A. Kishk, “High-Efficient Circularly Polarized Magnetolectric Dipole Antenna for 5G Applications Using Dual-Polarized Split-Ring Resonator Lens,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 8, pp. 4263-4267, 2017.
- [10] C. Lee, M. K. Khattak and S. Kahng, “Wideband 5G beamforming printed array clutched by LTE-A 4×4-multiple-input–multiple-output antennas with high isolation,” in *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 12, no. 8, pp. 1407-1413, 2018.
- [11] N. T. Nguyen, R. Sauleau and C. J. Martinez Perez, “Very Broadband Extended Hemispherical Lenses: Role of Matching Layers for Bandwidth Enlargement,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 57, no. 7, pp. 1907-1913, 2009.

- [12] J. A. J. Ribeiro, “Engenharia de Antenas: Fundamentos, Projetos e Aplicações,” 1ª edição, Érica, 2008.
- [13] M. Amiri, F. Tofigh, A. Ghafoorzadeh-Yazdi and M. Abolhasan, “Exponential Antipodal Vivaldi Antenna with Exponential Dielectric Lens,” in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 16, pp. 1792-1795, 2017.
- [14] R. J. Bauerle, R. Schrimpf, E. Gyorko and J. Henderson, “The Use of a Dielectric Lens to Improve the Efficiency of a Dual-Polarized Quad-Ridge Horn from 5 to 15 GHz,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 57, no. 6, pp. 1822-1825, 2009.
- [15] K. X. Wang and H. Wong, “Design of a Wideband Circularly Polarized Millimeter-Wave Antenna with an Extended Hemispherical Lens,” in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 66, no. 8, pp. 4303-4308, 2018.
- [16] O. J. Lodge and J. L. Howard, “On Electric Radiation and its Concentration by Lenses,” *Proceedings of the Physical Society of London*, vol. 10, No. 1, pp. 143–163, 1888.
- [17] F. G. Friedlander, "A dielectric-lens aerial for wide-angle beam scanning," in *Journal of the Institution of Electrical Engineers - Part IIIA: Radiolocation*, vol. 93, no. 4, pp. 658-662, 1946.
- [18] J. Brown, “Microwave Lenses,” London, U.K.: Wiley, 1953.
- [19] H. E. Schrank, "Precision spherical luneberg lenses for microwave antennas," in *1967 Seventh Electrical Insulation Conference*, Chicago, IL, USA, pp. 179-181, 1967.
- [20] W. Rotman, "Analysis of an EHF aplanatic zoned dielectric lens antenna," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 32, no. 6, pp. 611-617, June 1984.
- [21] P. F. Goldsmith, "Perforated plate lens for millimeter quasi-optical systems," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 39, no. 6, pp. 834-838, Jun 1991.
- [22] S. S. Gearhart, J. Hesler, W. L. Bishop, T. W. Crowe and G. M. Rebeiz, "A wide-band 760-GHz planar integrated Schottky receiver," in *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 3, no. 7, pp. 205-207, July 1993.
- [23] C. A. Fernandes, P. O. Frances and A. M. Barbosa, "Shaped coverage of elongated cells at millimetrewaves using a dielectric lens antennas," in *1995 25th European Microwave Conference*, Bologna, Italy, 1995, pp. 66-70.
- [24] D. Pasqualini and S. Maci, "High-frequency analysis of integrated dielectric lens antennas," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 52, no. 3, pp. 840-847, March 2004.

- [25] B. Chantraine-Bares, R. Sauleau, L. Le Coq and K. Mahdjoubi, "A new accurate design method for millimeter-wave homogeneous dielectric substrate lens antennas of arbitrary shape," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 53, no. 3, pp. 1069-1082, March 2005.
- [26] K. Itoh, K. Miyata and H. Igarashi, "Evolutional Design of Waveguide Slot Antenna With Dielectric Lenses," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 2, pp. 779-782, Feb. 2012.
- [27] J. R. Costa, M. G. Silveirinha and C. A. Fernandes, "Evaluation of a Double-Shell Integrated Scanning Lens Antenna," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 7, pp. 781-784, 2008.
- [28] C. Hua, X. Wu, N. Yang and W. Wu, "Air-Filled Parallel-Plate Cylindrical Modified Luneberg Lens Antenna for Multiple-Beam Scanning at Millimeter-Wave Frequencies," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, no. 1, pp. 436-443, Jan. 2013.
- [29] A. Artemenko, A. Mozharovskiy, A. Sevastyanov, V. Ssorin and R. Maslennikov, "Electronically beam steerable lens antenna for 71–76/81–86 GHz backhaul applications," in *2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, Phoenix, AZ, pp. 1-4, 2015.
- [30] M. K. Saleem, H. Vettikaladi, M. A. S. Alkanhal and M. Himdi, "Lens Antenna for Wide Angle Beam Scanning at 79 GHz for Automotive Short Range Radar Applications," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 65, no. 4, pp. 2041-2046, 2017.
- [31] K. Wong and C. Huang, "Printed Loop Antenna with a Perpendicular Feed for Penta-Band Mobile Phone Application," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 56, no. 7, pp. 2138-2141, 2008.
- [32] R. A. Santos, A. C. Sodré and S. E. Barbin, "A low-profile printed antenna for UWB applications," in *2016 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA)*, Cairns, pp. 905-908, 2016.
- [33] A. Panahi, X. L. Bao, K. Yang, O. O'Conchubhair and M. J. Ammann, "A Simple Polarization Reconfigurable Printed Monopole Antenna," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 63, no. 11, pp. 5129-5134, 2015.
- [34] X. Dai, Z. Wang, C. Liang, X. Chen and L. Wang, "Multiband and Dual-Polarized Omnidirectional Antenna for 2G/3G/LTE Application," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, pp. 1492-1495, 2013.
- [35] Y. Zhang and L. Zhu, "Printed dual spiral-loop wire antenna for broadband circular polarization," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 54, no. 1, pp. 284-288, 2006.

- [36] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design*, 3rd ed., Nova York: John Wiley and Sons, 2005.
- [37] R. E. Collin, *Foundations for Microwave Engineering*, 2nd Ed., New York: MaGraw Hill, 1992.
- [38] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, New York, 1989.
- [39] K. Carver and J. Mink, "Microstrip antenna technology," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 29, no. 1, pp. 2-24, 1981.
- [40] A. Derneryd, "A theoretical investigation of the rectangular microstrip antenna element," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 26, no. 4, pp. 532-535, 1978.
- [41] J. A. J. Ribeiro, *Engenharia de Microondas: Fundamentos e Aplicações*, 1ª ed., São Paulo: Érica, 2008.
- [42] C. Deng, "Wideband Microstrip Antennas Loaded by Ring Resonators," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, pp. 1665-1668, 2013.
- [43] M. Koohestani, M. N. Moghadasi and B. S. Virdee, "Miniature microstrip-fed ultra-wideband printed monopole antenna with a partial ground plane structure," in *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 5, no. 14, pp. 1683-1689, 2011.
- [44] Z. N. Chen and M. Y. W. Chia, *Broadband Planar Antennas: Design and Applications*, Chichester, John Wiley and Sons, 2006.
- [45] M. S. Ellis, Z. Zhao, J. Wu, Z. Nie and Q. H. Liu, "Small planar monopole ultra-wideband antenna with reduced ground plane effect," in *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, vol. 9, no. 10, pp. 1028-1034, 2015.
- [46] E. G. Plaza, G. Leon, S. Loredó and L. F. Herran, "Calculating the Phase Center of an Antenna: A Simple Experimental Method Based on Linear Near-Field Measurements. [Measurements Corner]," in *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 59, no. 5, pp. 130-175, 2017.
- [47] A. Chaugule, G. Mishra and S. K. Sharma, "Investigations on frequency agile dual polarization dielectric lens high gain antenna," in *2016 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation (APSURSI)*, Fajardo, pp. 837-838, 2016.
- [48] A. V. Boriskin, S. V. Boriskina, G. Godi, R. Sauleau and A. I. Nosich, "Small hemielliptic dielectric lens antenna analysis boundary integral equations vs. GO and PO," in *2005 European Microwave Conference*, 2005.
- [49] M. Kline, "Electromagnetic theory and geometrical optics", New York, Courant Institute of Mathematical Sciences, New York University, 1962.

- [50] J. A. J. Ribeiro, Propagação de Ondas Eletromagnéticas: Princípios e Aplicações, 2^a ed., São Paulo: Érica, 2008.
- [51] E. Hecht, "Optics," 4th Edition, Addison Wesley, 2002.
- [52] S. Silver, "Microwave Antenna Theory and Design," McGraw-Hill, 1984.
- [53] L. C. Andrews, "Special functions of mathematics of engineers", 2nd Edition Bellingham, SPIE Optical Engineering Press and Oxford University Press, 1998.
- [54] A. V. Boriskin, A. I. Nosich, S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, A. Altintas, "Lens or resonator? Electromagnetic behavior of an extended hemielliptic lens for a sub-mm wave receiver," in *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 43, no 6, pp. 515-518, 2004.
- [55] M. J. M. van der Vorst, P. J. I. de Maagt and M. H. A. J. Herben, "Effect of internal reflections on the radiation properties and input admittance of integrated lens antennas," in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 47, no. 9, pp. 1696-1704, 1999.
- [56] C. A. Fernandes, E. B. Lima and J. R. Costa, "Dielectric Lens Antennas", In: Z. N. Chen, D. Liu, H. Nakano, X. Qing, T. Zwick, *Handbook of Antenna Technologies*, pp 1001-1064, Springer, 2016.
- [57] B. Chantraine-Bares and R. Sauleau, "Electrically-Small Shaped Integrated Lens Antennas: A Study of Feasibility in Q-Band," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 55, no. 4, pp. 1038-1044, 2007.
- [58] A. Karttunen¹, J. Saily, A. E. I. Lamminen, J. Ala-Laurinaho, R. Sauleau, and A. V. Raisanen, "Using optimized eccentricity rexolite lens for electrical beam steering with integrated aperture coupled patch array," in *Electromagnetics Research B*, vol. 44, no. 4, pp. 345–365, 2012.
- [59] S. Busch, M. Weidenbach, M. Fey, F. Schafer, T. Probst, and M. Koch, "Optical properties of 3D printable plastics in the THz regime and their application for 3D printed THz optics," in *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, pp. 993–997, 2014.
- [60] N. T. Nguyen, R. Sauleau and L. Le Coq, "Reduced-Size Double-Shell Lens Antenna with Flat-Top Radiation Pattern for Indoor Communications at Millimeter Waves," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 6, pp. 2424-2429, 2011.
- [61] N. T. Nguyen, R. Sauleau, M. Ettorre and L. Le Coq, "Focal Array Fed Dielectric Lenses: An Attractive Solution for Beam Reconfiguration at Millimeter Waves," in *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 59, no. 6, pp. 2152-2159, 2011.
- [62] H. Frid, "Closed-Form Relation Between the Scan Angle and Feed Position for Extended Hemispherical Lenses Based on Ray Tracing," in *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 15, pp. 1963-1966, 2016.

-
- [63] A. Mozharovskiy, A. Artemenko, A. Sevastyanov, V. Ssorin and R. Maslennikov, “Beam-steerable integrated lens antenna with waveguide feeding system for 71–76/81–86 GHz point-to-point applications,” in *2016 10th European Conference on Antennas and Propagation (EuCAP)*, Davos, pp. 1-5, 2016.
- [64] A. Artemenko, A. Maltsev, R. Maslennikov, A. Sevastyanov and V. Ssorin, “Beam steerable quartz integrated lens antenna for 60 GHz frequency band,” in *Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP)*, Rome, pp. 758-762, 2011.
- [65] P. A. Rizzi, “*Microwave Engineering: Passive Circuits*”, 1st Edition, Prentice-Hall, 1988.
- [66] B. Riddle, J. Baker-Jarvis and J. Krupka, “Complex permittivity measurements of common plastics over variable temperatures,” in *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 51, no. 3, pp. 727-733, 2003.