

**PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO GRANDE DO SUL
FACULDADE DE ENGENHARIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA**

MARCOS OSMAR AREND

LENTE TOROIDAL DE PLASMA (LTP)

Porto Alegre – RS

2016

MARCOS OSMAR AREND

LENTE TOROIDAL DE PLASMA (LTP)

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de concentração: Sinais, Sistemas e Tecnologia da Informação.

Linha de Pesquisa: Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. Fernando César Comparsi de Castro

Porto Alegre – RS

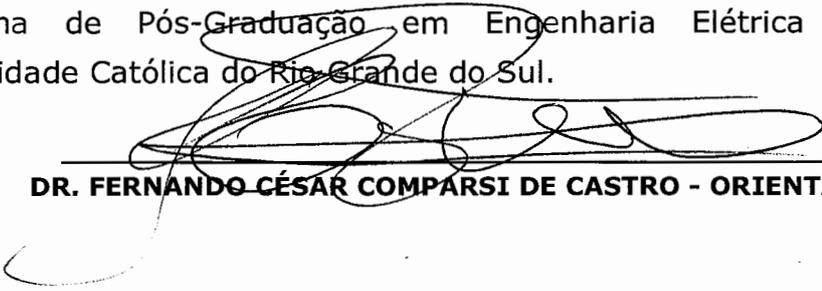
2016



LENTE TOROIDAL DE PLASMA

CANDIDATO: MARCOS OSMAR AREND

Esta Dissertação de Mestrado foi julgada para obtenção do título de MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul.

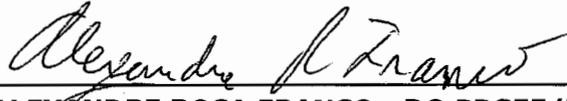


DR. FERNANDO CÉSAR COMPARSI DE CASTRO - ORIENTADOR

BANCA EXAMINADORA



DR. ERIC ERICSON FABRIS - DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA - UFRGS



DR. ALEXANDRE ROSA FRANCO - DO PPGE/FENG - PUCRS

“As paixões são como as ventanias que inflam as velas do navio. Algumas vezes o afundam, mas sem as ventanias não se pode navegar”

(Voltaire)

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos colegas de trabalho da AEL Sistemas pelo apoio. Agradeço ao orientador Fernando pelo suporte e entendimentos que tivemos durante estes últimos anos. Agradeço a toda minha família e amigos que suportaram diretamente os efeitos de minha ausência e souberem lidar com o meu humor modificado pela carga de atividades. Agradecimento especial à esposa Rosangela Ely pelo apoio incondicional.

RESUMO

Este trabalho propõe o uso de lentes de plasma em substituição à clássica lente dielétrica sólida para focalização de ondas-eletromagnéticas, com aplicação em teatros de operações militares. Os resultados são demonstrados em um arranjo de elementos de plasma, constituindo uma antena direcional de características inovadoras. Um dos principais diferenciais se refere à reduzida seção transversal apresentada à onda eletromagnética emitida por sistemas de radar (RCS), minimizando em determinadas bandas de operação a probabilidade de detecção, maximizando, portanto, a invisibilidade do sistema proposto.

Palavras-chave: Antenas direcionais. Ondas eletromagnéticas. Guerra eletrônica (GE). Antena plasma. Seção reta radar.

ABSTRACT

This paper proposes the use of plasma lenses to replace the classical solid dielectric lens for focusing the electromagnetic wave, with application in theaters of military operations. The results are shown for an array of plasma elements constituting a directional antenna with innovative features. One of the major advantages is the reduced cross section presented to the electromagnetic wave emitted by a radar system, minimizing the detection probability in specific operational bands, thus maximizing the invisibility of the proposed system.

Keywords: Directional antennas. Electromagnetic lens. Electronic Warfare (EW). Plasma antennas. Radar cross-section.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Espalhamento da onda eletromagnética gerada por radar	15
Figura 2 – RCS para Diversos alvos em Banda X.....	16
Figura 3 – Capacidade de Detecção Radar versus RCS	17
Figura 4 – Geometria de uma Lente indicando as coordenadas da superfície	21
Figura 5 – Lente com S2 plana	26
Figura 6 – Lentes com S1 plana.....	28
Figura 7 – Lentes com uma superfície esférica.....	29
Figura 8 – Antena espiral LOG e lente dielétrica.....	33
Figura 9 – Dimensões do arranjo final otimizado	34
Figura 10 – Campo elétrico da antena espiral logarítmica	34
Figura 11 – Campo elétrico do arranjo antena espiral + lente.....	35
Figura 12 – Diagrama de irradiação da antena espiral logarítmica	35
Figura 13 – Diagrama de irradiação do arranjo @ 8GHz	36
Figura 14 – Diagrama de irradiação do arranjo @ 10GHz	36
Figura 15 – Diagrama de irradiação do arranjo @ 12GHz	37
Figura 16 – Diagrama de intensidade de campo elétrico do arranjo	37
Figura 17 – Ganho (a) e atenuação lóbulo lateral (b) versus posição da lente (foco)	38
Figura 18 – S11 do arranjo em função da frequência	38
Figura 19 – S11 Antena corneta cônica em função da frequência.....	39
Figura 20 – Diagrama de Irradiação Corneta Cônica @ 10GHz	40
Figura 21 – LTP com elemento plasma (“B”) e elemento irradiador (“A”).....	43
Figura 22 – Densidade de corrente (A/m ²) versus a frequência plasma.....	49
Figura 23 – Índice de refração versus densidade de elétrons (grau de ionização)	51
Figura 24 – Índice de refração versus frequência da onda incidente	51
Figura 25 – Propagação do campo elétrico para $\epsilon_r=1$ (plasma desligado).....	53
Figura 26 – Propagação do campo elétrico para $\epsilon_r=0.42$ (plasma ligado)	54
Figura 27 – TPL Ganho de diretividade (dB) x constante dielétrica ϵ_r	55
Figura 28 – TPL nível de lóbulo lateral (dB) x constante dielétrica do plasma ϵ_r	56
Figura 29 – Dimensões finais da LTP após a otimização final através do algoritmo Particle Swarm.....	56

Figura 30 – Diretividade da LTP. $\epsilon_r=1$ (plasma desligado): ganho no boresight =6.82dBi	57
Figura 31 – Diretividade da LTP $\epsilon_r=0.42$ (plasma excitation on): ganho no boresight =19.9dBi.....	57
Figura 32 – Parte Real $[\epsilon_r]'$ (f) da constante dielétrica complexa do plasma	58
Figura 33 – Parte imaginária $[\epsilon_r]''$ (f) da constante dielétrica complexa do plasma	60
Figura 34 – Interface modelo Drude para plasma da suíte CST	60
Figura 35 – Diretividade da TPL @ 9.5GHz	61
Figura 36 – Diretividade TPL @ 10.5GHz	61
Figura 37 – RCS TPL @ 10 GHz	62
Figura 38 – RCS lente dielétrica @ 10 GHz.....	63
Figura 39 – Exemplo de corneta cônica acoplada a guia de onda.....	64
Figura 40 – Lente esférica/ elíptica. F: foco T: Espessura da lente D: Diâmetro da lente n: Dielétrico lente S1: Superfície esférica S2: Superfície elíptica	65
Figura 41 – Campo elétrico próximo (V/m) da LTP	66
Figura 42 – Campo elétrico próximo da lente esférica/elíptica	66
Figura 43 – Proposta usando dois elementos toroidais.....	67
Figura 44 – Ganho de diretividade de uma LTP com dois toroides versus o dielétrico	68
Figura 45 – Ganho de diretividade de uma LTP com dois toroides versus diversos raios de toroide.....	68
Figura 46 – Lóbulo lateral de uma LTP com dois toroides versus diversos raios de toroide.....	69
Figura 47 – Antena montada no topo de mastro para enlaces em visada	71

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

HPBW	Half Power Beam Width
LTP	Lente Toroidal de Plasma
RAM	Radar Absorbing Material
RCS	Radar Cross Section
ROE	Relação de Onda Estacionária
VLO	Very Low Observables Technology

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	11
2 OBJETIVOS	14
3 SEÇÃO RETA RADAR (RCS)	15
4 ANTENAS COM DIELÉTRICOS	18
4.1 INTRODUÇÃO	18
4.2 LENTES	20
4.3 EXEMPLOS DE LENTES	24
4.3.1 Lentes com S_2 plana	25
4.3.2 Lentes com S_1 plana	27
4.3.3 Lentes com uma superfície esférica	28
4.4 EFEITOS DALENTE NA DISTRIBUIÇÃO DE AMPLITUDES	29
4.5 ABERRAÇÕES	31
5 SUBSTITUINDO GUIAS DE ONDA	33
5.1 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES	35
5.2 COMPARANDO OS RESULTADOS	39
5.3 CONCLUSÕES SOBRE O ARRANJO ANTENA ESPIRAIS LOGARÍTMICA COM LENTE DIELÉTRICA	41
6 A LTP 42	
6.1 FUNDAMENTOS TEÓRICOS	44
6.1.1 O plasma	44
6.1.2 Geração de plasma (ionização)	48
6.1.3 Parâmetros do plasma	48
6.1.4 Potência de excitação	48
6.1.5 Lente de plasma	50
6.2 A OPERAÇÃO DA LTP	51
6.3 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES	54
6.3.1 Fator de perdas	57
6.3.2 Largura de banda	61
6.3.3 Análise de RCS da LTP versus lente dielétrica	62
6.3.4 LTP versus corneta cônica	63
6.3.5 LTP versus lente dielétrico esférica/ elíptica	64
6.3.6 LTP com múltiplos elementos toroidais	67

6.4 RESULTADO COMPARATIVO DAS ANÁLISES	69
6.5 LTP COMO PRODUTO.....	70
6.5.1 Cenário de aplicação operacional	70
7 CONCLUSÃO	72
REFERÊNCIAS.....	73
APÊNDICE A – ANTENA ESPIRAL LOGARÍTMICA.....	75
APÊNDICE B – A ANTENA CORNETA (<i>HORN</i>) CÔNICA OTIMIZADA	80

1 INTRODUÇÃO

A proposta do presente trabalho surgiu como resultado do interesse deste que escreve nas características apresentadas pelo plasma para possíveis aplicações estratégicas/ militares. Neste contexto, iniciou-se o estudo de irradiadores de plasma, funcionando como lentes, através de análises e simulações para aplicações em *beamforming* [1]. Em uma das simulações efetuadas, em que foram experimentados diversos formatos de elementos de plasma em *array*, observou-se, para uma determinada situação, diretividade considerável para elementos em formato toroidal. Isto conduziu ao interesse no mecanismo e conseqüente foco deste trabalho.

Polarização circular e alta diretividade de antenas para micro-ondas são características tradicionalmente desempenhadas por complexas e dispendiosas soluções em guias de onda (como antenas corneta e parabólica). O uso de um elemento planar associado com lentes dielétricas vem sendo usado como uma solução econômica em algumas aplicações [1].

Sistemas de guerra eletrônica utilizam em geral antenas metálicas e/ou material de constante dielétrica elevada, que os tornam facilmente visíveis à detecção por radares [2-4]. A proposta de uso de lentes de plasma, especialmente como lente eletromagnética, pode reduzir significativamente a reflexão da onda eletromagnética, reflexão esta que é o fenômeno físico no qual se baseia a detecção de alvos por radares [4].

O uso do estado plasma vem sendo apresentado como substituto e como uma opção para condutores e dielétricos aplicados a dispositivos eletromagnéticos, em particular na área de antenas e dispositivos irradiantes [5].

O nome "plasma" foi introduzido pela primeira vez na pesquisa física em 1920 [5]. O plasma foi inventado como irradiador para transmissão de ondas eletromagnéticas, i.e., como antena, apenas após a Primeira Guerra Mundial. Em 1919, o conceito de antena de plasma foi patenteado. No entanto, seu desenvolvimento significativo só começa em 1960, quando o plasma começou a ser introduzido em sistemas de comunicação [5]. Desde então, há uma quantidade considerável de invenções feitas por muitas instituições de pesquisa e grupos para explorar o plasma como antena [4-6]. O plasma pode ser controlado eletricamente para agir como um irradiador, refletor ou mesmo como um absorvedor e por causa

desses fatores, as atividades de investigação no campo de plasma são mantidas ativamente.

As antenas de plasma possuem maior grau de liberdade do que as antenas metálicas e, portanto trazem enorme variedade de aplicações.

O estado plasma é particularmente interessante por ser único em apresentar constante dielétrica relativa ϵ_r inferior à unidade. A constante dielétrica do meio de propagação afeta inversamente a velocidade de fase da onda eletromagnética de acordo com o fator $1/\sqrt{\epsilon_r}$. Desta maneira, devido ao plasma apresentar $\epsilon_r < 1$, a propagação da onda no plasma resulta em velocidades de fase maiores do que quando a onda se propaga no vácuo. Isto não se observa com os demais dielétricos naturais, que, devido a apresentarem $\epsilon_r > 1$, resultam em uma velocidade de propagação menor que a velocidade de propagação no vácuo. Esta característica torna o plasma uma opção para a substituição de dielétricos na alteração da velocidade de fase da onda eletromagnética, com aplicação direta em lentes eletromagnéticas (vide Figura 26) e mesmo *beamforming* [1].

Em geral a abordagem através de lentes de plasma apresenta as seguintes vantagens:

- ganho ou foco reconfigurável variando-se as características dielétricas de cada elemento plasma. Por exemplo, ao variar o nível de ionização do plasma ocorre variação do ϵ_r [5];
- possível redução de custo quando comparado a arranjos usando antenas *horn* ou dielétricos de gradientes complexos;
- reduzida visibilidade ao radar. O índice de reflexão é menor quando comparado a dielétricos de alta constante dielétrica [6];
- menores perdas. O plasma pode apresentar perdas menores do que o cobre e muitas vezes menor que a maioria dos dielétricos [6];
- potencial redução de lóbulos laterais, com redução maior que 20 dB. Acredita-se que isto decorre da menor reflexão intrínseca da onda no plasma, quando comparado a dielétricos sólidos em determinadas condições;
- menor massa e volume total quando comparada com antena corneta cônica de mesma diretividade.

Quanto ao “estado da arte” da tecnologia proposta (uso de plasma como lente eletromagnética), não foi encontrada nenhuma referência ao uso do plasma como lente eletromagnética para frequências iguais ou abaixo a micro-ondas (foram analisados os bancos de publicações da IEEE e de patentes). Apenas trabalhos usando o plasma como elemento condutor/ isolador elétrico ou para apontamento controlável (*beamforming*). Logo o presente trabalho apresenta-se como proposta de inovação.

2 OBJETIVOS

Os principais objetivos desta dissertação são:

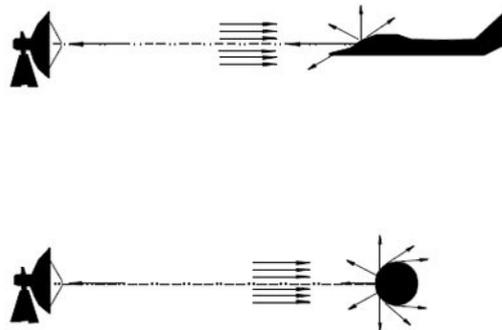
- a) caracterizar através de método analítico a aplicabilidade do plasma como meio de propagação eletromagnético;
- b) estabelecer as diferenças de desempenho em termos de perdas de potência e rendimento entre lentes de plasma e lentes de dielétrico sólido através de simulação eletromagnética numérica, bem como através de métodos analíticos;
- c) demonstrar as características de irradiação (ganho e lóbulos secundários) da Lente Toroidal de Plasma (LTP) em comparação à lentes de dielétrico sólido, através de simulação eletromagnética numérica;
- d) analisar por simulação numérica a redução da seção transversal radar (*Radar Cross Section* – RCS) da LTP em comparação às lentes dielétricas, no sentido de avaliar a invisibilidade a radar do sistema proposto;
- e) analisar a banda de passagem (resposta em frequência) da LTP (que está sendo otimizado para 10GHz que é o centro da banda X – uso militar).

3 SEÇÃO RETA RADAR (RCS)

O termo *stealth* é conhecido desde 1980 nos círculos de Defesa, mas tornou-se popular na década de 1990, com a Guerra do Golfo e o emprego do caça “invisível” F-117. Os F-117 atacaram à noite seus alvos de alto valor no Iraque, sem serem detectados.

Os princípios da tecnologia *stealth* (também conhecida como VLO ou “*Very Low Observables Technology*”) englobam a diminuição da assinatura de uma aeronave nas áreas de radar, infravermelho, visual, acústica e de rastro (fumaça).

Figura 1 – Espalhamento da onda eletromagnética gerada por radar



Fonte: Adaptado de [2].

A RCS é a medida da área equivalente de um alvo que reflete a energia da onda eletromagnética nele incidente. A onda eletromagnética incidente no alvo é irradiada pela antena do radar que tenta detectar e localizar o alvo. Apenas uma parcela da energia irradiada na direção do alvo é refletida de volta ao receptor do radar, e quanto maior a energia refletida pelo alvo de volta ao radar maior a probabilidade de detecção e localização do alvo, i.e., maior a sua visibilidade ao radar. Assim, quanto maior a RCS do alvo mais visível o alvo é ao radar.

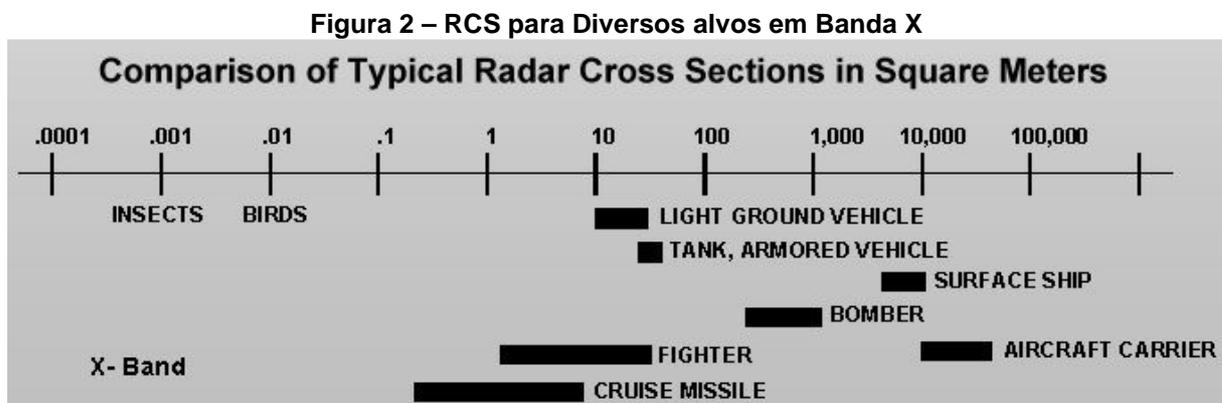
Os radares funcionam emitindo ondas eletromagnéticas na velocidade da luz num feixe cônico, através de antenas direcionais. Quando estas ondas atingem um alvo reflexivo, parte do feixe é espalhado (*scattered*) em várias direções. Parte da energia emitida retorna à antena transmissora, constituindo o denominado eco do alvo.

A maior parte dos radares funciona emitindo energia eletromagnética na forma de pulsos, milhares de vezes por segundo. No intervalo entre a emissão de um pulso e outro, a antena do radar se torna um receptor.

Calculando-se o tempo entre a emissão do pulso e o retorno do eco, é possível saber a distância do alvo.

Como o ambiente produz ruído, o radar só é capaz de perceber ecos que estejam acima de um certo nível.

No gráfico abaixo (Figura 2), algumas medidas típicas de RCS em metros quadrados:



As tecnologias *stealth* procuram diminuir drasticamente a RCS através do emprego de materiais que absorvem as ondas de radar e formas na fuselagem que dispersam as ondas para direções diferentes daquela do emissor de radar inimigo.

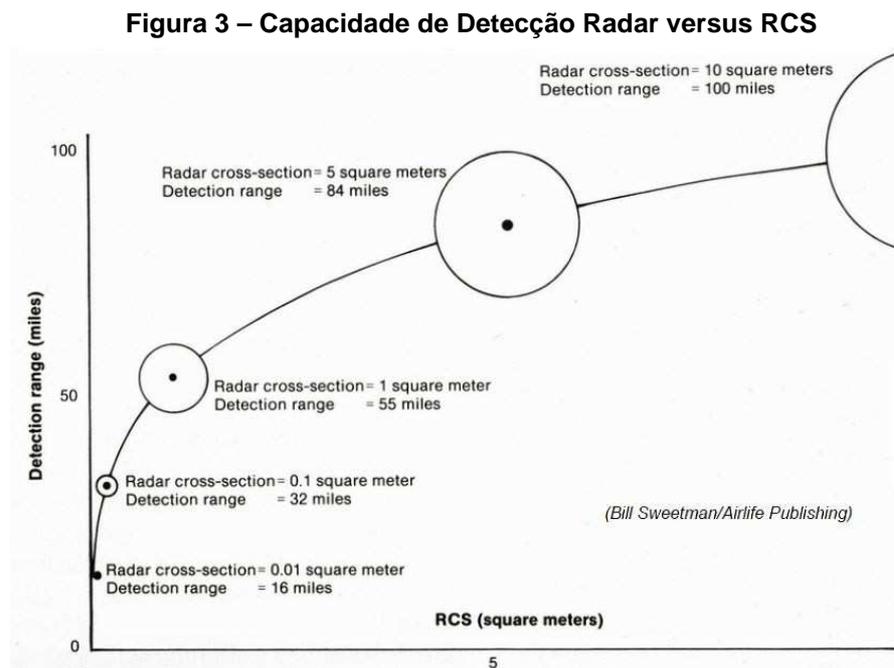
O método mais conhecido de redução da RCS é o emprego de materiais não metálicos na fabricação das aeronaves. A retransmissão das ondas de radar depende das correntes elétricas induzidas por ele na estrutura de uma aeronave. Se um material não condutor como compostos de carbono, fibra de vidro e outros for empregado, pouquíssimas correntes serão produzidas e o eco resultante será mínimo.

Uma vez que as superfícies planas agem como bons refletores de radar, os projetos "*stealth*" tendem a eliminar o leme vertical ou incliná-los, evitando o ângulo de 90 graus, caso contrário a aeronave apresentará significativo RCS à onda eletromagnética irradiada pelo radar.

Para lidar com as reflexões residuais, emprega-se o revestimento de determinadas partes das aeronaves com material absorvente da onda

eletromagnética irradiada pelo radar (RAM – *radar absorbing material*), capaz de absorver uma larga faixa de frequências de radar [8].

A aplicação de todas as técnicas descritas pode reduzir drasticamente a RCS de aeronaves de combate, mesmo as de maior tamanho. Um B-52, por exemplo, tem cerca de 100m^2 de RCS. Já um bombardeiro B-1B, tem RCS de apenas 1m^2 . O F-117A tem entre $0,01$ e $0,001\text{ m}^2$.



Fonte: Adaptado de [7].

A sensibilidade operacional do receptor de radar para detecção do alvo é dada basicamente pelo menor valor do sinal de campo elétrico refletido pelo alvo que é discernível contra o ruído conjuntamente recebido com o sinal pela antena do receptor de radar [9]. Dado que a magnitude do campo elétrico da onda é inversamente proporcional à distância percorrida pela onda, e dado que o RCS mede área de reflexão de potência (energia/tempo), i.e., magnitude ao quadrado do campo elétrico, resulta que o alcance de detecção do radar é proporcional à raiz quadrada do RCS [9] conforme mostra a Figura 3.

Por exemplo, se um radar tem alcance de 100 milhas contra um alvo com RCS de 10m^2 , o mesmo radar terá um alcance de 84 milhas contra um alvo com RCS de 5m^2 .

Uma redução da RCS de $1/1000$ pode aumentar a vantagem tática significativamente, com 82% de redução do alcance do radar inimigo.

4 ANTENAS COM DIELÉTRICOS

4.1 INTRODUÇÃO

Para cada direção de propagação no espaço tridimensional, a onda eletromagnética irradiada por uma antena tem a sua magnitude proporcional ao diagrama de irradiação da antena [1]. Uma antena, por mais complexa que seja, pode ser modelada decompondo-se a mesma em uma infinidade de irradiadores elementares através de técnicas de elementos finitos, como, por exemplo, conforme propõe o clássico Método dos Momentos, que é uma técnica de elementos finitos no domínio frequência [1].

O diagrama de irradiação de uma antena assim modelada é determinado pela magnitude e pela fase da onda eletromagnética irradiada por cada irradiador elementar que a compõe. No campo distante (*far field*) da antena, as inúmeras ondas eletromagnéticas irradiadas pelos irradiadores elementares experimentam interferência mútua, como ocorre em qualquer cenário operacional em que coexistam inúmeras ondas.

Estas interferências mútuas, dependendo da relação de magnitude e fase entre as ondas, podem ser desde completamente destrutivas, anulando o sinal em determinadas direções, até completamente construtivas, maximizando o sinal em outras direções. Este efeito é muitas vezes usado para focalizar a irradiação em uma direção desejada. Esta capacidade de focalizar energia/potência em uma determinada direção é medida pela diretividade da antena. Na prática, uma antena não apresenta perdas ôhmicas nem dielétricas significativas, então quase toda potência entregue pelo gerador à antena é irradiada até a região de campo distante da mesma, e, nesta condição, o ganho de potência da antena pode ser considerado como sendo a própria diretividade [1].

Dielétricos, devido à sua permissividade elétrica ϵ_r , serem maior que a do ar, alteram a constante de propagação da onda eletromagnética que nele se propaga em comparação com a constante de propagação da onda que se propaga no ar. Mediante a adoção de geometrias específicas, os irradiadores elementares que compõe o dielétrico são capazes de re-irradiar uma onda eletromagnética nele incidente do ar de modo a estabelecer interferências mútuas construtivas entre as

ondas re-irradiadas em determinada direção, maximizando a diretividade naquela direção.

Em geral, para aumentar a diretividade, o tamanho da antena tem de ser aumentado. O uso de dielétricos pode reduzir o tamanho final da antena em razão da capacidade de focalização resultante de geometrias específicas para o dielétrico. Assim, a utilização de dielétricos para aplicações de antenas é dividido em duas categorias: dielétricos para antenas de alto ganho e dielétricos para antenas de baixo ganho [10].

Em aplicações de alto ganho os refletores metálicos e lentes dielétricas são usados extensivamente. São passivos e operam principalmente com base na sua geometria. Conseqüentemente, eles são relativamente de baixo custo, confiáveis e de banda larga [10].

Refletores são normalmente feitas de bons condutores e assim, tem menor perda, e por causa da sua elevada resistência mecânica podem ser feitos mais leves. Mas refletores são limitados quanto a sua versatilidade para dirigir angularmente o feixe de ondas eletromagnéticas irradiado pelo alimentador primário. Lentes, por outro lado, por causa da sua transparência, têm maior grau de liberdade quanto a dirigibilidade do feixe. Especificamente, este maior grau de liberdade é consequência de as lentes serem constituídas de duas superfícies refratoras que refratam a onda incidente de acordo com a constante dielétrica (permissividade) ou índice de refração do material dielétrico da lente. Lentes não experimentam redução de abertura efetiva em função da inexistência do bloqueio do alimentador primário necessário à operação de refletores. No entanto, as lentes têm desvantagens como maior volume e elevado peso [10].

Em aplicações para antenas de micro-ondas, lentes têm numerosas e diversas aplicações. Na maioria dos casos, as lentes apresentam um tamanho físico de vários comprimentos de onda. Por esta razão a maioria dos princípios de ótica geométrica é aplicável no projeto de lentes. Projetar a lente como um caminho de feixe óptico torna a solução independente de frequência. Na prática, no entanto, o tamanho da lente em frequências de micro-ondas é finito com respeito ao comprimento de onda, tornando a antena sensível à frequência. Assim, o desempenho da lente também se torna dependente da frequência [10].

Os dielétricos naturais têm índices de refração maiores do que a unidade em frequências de micro-ondas, requerendo superfícies convexas para a colimação. No

entanto, estruturas artificiais que condicionam a propagação da onda, como por exemplo, guias de onda, são equivalentes à dielétricos com índice de refração menor que a unidade, como o plasma, resultando em lentes côncavas. Dielétricos são geralmente dispersivos, resultando na variação do índice de refração com a frequência, resultando em larguras de banda operacionais mais estreitas [10].

Dielétricos são usados para aplicação em pequenas antenas, como em *horns* e em antenas de guia de onda, melhorando a eficiência de radiação e a constância da polarização da onda eletromagnética. Isto é importante em aplicações de telecomunicações, onde o controle de polarização é crucial para o reuso de frequências e minimização de interferências, especialmente em comunicação via satélite e *wireless* em geral [10].

Antenas *horn* e alimentadores primários de refletores são exemplos que incorporam dielétricos para melhorar o desempenho [10].

Dielétricos são também utilizados na miniaturização de antenas, mediante a adoção de materiais de baixa perda e alta permissividade elétrica. Ao carregar aberturas de guias de onda e *horns* com dielétricos, obtém-se excelente simetria no diagrama de irradiação e baixa polarização cruzada, características consideradas essenciais para refletores e lentes [10].

Finalmente, dielétricos planares podem ser usados para a otimização de diretividade, sem a necessidade de conformar o dielétrico na forma de uma lente. É o caso de *radomes* para minimização de lóbulos secundários e para proteção da antena contra intempéries de ambiente [10].

4.2 LENTES

Uma lente é um dispositivo que apresenta transmitância à onda eletromagnética nela incidente a partir de um ponto de origem, focalizando a onda eletromagnética em um ponto de imagem através da refração que ocorre nas interfaces ar-lente e lente-ar.

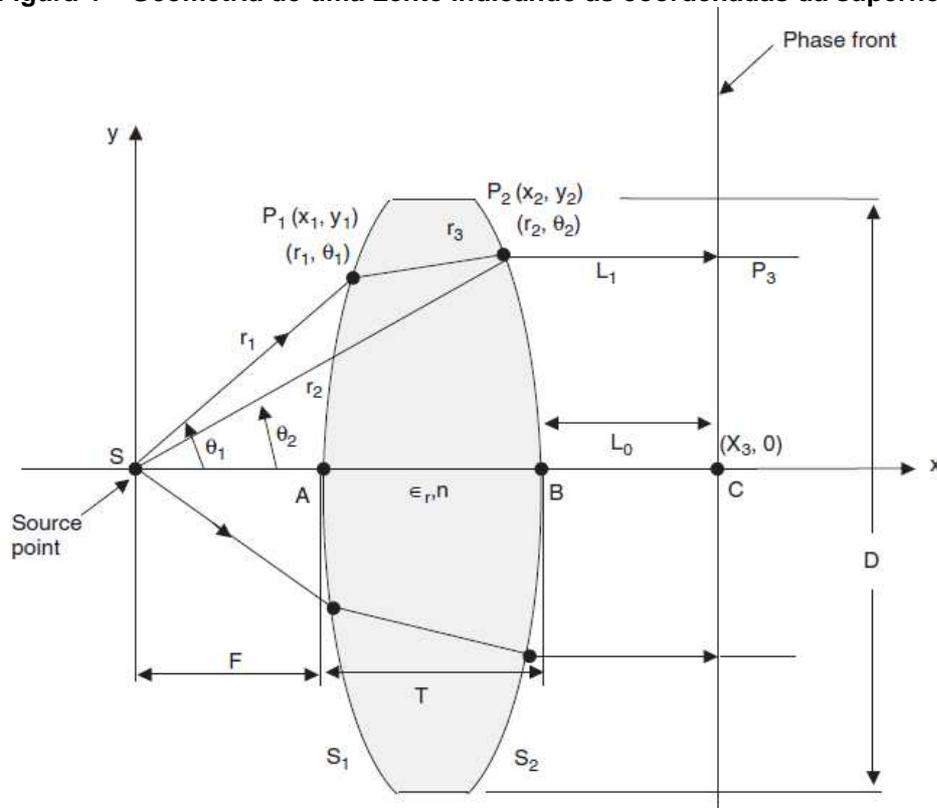
O ponto de origem e o ponto de imagem constituem os dois pontos focais de uma lente. A transmitância da lente, determinada pela refração nas interfaces ar-lente e lente-ar, é tal que as ondas eletromagnéticas provenientes da interface lente-ar incidem no ponto de imagem com mesma fase.

Esta propriedade estabelece uma relação matemática para descrever a operação da lente, e, portanto, o seu projeto.

Por simplificação analítica, assume-se aqui que a lente é rotacionalmente simétrica, e os pontos focais são posicionados sobre o seu eixo. Uma simplificação adicional pode ser feita para aplicações em antenas, em que o ponto de imagem é posicionado no infinito (foco no infinito). Neste caso, a transmitância da lente foca o ponto de origem posicionado em seu eixo a uma distância finita da lente ao ponto imagem, este último posicionado axialmente a uma distância infinita da lente. Nesse caso, as ondas eletromagnéticas que emanam da interface lente-ar se propagam em direção paralela ao eixo da lente e as suas frentes de onda com fase constante são planos normais ao eixo da lente.

Uma vez que a lente é assumida ser rotacionalmente simétrica, para o projeto de lentes é requerido apenas determinar as coordenadas x_1, y_1 , e x_2, y_2 dos pontos P_1 e P_2 que respectivamente definem as curvaturas da superfície frontal S_1 e da superfície traseira S_2 (Figura 4).

Figura 4 – Geometria de uma Lente indicando as coordenadas da superfície



Fonte: Adaptado de [10].

Existem quatro incógnitas para serem determinadas (a distância focal F , a espessura da lente T , a curvatura da superfície S_1 e a curvatura da superfície S_2). Uma vez que a lente é assumida ser rotacionalmente simétrica, para o projeto de lentes é requerido apenas determinar as coordenadas x_1, y_1 , e x_2, y_2 dos pontos P_1 e P_2 que respectivamente definem as curvaturas da superfície frontal S_1 e da superfície traseira S_2 (Figura 4). A igualdade da fase das frentes de onda que incidem no ponto de imagem exige que o comprimento elétrico entre os pontos focais e as frentes de fase seja independente do comprimento do caminho percorrido por cada onda eletromagnética que incide no ponto imagem. Isto define uma equação.

Duas outras equações podem ser obtidas a partir do feixe de ondas nos pontos P_1 e P_2 das respectivas superfícies S_1 e S_2 , com base no Princípio de Fermat da óptica. O Princípio de Fermat ou o princípio do menor tempo é o princípio de que o caminho percorrido entre dois pontos por um raio de luz é o caminho que pode ser percorrido no menor tempo do caminho [11]. O Princípio de Fermat leva à Lei de Snell: quando os senos dos ângulos em relação à normal da interface entre dois meios estão na mesma proporção que as respectivas velocidades de propagação da onda em cada meio, é minimizado o tempo (distância) que a onda leva para se propagar entre dois pontos respectivamente situados nos caminhos de propagação em cada meio.

A Lei de Snell define a refração nos pontos da superfície da lente [11].

Uma relação adicional deve ser gerada a partir das propriedades requeridas da lente, para permitir uma solução única para o projeto da lente.

Para impor a invariância do caminho de propagação, o feixe de ondas central que passa pelos pontos A , B , e C é selecionado como referência e o seu comprimento a partir de S para C é comparado com o do feixe que passa pelos pontos P_1 , P_2 , e P_3 (Uma vez que a lente é assumida ser rotacionalmente simétrica, para o projeto de lentes é requerido apenas determinar as coordenadas x_1, y_1 , e x_2, y_2 dos pontos P_1 e P_2 que respectivamente definem as curvaturas da superfície frontal S_1 e da superfície traseira S_2 (Figura 4).

Isto estabelece a equação (1):

$$\overline{SP_1} + n\overline{P_1P_2} + \overline{P_2P_3} = \overline{SA} + n\overline{AB} + \overline{BC} \quad (1)$$

ou

$$r_1 + nr_3 + L_1 = F + nT + L_o \quad (2)$$

onde, em termos das coordenadas dos pontos P_1 e P_2 , cada comprimento é dado por:

$$r_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2} \quad (3)$$

$$r_3 = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2} \quad (4)$$

$$L_1 = x_3 - x_2 \quad (5)$$

$$L_o = x_3 - (F + T) \quad (6)$$

F e T são respectivamente a distância focal da lente e a espessura axial e são portanto constantes que definem a lente.

Impor o princípio de Fermat aos pontos P_1 e P_2 implica diferenciar o comprimento dos caminhos em (1) em termos das variáveis x_1, y_1 e x_2, y_2 e igualar a zero. Desta maneira, define-se a declividade da curvatura da superfície da lente em cada ponto P_1 e P_2 . Para P_1 obtemos (7):

$$\frac{d}{dx_1} [r_1 + nr_3 + L_1] = \frac{d}{dx_1} [F + nT + L_o] = \frac{d}{dx_1} L_o \quad (7)$$

Simplificando

$$\frac{dy_1}{dx_1} = \frac{x_1 r_3 - (x_2 - x_1) n r_1}{(y_2 - y_1) n r_1 - y_1 r_3} \quad (8)$$

E para P_2 fazendo diferenciação similar em relação à x_2 obtemos (9)

$$\frac{dy_2}{dx_2} = \frac{(x_2 - x_1) n - r_3}{(y_2 - y_1) n} \quad (9)$$

As equações (2),(8) e (9) são as três equações fundamentais para o projeto de lentes. Em não havendo relação adicional à ser obedecida, x_1 pode ser selecionada como variável independente e os valores resultantes para as variáveis dependentes x_2, y_1 e y_2 são obtidos em função de x_1 . Estas soluções definem as curvaturas das superfícies S_1 e S_2 em coordenadas retangulares.

Alternativamente, se requerido, pode-se transformar para coordenadas polares as equações (2),(8) e (9). As coordenadas polares dos pontos P_1 e P_2 neste caso são respectivamente r_1, θ_1 e r_2, θ_2 . Diferenciando-se a equação (2) em termos de θ_1 e θ_2 resulta em (10) e (11):

$$\frac{dr_1}{d\theta_1} = \frac{nr_1 r_2 \sin(\theta_2 - \theta_1)}{r_3 - n [r_2 \cos(\theta_2 - \theta_1) - r_1]} \quad (10)$$

e

$$\frac{dr_2}{d\theta_2} = \frac{nr_1r_2 \sin(\theta_2 - \theta_1) + r_2r_3 \sin(\theta_2)}{r_3 \sin(\theta_2) - n[r_2 - r_1 \cos(\theta_2 - \theta_1)]} \quad (11)$$

Para a diferenciação de (2) em termos de θ_1 e θ_2 e que resultou em (10) e (11), foram usadas as relações entre coordenadas retangulares e polares (12), (13), (14), (15) e (16):

$$x_1 = r_1 \cos \theta_1 \quad (12)$$

$$y_1 = r_1 \sin \theta_1 \quad (13)$$

$$x_2 = r_2 \cos \theta_2 \quad (14)$$

$$y_2 = r_2 \sin \theta_2 \quad (15)$$

$$r_3 = |r_1 - r_2| = \sqrt{r_1^2 + r_2^2 - 2r_1r_2 \cos(\theta_2 - \theta_1)} \quad (16)$$

A solução das equações (10) e (11) definem as curvaturas das superfícies S_1 e S_2 em coordenadas polares, que é uma forma mais compacta e conveniente de definir as curvaturas de S_1 e S_2 , conforme será visto no próximo capítulo.

4.3 EXEMPLOS DE LENTES

O projeto de uma lente é simplificado se a curvatura de uma das superfícies S_1 ou S_2 é predeterminada, o que elimina uma das equações diferenciais. Várias superfícies são possíveis, sendo as mais simples a superfície esférica e a superfície plana com o quadro planar normal ao eixo da lente. A superfície plana é descrita por uma coordenada retangular “x” constante. A superfície esférica é descrita por uma coordenada polar “r” constante. Uma vez que a curvatura de uma das superfícies S_1 ou S_2 seja predeterminada como plana ou como esférica, quatro soluções são possíveis. Apenas duas soluções, no entanto, resultam em seções cônicas simples (hipérbole e elipse).

Seja a segunda superfície S_2 assumida como sendo plana, normal em relação ao eixo da lente, tal que o feixe de ondas que incidem em S_2 a partir do lado direito, com direção de propagação paralela ao eixo da lente X, incida na lente inalterado com as ondas mudando de direção somente após a primeira superfície S_1 (vide Figura 4, mas assumindo S_2 plana). Assim, o feixe que emana de S_1 concentra as ondas no ponto focal S, i.e., apenas a superfície S_1 da lente colima o feixe. Olhando

do lado esquerdo, o feixe de frentes de onda esféricas originadas no ponto focal S incide na lente por S_1 e a direção de propagação deste feixe de ondas torna-se paralela ao eixo da lente. Assim, após deixar a lente em S_2 , as direções de propagação das ondas se mantêm inalteradas uma vez que a direção de propagação é normal à superfície S_2 . Neste caso, para S_2 plana, a solução das equações (10) e (11) resulta em uma superfície S_1 cuja curvatura é uma hipérbole [10].

Se a superfície S_1 é esférica, ela torna-se inativa. Isto ocorre porque os feixes que emanam do ponto focal S e incidem em S_1 são constituídos por frentes de onda esféricas, de mesma curvatura que S_1 (vide Uma vez que a lente é assumida ser rotacionalmente simétrica, para o projeto de lentes é requerido apenas determinar as coordenadas x_1, y_1 , e x_2, y_2 dos pontos P_1 e P_2 que respectivamente definem as curvaturas da superfície frontal S_1 e da superfície traseira S_2 (vide Figura 4, mas assumindo S_1 esférica). Nesta situação, os feixes que incidem em S_1 não são afetados e a colimação ocorre inteiramente pela superfície S_2 . Neste caso, para S_1 esférica a solução das equações (10) e (11) resulta em uma superfície S_2 cuja curvatura é uma elipse [10].

Nos outros dois casos, ambas as superfícies S_1 e S_2 da lente participam da colimação do feixe e, conseqüentemente, são interdependentes e de solução mais complexa, conforme mostrado nas próximas seções.

4.3.1 Lentes com S_2 plana

Neste caso, S_2 é definida por x constante com declividade infinita, resultando em (vide Figura 5):

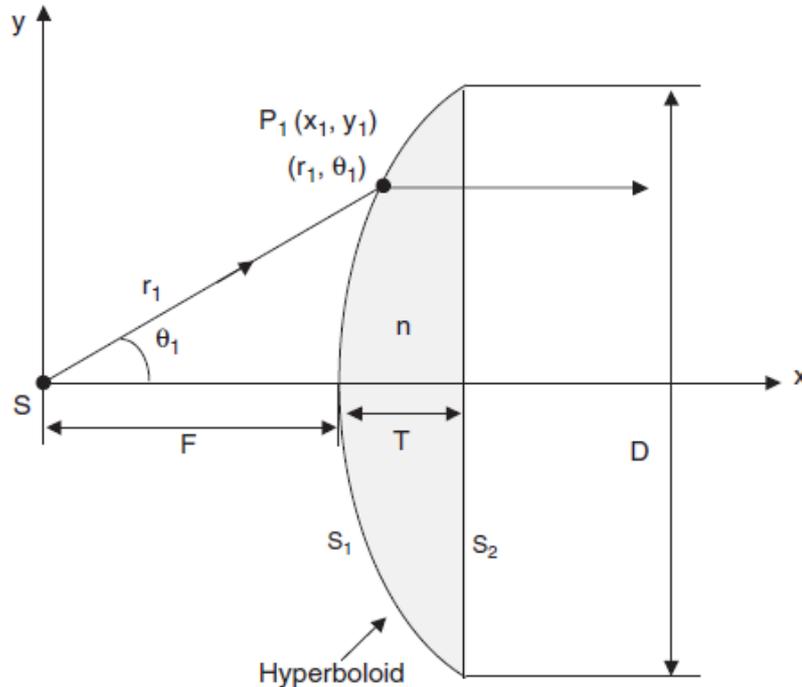
$$x_2 = F + T \quad (17)$$

$$y_2 = y_1 \quad (18)$$

Uma conseqüência das equações (17) e (18) é $L_1=L_0$ na equação (2), resultando de (2) que:

$$r_1 + nr_3 = F + nT \quad (19)$$

Figura 5 – Lente com S2 plana



Fonte: Adaptado de [10].

Usando as equações (3) a (6) obtém-se (19) em função de x_1 e y_1 , podendo ser resolvida diretamente para a curvatura da superfície S_1 :

$$y_1^2 - (n^2 - 1)(x_1 - F)^2 = 2(n - 1)F(x_1 - F) \quad (20)$$

Ou em coordenadas polares:

$$r_1 = \frac{(n - 1)F}{n \cos \theta_1 - 1} \quad (21)$$

Estas equações representam uma hipérbole, respectivamente em coordenadas retangulares e polares, que é a curvatura resultante para a superfície S_1 quando a superfície S_2 é plana.

Sejam dois caminhos de propagação do feixe de ondas que emanam do foco S, um passando pelo eixo da lente e outro passando pelo limite da borda externa da lente fazendo ângulo $\theta_{1\max}$ com o eixo x da lente (vide Figura 5). Estes dois caminhos têm que ter o mesmo comprimento elétrico para que as ondas se interfiram construtivamente quando elas emergem de S_2 . Isto leva à condição

expressa pela igualdade $F + nT = r_1(\theta_{1 \max}) = \sqrt{(D/2)^2 + (F + T)^2}$ (vide Figura 5).

A partir desta igualdade obtém-se a espessura T da lente no eixo x :

$$T = (n + 1)^{-1} \left[\sqrt{\left(\frac{(n + 1)D^2}{4(n - 1)} + F^2 \right)} - F \right] \quad (22)$$

e

$$\theta_{1 \max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) = \arctan\left(\frac{(D/2)}{F + T}\right) \quad (23)$$

A equação (23) mostra que, para um determinado dielétrico, o tamanho da abertura angular da lente é limitado pelo seu índice de refração n . Em outras palavras, existe um limite para se compactar o tamanho das lentes dado que a distância focal F não pode ser reduzida além do limite especificado por (23).

4.3.2 Lentes com S1 plana

Neste caso, ambas superfícies da lente contribuem para a colimação do feixe de ondas. As superfícies podem ser determinadas de maneira semelhante ao caso anterior (seção 4.3.1) impondo as condições $x_1=F$ e declividade infinita para S_1 (vide Figura 6) resultando em [10]:

$$x_1 = F \quad (24)$$

$$x_2 = \frac{\{[(n - 1)T - \sqrt{F^2 + y_1^2}]\sqrt{[(n^2 - 1)y_1^2 + n^2F^2]}n^2F\sqrt{F^2 + y_1^2}\}}{[n^2\sqrt{F^2 + y_1^2}] - \sqrt{(n^2 - 1)y_1^2 + n^2F^2}} \quad (25)$$

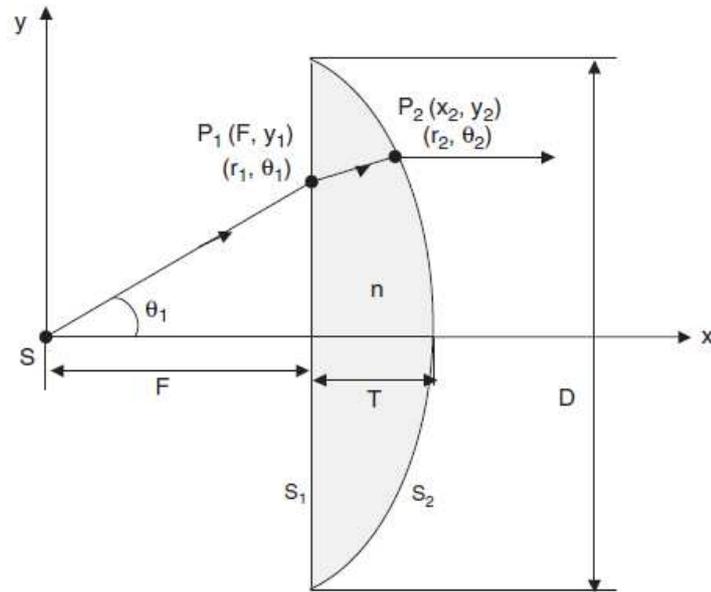
$$y_2 = y_1 \left[1 + \frac{(x_2 - F)}{\sqrt{(n^2 - 1)y_1^2 + n^2F^2}} \right] \quad (26)$$

A espessura T da lente no eixo x é:

$$T = \frac{1}{2}(n + 1)^{-1} \left[\sqrt{(4F^2 + D^2)} - 2F \right] \quad (27)$$

Note que, desde que a colimação é feita por ambas as superfícies, as coordenadas de S_2 são agora dependentes das de S_1 .

Figura 6 – Lentes com S1 plana



Fonte: Adaptado de [10].

4.3.3 Lentes com uma superfície esférica

Se a superfície S_1 é esférica, os feixes que emanam do ponto focal S incidem e atravessam S_1 sem desvios, conforme mostra a Figura 7. Isto ocorre porque estes feixes são constituídos por frentes de onda esféricas, de mesma curvatura que S_1 . A colimação, então, ocorre unicamente pela superfície S_2 , que neste caso resulta em uma elipse (ou superfície hiperbólica) dada por:

$$r_2 = \frac{(n-1)R}{n - \cos \theta_2} \quad (28)$$

onde $R=F+T$ e os demais parâmetros são definidos na Figura 7.

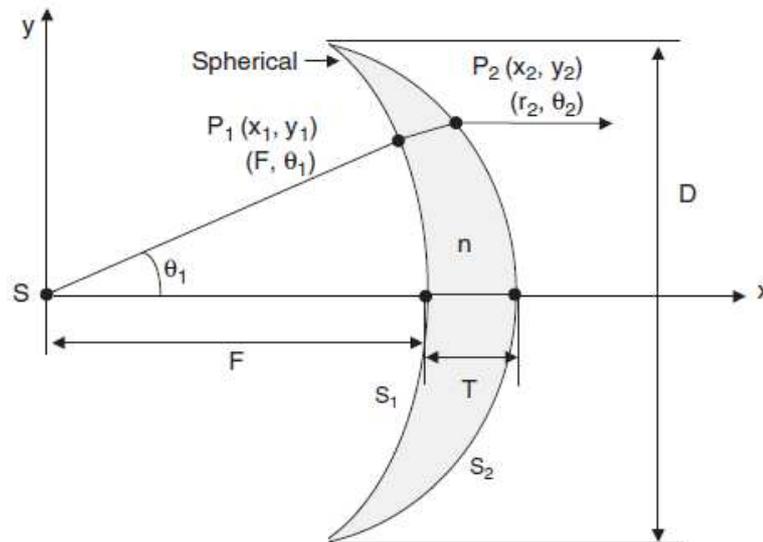
A espessura T da lente no eixo x é:

$$T = \frac{1}{2}(n-1)^{-1} \left[2F - \sqrt{(4F^2 - D^4)} \right] \quad (29)$$

O ângulo do caminho de propagação que passa pelo limite da borda externa da lente fazendo ângulo $\theta_{2 \max}$ com o eixo x da lente é:

$$\theta_{2 \max} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \quad (30)$$

Figura 7 – Lentes com uma superfície esférica



Fonte: Adaptado de [10].

4.4 EFEITOS DALENTE NA DISTRIBUIÇÃO DE AMPLITUDES

As equações de lente (1) a (9) foram baseadas na análise dos caminhos de propagação das ondas que constituem o feixe de ondas. Os comprimentos dos caminhos de propagação determinam as relações de fase entre as ondas. A distribuição espacial de amplitudes das ondas que incidem na superfície da lente, i.e., que incidem na abertura da lente, não foram consideradas nestas equações. No entanto, na prática, a distribuição espacial de amplitudes na abertura da lente influencia a eficiência da abertura da lente, os níveis de lobos secundários, e o grau de polarização cruzada.

Para efeito de clarificar o conceito, a distribuição espacial de amplitudes na abertura da lente também pode ser também referida como a distribuição espacial da intensidade do campo elétrico da onda eletromagnética que incide na superfície da lente.

Uma distribuição uniforme na abertura resulta em diretividade maior, mas implica em lóbulos laterais com níveis mais elevados. Com uma distribuição uniforme na abertura ocorre intenso campo elétrico na descontinuidade de propagação que a borda da lente representa em relação ao ar. Conseqüentemente, ocorre maior difração na descontinuidade da borda, aumentando o nível dos lóbulos laterais.

O nível dos lóbulos laterais pode ser minimizado reduzindo gradativamente a intensidade do campo elétrico de um máximo no centro da lente até um mínimo nas bordas das lentes. Esta técnica é denominada de *tapering* [10].

No entanto, um *tapering* excessivo reduz significativamente a diretividade (=ganho de potência) da lente porque reduz a eficiência da abertura. É portanto útil saber a influência da lente na distribuição de amplitudes do campo elétrico.

Seja $\Psi(\theta)$ a potência por unidade de ângulo sólido da onda eletromagnética irradiada pelo ponto focal S na direção de propagação que faz um ângulo θ com o eixo da lente. Seja $\Psi(\rho)$ a potência por unidade de área, em um ponto situado na abertura da lente, distante $\rho = r \sin \theta$ do eixo da lente, ponto este que se encontra na direção de propagação identificada pelo mesmo ângulo θ que foi usado para determinar $\Psi(\theta)$. A razão $\Psi(\rho)/\Psi(\theta)$ é uma indicação do *tapering*. Por exemplo, uma intensidade uniforme de campo elétrico na abertura da lente faz com que a razão entre a potência por unidade de área $\Psi(\rho)$ e a potência por unidade de ângulo sólido $\Psi(\theta)$ seja a mesma para qualquer ângulo θ - não há *tapering* portanto quando $\Psi(\rho)/\Psi(\theta)$ é constante.

Na análise do *tapering*, para efeito de facilitar a interpretação, é conveniente utilizar a razão de amplitudes do campo elétrico $A(\rho)/A(\theta) = \sqrt{\Psi(\rho)/\Psi(\theta)}$.

Conforme demonstrado em [12], desprezando a reflexão na lente, a conservação da potência irradiada exige que na abertura da lente a seguinte igualdade seja obedecida.

$$\int \Psi(\rho) \rho d\rho = \int \Psi(\theta) \sin \theta d\theta \quad (31)$$

o que estabelece a relação

$$\frac{\Psi(\rho)}{\Psi(\theta)} = \frac{\sin \theta}{\rho} \frac{d\theta}{d\rho} \quad (32)$$

ou

$$\frac{A(\rho)}{A(\theta)} = \sqrt{\frac{\sin \theta}{\rho} \frac{d\theta}{d\rho}} \quad (33)$$

Daí as seguintes relações de amplitude são obtidas em [10,12].

Para o caso da lente hiperbólica da seção 4.3.1, de (33) e (21) com $\rho = r \sin \theta$ obtém-se:

$$\frac{A(\rho)}{A(\theta_1)} = \frac{1}{F} \sqrt{\frac{(n \cos \theta_1 - 1)^3}{(n-1)^2(n - \cos \theta_1)}} \quad (34)$$

Para o caso da lente elíptica da seção 4.3.1, de (33) e (28) com $\rho = r \sin \theta$ obtém-se:

$$\frac{A(\rho)}{A(\theta_1)} = \frac{1}{F} \sqrt{\frac{(n - \cos \theta_1)^3}{(n-1)^2(n \cos \theta_1 - 1)}} \quad (35)$$

Uma inspeção dessas equações mostra que, na Equação (34) a relação de amplitude diminui com θ_1 , isto é, depois de deixar a lente o campo permanece concentrado perto do eixo da lente. A amplitude, na verdade, cai para zero, na direção do ângulo máximo θ_1 . A lente hiperbólica, portanto, aumenta o *tapering* do campo, sendo assim um bom candidato para aplicações que demandem baixos lóbulos laterais. No entanto, sua eficiência de abertura será baixa devido à concentração de potência nas vizinhanças da direção do eixo.

Em contraste, a relação de amplitude da equação (35) aumenta com θ_1 , ou seja, esta lente corrige o *tapering* da fonte que irradia a partir do ponto focal S, melhorando a eficiência da abertura, mas aumentando o nível dos lóbulos secundários. Assim, a lente elíptica é utilizada em aplicações em que a eficiência da abertura é mais crítica do que os níveis de lobos secundários.

Para dielétricos mais comuns o índice de refração é $n=1,6$, (isto é, $\epsilon_r=2,55$). Para estes materiais o limite do ângulo de abertura é $\theta_1 = 51,3^\circ$ (vide equação (23)).

4.5 ABERRAÇÕES

O termo aberração, que se originou em óptica, refere-se a imperfeição da lente na reprodução da imagem original. Em teoria das antenas, o desempenho é medido em termos das distribuições de amplitude e fase do campo elétrico na abertura. A distribuição de fase, no entanto, é o parâmetro mais crítico e influencia significativamente o campo elétrico resultante na região de *farfield* da antena. A distribuição de fase é, portanto, utilizada na avaliação do desempenho de antenas de abertura como lentes e refletores. A princípio, com uma lente perfeita e uma fonte pontual em seu foco não há erro de fase. No entanto, existem tolerâncias de fabricação, e desalinhamentos podem ocorrer o que irá contribuir para as aberrações. Mesmo sem tais imperfeições, lentes podem sofrer de aberrações. Os

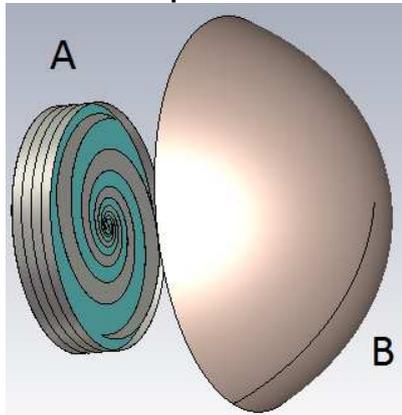
alimentadores primários mais comuns para lentes são antenas corneta (*horn*) e *arrays* de poucos elementos, como yagis e hélices, que têm tamanhos finitos e portanto aberturas com distribuições não homogêneas. Isto significa que parte da iluminação da lente está fora do ponto focal, e os feixes emanando a partir deles não satisfazem as relações ópticas. Assim, sobre a abertura da lente, a distribuição de fases não é uniforme.

5 SUBSTITUINDO GUIAS DE ONDA

Antenas para aplicações em micro-ondas, com polarização circular e alto ganho são tradicionalmente soluções em guias de onda, complexas e caras, como antenas cornetas ou parabólicas, acrescentadas das guias de onda para acoplamento e geração de polarização circular [13]. O arranjo com lente dielétrica proposto na Figura 8 para substituição das soluções em guias de onda permite alimentação direta por cabo coaxial do elemento irradiador (antena espiral logarítmica) sem necessidade de cavidades/ guias de onda. A Figura 8 apresenta o arranjo composto pela antena espiral logarítmica (ver Apêndice A) montada em cavidade (elemento A) e a lente dielétrica (elemento B).

O projeto da antena espiral logarítmica (Apêndice A) foi efetuado originalmente através da ferramenta de software *Antenna Magus* [14] e otimizado através de simulação numérica utilizando o simulador *CST Microwave Studio Suite 2015* [15].

Figura 8 – Antena espiral LOG e lente dielétrica



Fonte: o autor (2016).

A abertura (diâmetro) da lente e sua posição longitudinal em relação à espiral (foco) foram otimizados para se obter o menor volume para um ganho médio de 20dBi @ 10GHz, que é o ganho médio típico de antenas cornetas.

Foi utilizado material tradicional para a lente, composto de resina e PTFE (Teflon®), com constante dielétrica relativa $\epsilon_r = 2.55$ e tangente de perdas dielétricas $\tan \delta = 0.0014$ @ 10GHz. Evitou-se utilizar valores elevados de ϵ_r não só para efeito de minimizar a reflexão na lente em consequência da descontinuidade abrupta da constante de propagação que seria estabelecida na interface ar-lente, bem como

também para efeito de minimizar as perdas na lente em consequência do fato de que materiais com maior ϵ_r apresentam uma maior $\tan \delta$.

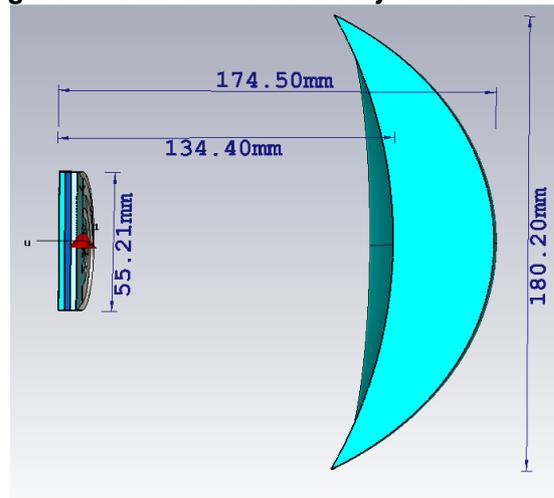
Neste trabalho adotou-se lentes no formato esférico/elíptico (primeira superfície esférica e a segunda superfície elíptica) (Figura 7) por apresentar melhor eficiência de abertura quando comparado com superfícies hiperbólicas (que apresentam menor reflexão), conforme discutido na Seção 4.4.

Quando a primeira superfície é esférica, todas as ondas esféricas passam por ela sem serem afetadas. A segunda superfície colima o feixe. A segunda superfície tem sua geometria definida por (28).

A Figura 9 mostra as dimensões finais obtidas para o arranjo.

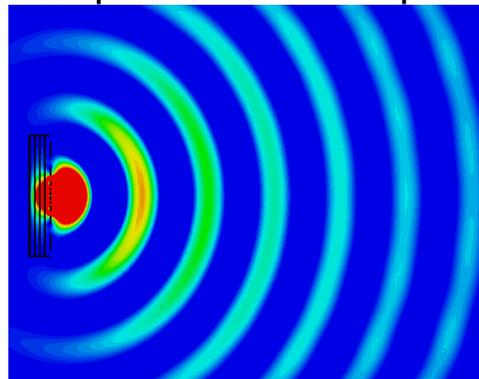
As Figura 10 e Figura 11 mostram a diferença entre a onda eletromagnética não colimada e colimada pela lente, respectivamente.

Figura 9 – Dimensões do arranjo final otimizado



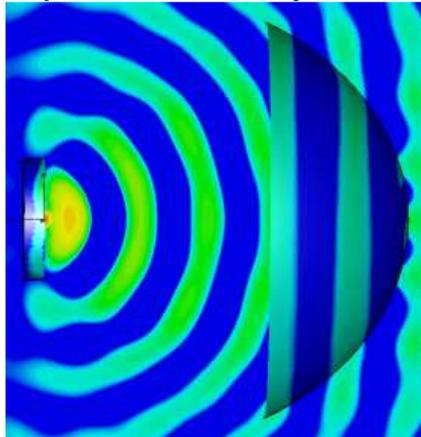
Fonte: o autor (2016).

Figura 10 – Campo elétrico da antena espiral logarítmica



Fonte: o autor (2016).

Figura 11 – Campo elétrico do arranjo antena espiral + lente



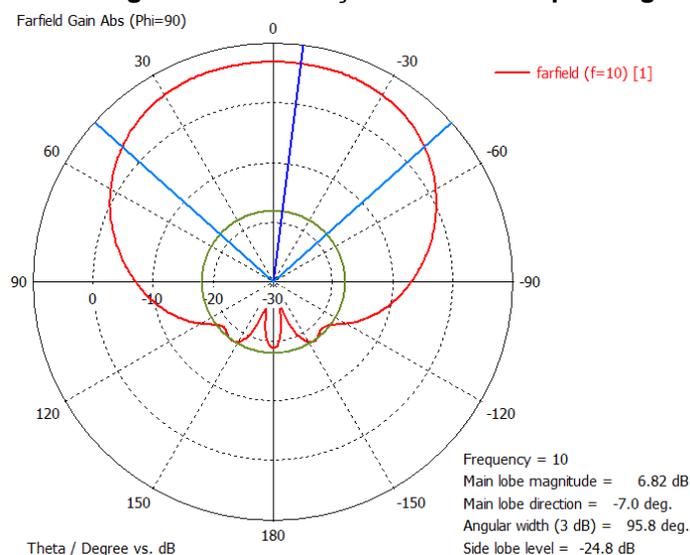
Fonte: o autor (2016).

5.1 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

Os diagramas de irradiação, níveis de ganho de diretividade e os níveis de atenuação dos lóbulos laterais foram obtidos por simulação numérica em estação Intel I7 núcleo quadruplo, utilizando o simulador CST Microwave Studio Suite 2015, solver no domínio tempo. Inicialmente fazendo uso da varredura de múltiplos parâmetros da ferramenta (*parameter sweep*) e fazendo a otimização final através do algoritmo *particle swarm* do CST.

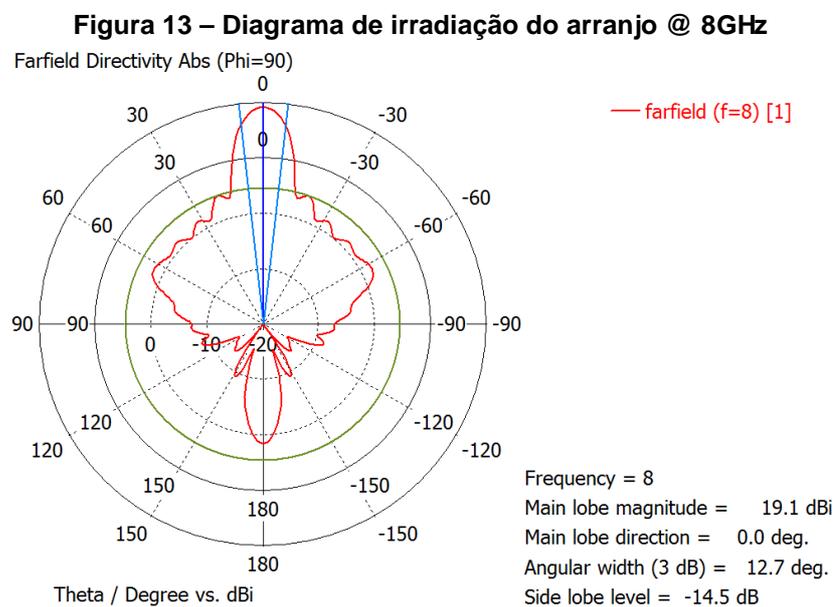
A Figura 12 mostra o diagrama de irradiação apenas da antena espiral logarítmica (sem a lente). Observa-se um ganho de 6.82 dB e lóbulo lateral máximo de -24.8 dB.

Figura 12 – Diagrama de irradiação da antena espiral logarítmica

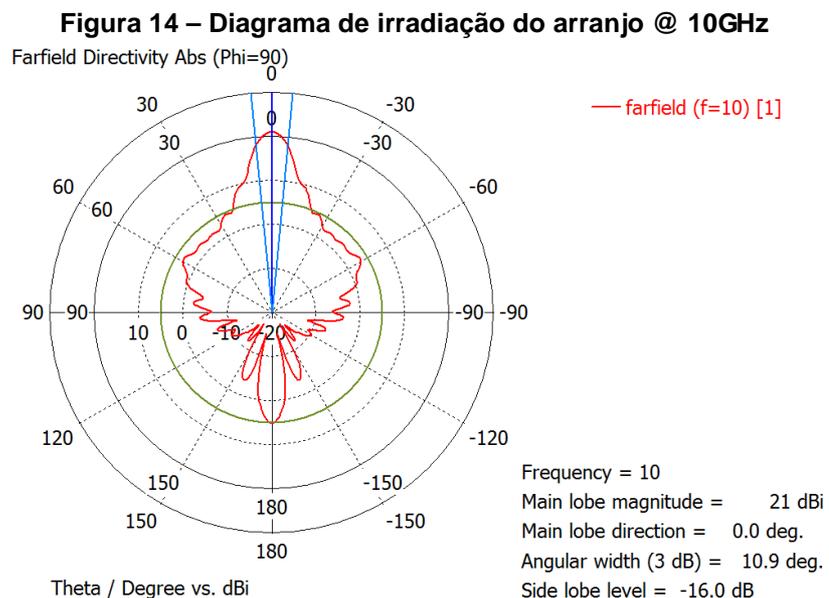


Fonte: o autor (2016).

O acréscimo da lente dielétrica levou a um ganho de diretividade de 21 dBi @ 10 GHz e a lóbulo lateral máximo de -16 dB (Figura 14), representando uma melhora em torno de +14 dB para diretividade e uma perda de performance de nível de lóbulo lateral de quase 9 dB, devido a reflexão causada pela lente. A Figura 16 mostra a amplitude de campo elétrico resultante, notando-se a presença de um expressivo padrão de ondas estacionárias entre a antena espiral e a lente dielétrica resultante da reflexão na lente.

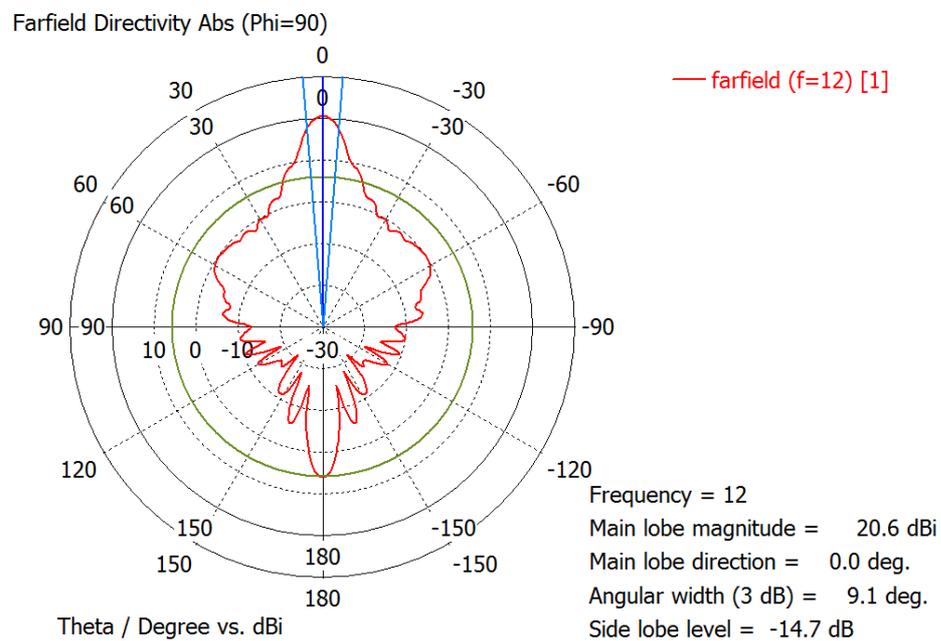


Fonte: o autor (2016).



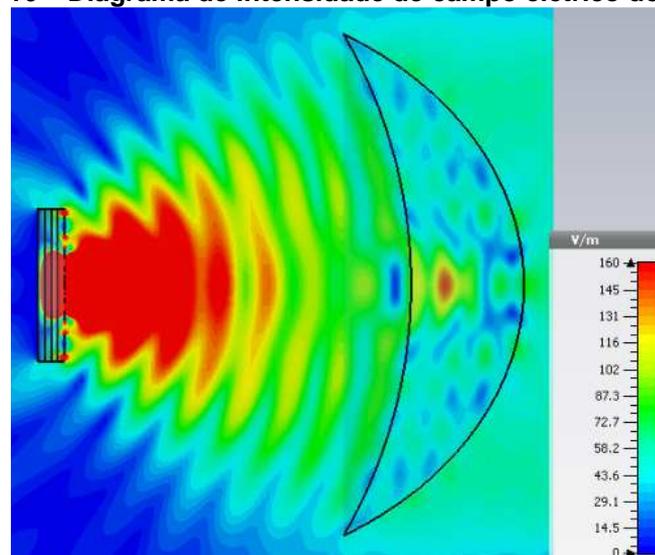
Fonte: o autor (2016).

Figura 15 – Diagrama de irradiação do arranjo @ 12GHz



Fonte: o autor (2016).

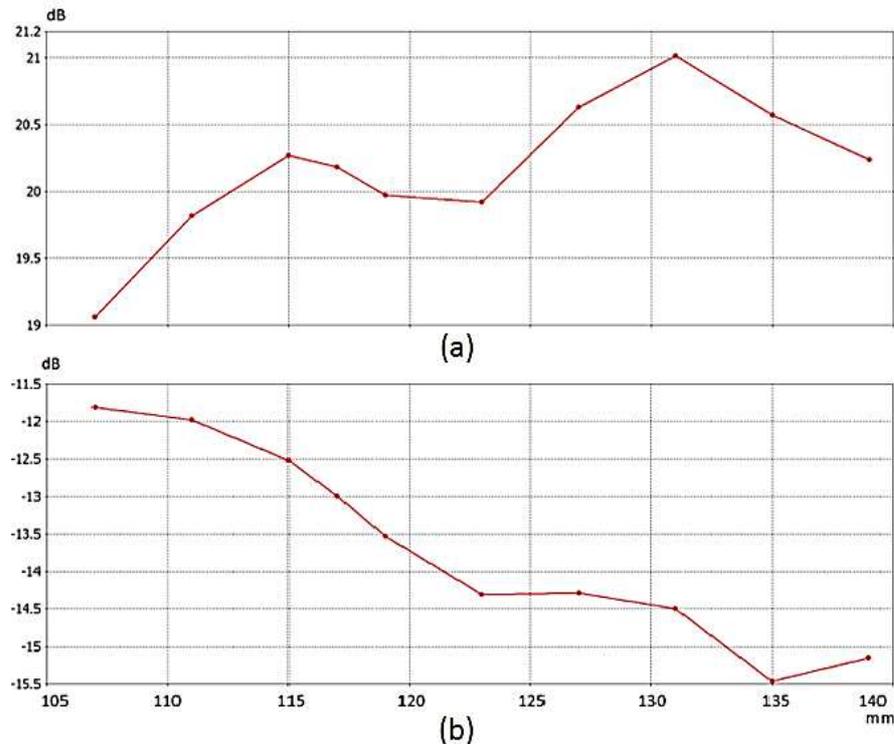
Figura 16 – Diagrama de intensidade de campo elétrico do arranjo



Fonte: o autor (2016).

Durante as simulações foi observado que o nível de lóbulo lateral diminui a medida que aumenta a distância entre a lente da antena (Figura 17), porém isto implica em um maior diâmetro da lente e também implica em perda de ganho ao não ser obedecido a distância focal da antena espiral.

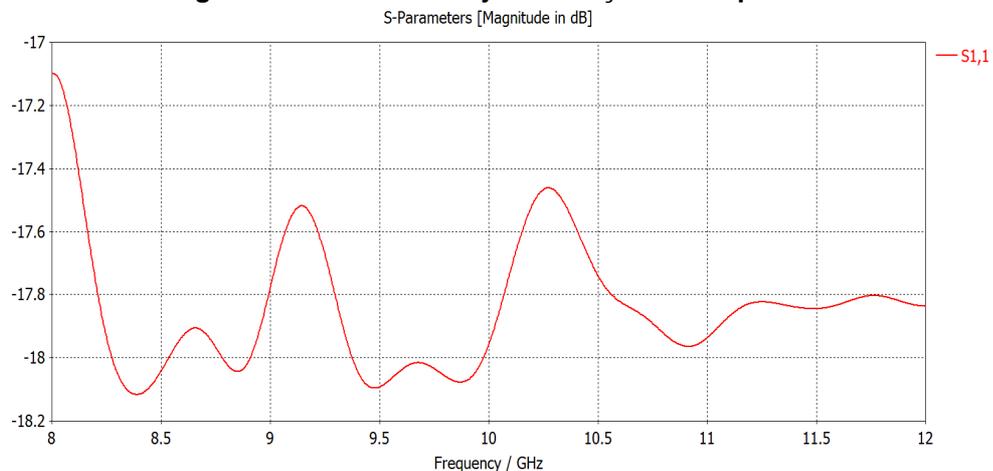
Figura 17 – Ganho (a) e atenuação lóbulo lateral (b) versus posição da lente (foco)



Fonte: o autor (2016).

O parâmetro S11 [16] do arranjo em função da frequência é mostrado na Figura 18 para a faixa operacional de 8GHz a 12GHz. Observe que S11 varia de -18.1dB a -17.1dB, correspondendo a uma relação de ondas estacionárias (ROE) variando entre 1.284 a 1.325. Note que este é um resultado melhor do que o valor ROE=1.5, considerado aceitável para operação de antenas, sendo ROE=2.0 o valor máximo em geral recomendado.

Figura 18 – S11 do arranjo em função da frequência



Fonte: o autor (2016).

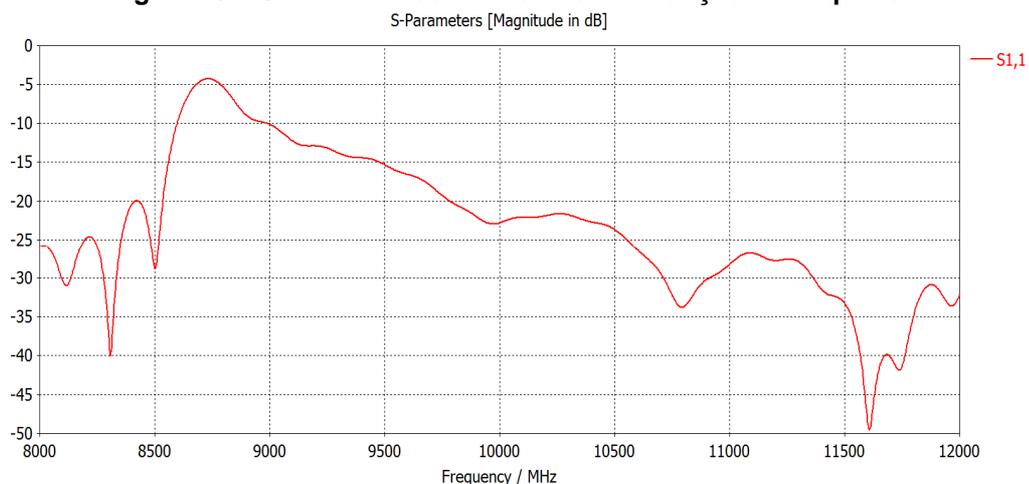
5.2 COMPARANDO OS RESULTADOS

Para comparação foi usado o projeto de uma corneta cônica de tamanho otimizado para ganho médio 20dBi @ 10GHz [17]. Tendo diâmetro de 133m e comprimento de 185mm, na prática será ainda maior se considerarmos o adaptador cabo coaxial guia de onda, polarizador em guia de onda e conexões de guia de onda. Ao final os volumes dimensionais serão semelhantes, tendo o arranjo uma altura menor.

O custo estimado do arranjo proposto é menor considerando o uso de materiais de baixo custo para fixação e posicionamento da lente (como espuma de coeficiente dielétrico baixo). Componentes em guias de onda são caros, a antena corneta cônica proposta (com polarizador cônica) e suas conexões, alcançam valores de mercado acima de U\$1000,00, enquanto é estimado um valor menor que U\$200,00 para o arranjo proposto.

Um ponto importante do arranjo proposto é a banda larga de operação. Observando-se o parâmetro S11 do arranjo (Figura 18) e seus diagramas de irradiação (Figuras 13 a 15), vemos que a antena pode operar satisfatoriamente ao longo da banda X (8-12GHz). No entanto, observando o parâmetro S11 da antena corneta cônica (Figura 19), observa-se que S11 é maior que -10dB entre 8.6GHz e 9GHz resultando uma ROE maior que 1.5 nesta faixa.

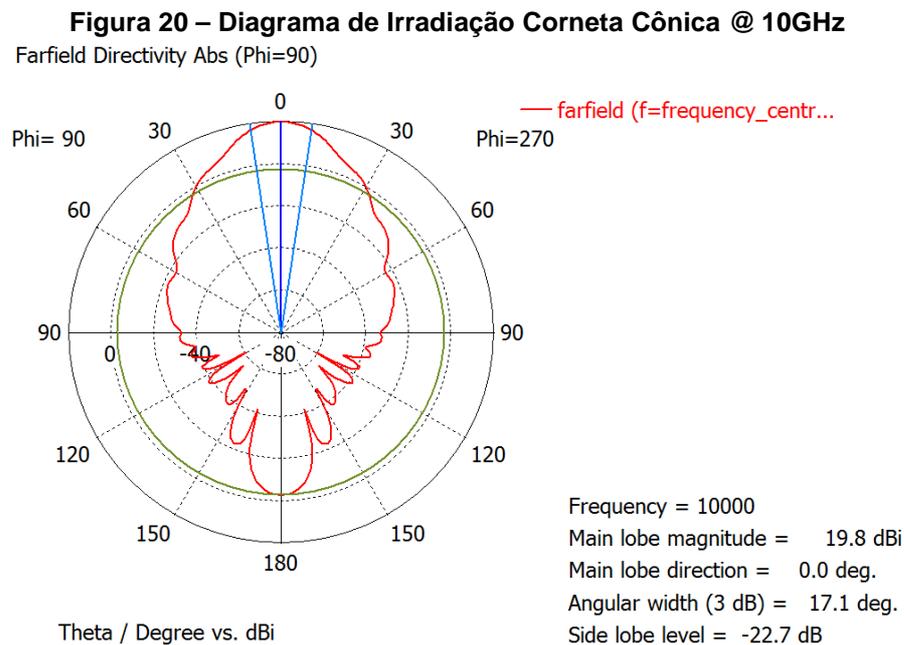
Figura 19 – S11 Antena corneta cônica em função da frequência



Fonte: o autor (2016).

São esperadas perdas maiores no arranjo antena espiral + mais lente quando comparado à corneta cônica. O arranjo antena espiral + mais lente apresentou eficiência de radiação maior que - 1.8 dB para a banda X, o conjunto corneta cônica (adaptadores e polarizador) em geral apresentam perdas inferiores.

Outra desvantagem do arranjo antena espiral + mais lente é o seu nível de lóbulo lateral mais elevado quando comparado à corneta cônica (Figura 20), quase 7 dB maior.



Fonte: o autor (2016).

A Tabela 1 mostra uma visão final das vantagens e desvantagens entre o arranjo proposto e a corneta cônica.

Tabela 1 – Comparativo de desempenho entre arranjo proposto e corneta cônica

Característica	Arranjo Proposto	Corneta Cônica
Custo	<	>
Volume	≈	≈
Banda	>	<
Perdas	>	<
Lóbulo Lateral	>	<
Seção Reta Radar	<	>

Fonte: o autor (2016).

5.3 CONCLUSÕES SOBRE O ARRANJO ANTENA ESPIRAIS LOGARÍTMICA COM LENTE DIELÉTRICA

O arranjo antena espiral + mais lente apresenta duas principais características positivas, o menor custo e a maior banda de operação.

Um dos pontos fracos do arranjo antena espiral + mais lente é o baixo nível de atenuação dos lóbulos laterais, tal característica é causada pela reflexão da onda na lente. Este efeito pode ser minimizado pelo uso de camadas na lente que comecem com constante dielétrica baixa (próximo a um) e aumentando gradualmente, fazendo assim um “casamento de impedância” da onda propagada no ar com a onda difratada pela lente, no entanto este artifício irá causar aumento considerável no custo final do arranjo devido a complexidade do processo requerido.

No próximo capítulo iremos examinar uma nova proposta, baseada em plasma que visa melhorar as características dadas pelas lentes dielétricas.

6 A LTP

Este capítulo propõe a LTP (Lente Toroidal de Plasma) como uma alternativa ao uso de lentes dielétricas em antenas diretivas para micro-ondas. A LTP consiste em um *array* composto de um elemento passivo toroidal de plasma sendo o elemento ativo uma antena espiral, conforme mostra a Figura 21. O grau de ionização e a pressão do gás ionizado são ajustados de forma a controlar o índice de refração η e a constante de propagação k da onda que se propaga no plasma, controlando assim a fase e a direção do espalhamento (*scattering*) das ondas re-irradiadas pelo plasma, tal que as frentes de onda re-irradiadas interfiram-se mutuamente de forma construtiva na direção de propagação correspondente ao *boresight* do *array*. Consegue-se com isto maximizar a diretividade do diagrama de irradiação da LTP.

Sistemas de Guerra Eletrônica normalmente adotam antenas metálicas e/ou materiais com constante dielétrica alta, o que, em consequência da descontinuidade abrupta da constante de propagação na interface dielétrico-ar, reflete a onda incidente e permite que sejam detectados como alvos por sistemas de radares [2]. Uma solução alternativa que reduz significativamente a reflexão da onda eletromagnética, consequentemente minimizando a probabilidade do alvo (sistema) ser detectado, é a substituição das antenas metálicas ou de alta constante dielétrica por lentes eletromagnéticas baseadas no estado plasma [5]. Conforme será visto na seção 2.3.3, a LTP apresenta uma significativa redução do RCS (*radar cross section*) monoestático [2] em comparação ao RCS monoestático de uma lente dielétrica.

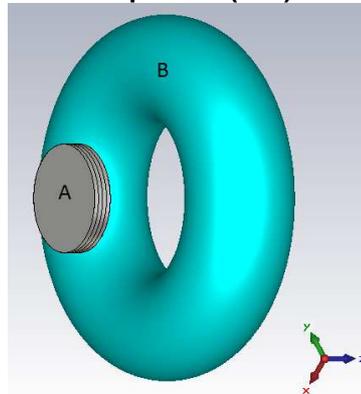
O estado plasma é particularmente interessante por apresentar uma constante dielétrica ϵ_r menor que a unidade para frequências acima da frequência ω_p de ressonância do plasma. A constante dielétrica da propagação do meio, i.e., a permissividade elétrica do meio, afeta inversamente a velocidade de fase da onda de acordo com o fator $1/\sqrt{\epsilon_r}$. Portanto, uma vez que o plasma apresenta $\epsilon_r < 1$, a onda eletromagnética apresenta uma maior velocidade de fase quando se propaga no meio plasma. Este efeito não é observado nos dielétricos naturais, que apresentam $\epsilon_r > 1$, resultando em redução na velocidade de fase. A maior velocidade de fase da onda eletromagnética quando a mesma se propaga no plasma faz do plasma um meio substituto aos dielétricos usuais adotados em lentes.

Neste contexto, o presente trabalho apresenta um *array* com polarização circular com elementos baseados em LTP, como uma solução alternativa às antenas usadas em aplicações de Guerra Eletrônica. O propósito é reduzir o *profile* da antena [1] quando comparada a soluções baseadas em guias de onda, como antena corneta. A redução do *profile* da antena minimiza a probabilidade de detecção da mesma como alvo de sistemas de radar.

A arquitetura proposta foi modelada, simulada e otimizada usando o software CST Microwave Studio Suite 2015 [15]. Comparou-se o desempenho da LTP com o desempenho de uma corneta cônica e com o desempenho de uma lente dielétrica esférica/elíptica. Foi observado, conforme será discutido adiante, que a LTP alcança ganho equivalente com dimensões físicas menores no eixo do *array*.

Nesta proposta adotou-se a forma tubular toroidal para os elementos de plasma do arranjo pelo fato de a mesma apresentar simplicidade e baixo custo de fabricação em relação a outras formas que apresentariam complexidade de fabricação industrial.

Figura 21 – LTP com elemento plasma (“B”) e elemento irradiador (“A”)



Fonte: o autor (2016).

Ao substituir a lente de dielétrico sólido pelo elemento toroidal de plasma (“B” mostrado na Figura 21), reduz-se significativamente a reflexão da onda eletromagnética. Minimiza-se assim a visibilidade do arranjo à detecção por radar [3,4], característica de operação crucial em um teatro de operações militares. Ainda, dependendo dos parâmetros de projeto, é possível obter volume, complexidade de manufatura e perdas nos dielétricos menores que nas lentes baseadas em dielétrico sólido.

6.1 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

6.1.1 O plasma

No âmbito deste trabalho, o plasma é gerado através da ionização de um particular gás confinado em um tubo de vidro de formato toroidal. Os gases tipicamente utilizados são gases nobres como o hélio (He), néon (Ne), argônio (Ar) e cripton (Kr). Cada gás apresenta uma particular energia de ionização para que os átomos do gás sejam excitados e o estado de plasma seja atingido. A energia de ionização depende também do uso de eventuais aceleradores do disparo do processo de ionização, como o vapor de mercúrio. Neste trabalho adotou-se o gás argônio.

Este trabalho adota o modelo Drude para o plasma, modelo baseado na Teoria Cinética dos Gases, e que considera como fatores que afetam a ionização, o tipo e a pressão do gás ionizado [18].

Resumidamente, a Teoria Cinética dos Gases trata as moléculas do gás como esferas sólidas neutras movendo-se em linha reta até uma colisão com outra molécula. Nenhuma força age sobre eles durante o tempo de trânsito entre colisões. O tempo médio de trânsito de uma molécula antes de sofrer colisão é chamado de tempo de relaxamento ou tempo médio livre. As colisões randomizam completamente os valores e direção das velocidades, de modo que toda a memória anterior do processo de movimentação das moléculas é apagada. A única certeza é que uma molécula emerge após a colisão com uma velocidade que é função da temperatura da região onde a colisão ocorreu.

No caso de um gás eletrônico, como o que ocorre em plasmas originados em gases ionizados, a mobilidade dos núcleos dos átomos é muito menor que a dos elétrons. Cada núcleo constitui um íon positivo com os elétrons próximos ao núcleo permanecendo fortemente ligado ao núcleo. Os elétrons de valência, no entanto, são fracamente ligados ao núcleo dos átomos, e particularmente em um meio de boa condutibilidade elétrica, estes elétrons podem mover-se livremente ao longo de todo o meio. Nesta situação de livre movimentação os elétrons constituem os denominados elétrons de condução, aos quais nos referiremos doravante simplesmente como elétrons [19].

Note que, no caso do plasma, ao contrário de moléculas de gás, os elétrons possuem carga elétrica e se movem em um meio que contempla outras entidades com carga elétrica. Em um bom condutor elétrico a densidade volumétrica pode atingir valores tão altos quanto 10^{28} elétrons/cm³. Esta condição permitiu Drude aproximar o comportamento do gás eletrônico em um plasma como o comportamento de um gás clássico neutro, mas altamente rarefeito.

A aplicação da Teoria Cinética dos Gases ao plasma assume:

- a) entre colisões e na ausência de qualquer campo eletromagnético, os elétrons se movem em linha reta. Isto significa que o efeito da interação elétron-elétron é ignorado (aproximadamente válido) e que o efeito da interação elétron-íon também é ignorado (o que, a rigor, é inválido);
- b) a média de tempo livre entre colisões é τ , e, portanto, a probabilidade de colisão por unidade de tempo é proporcional a $1/\tau$. A probabilidade de ocorrer uma colisão em um intervalo de tempo dt é proporcional a dt/τ , onde assume-se que τ é independente da posição do elétron ou velocidade (suposição válida);
- c) os elétrons atingem o equilíbrio térmico por colisões com a estrutura do meio. A dinâmica do processo é tal que, após uma colisão, um elétron emerge da mesma com uma direção aleatória e com uma velocidade que é função direta da temperatura da região onde a colisão aconteceu.

Este conjunto de premissas torna válido o modelamento deste processo através das equações de Maxwell, conforme segue.

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (36)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (37)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (38)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (39)$$

onde $\mathbf{E} = E_x(x, y, z, t)\hat{i} + E_y(x, y, z, t)\hat{j} + E_z(x, y, z, t)\hat{k}$ [V/m] é o vetor campo elétrico, $\mathbf{H} = H_x(x, y, z, t)\hat{i} + H_y(x, y, z, t)\hat{j} + H_z(x, y, z, t)\hat{k}$ [A/m] é o vetor campo magnético, μ [H/m] é a permeabilidade magnética do plasma, ϵ [F/m] é a permissividade elétrica do plasma σ [mho/m] é a condutividade elétrica do plasma.

Aplicando o operador rotacional em (38) e usando (39) temos:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma \mathbf{E} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \quad (40)$$

Assumindo que o plasma propague uma onda eletromagnética em regime permanente senoidal de frequência $\omega = 2\pi f$ e assumindo que o campo elétrico \mathbf{E} varie apenas com a coordenada x e com o tempo t – o que caracteriza a propagação de uma onda plana ao longo da direção x – uma possível solução de (40) é:

$$\mathbf{E}(t) = E(x) e^{-i\omega t}, \text{ sendo } i = \sqrt{-1} \quad (41)$$

pelo que a equação diferencial (40) simplifica-se para a equação fasorial:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 + \frac{i\sigma}{\omega\epsilon} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (42)$$

Que é algebricamente equivalente a:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (43)$$

sendo k a constante de propagação da onda eletromagnética $\mathbf{E}(x) = \mathbf{E}_0 e^{ikx}$ que se propaga no plasma ao longo do eixo x dada por:

$$k = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\omega)} \quad (44)$$

e sendo $\epsilon(\omega)$ a constante dielétrica complexa do plasma dada por :

$$\epsilon(\omega) = \left(1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\epsilon} \right) \quad (45)$$

onde $\sigma(\omega)$ é a condutividade em regime senoidal do plasma [5] dada por:

$$\sigma(\omega) = \left(\frac{\sigma}{1 - i\omega\tau} \right) \quad (46)$$

Devido aos tempos de relaxação envolvidos no processo de colisões, é razoável assumir que o tempo livre entre colisões τ em um plasma é muito maior que o período $T = 2\pi/\omega = 1/f$ da onda eletromagnética que nele se propaga [6], de modo que é válido assumir $\omega\tau \gg 1$ em (11). Neste contexto, de (45) e (46) temos que:

$$\epsilon(\omega) = \left(1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\omega\epsilon} \right) = \left(1 + \frac{i}{\omega\epsilon} \left(\frac{\sigma}{1 - i\omega\tau} \right) \right) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (47)$$

sendo ω_p a denominada “frequência do plasma” [5,18] dada por:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{m \varepsilon}} \quad (48)$$

onde n é a densidade volumétrica de elétrons no plasma, e é a carga elétrica do elétron e m é a massa do elétron.

Existem três casos de interesse especial:

- (I) $\omega > \omega_p$: $\varepsilon(\omega)$ resulta real e positivo de (47) e k resulta real de (44). Dado que $E(x) = E_0 e^{ikx}$, isto significa que a onda se propaga através do plasma sem sofrer atenuação com a distância x , variando a sua fase com uma velocidade de fase $v_p = \omega/k$ e com um comprimento de onda $\lambda = 2\pi/k$ – ou seja, o plasma é transparente para a onda eletromagnética de frequência $\omega > \omega_p$;
- (II) $\omega < \omega_p$: $\varepsilon(\omega)$ resulta real e negativo de (47) e k resulta imaginário de (44). Portanto o plasma não-propaga a onda eletromagnética visto que a mesma sofre atenuação com a distância x de acordo com $E(x) = E_0 e^{-\alpha x}$, $\alpha = \text{Re}\{k\}$;
- (III) $\omega = \omega_p$: este valor de ω é chamado de frequência crítica ω_c , a qual define a divisão entre propagação e atenuação da onda eletromagnética.

Note que variando o grau de ionização de um gás ou a pressão do gás ionizado, varia-se a densidade volumétrica de elétrons n do plasma em (48), variando a permissividade $\varepsilon(\omega)$ em (47), a constante de propagação k em (44) [5,18].

Desta maneira, controlando o grau de ionização do gás e a pressão do gás ionizado, a LTP controla a constante de propagação k , portanto controlando a fase da onda no plasma. Como também controla o índice de refração η , portanto controlando a direção da onda refratada pelo respectivo elemento de plasma da LTP. O controle conjunto de k e η possibilita que, idealmente, as ondas refratadas se interfiram construtivamente em uma determinada direção de interesse (*boresight*) e se interfiram destrutivamente nas demais direções. Esta condição operacional resulta na maximização da diretividade da LTP na direção de seu *boresight*, condição que é equivalente a do efeito focalizador de uma lente.

6.1.2 Geração de plasma (ionização)

Em geral, a geração de plasma num recipiente de gás pode ser dividida em duas categorias; tubos de descarga utilizando eletrodos (onde o gás é excitado por fonte de alimentação externa) e sem eletrodos (por acoplamento capacitivo, indutivo, exposição a micro-ondas e excitação laser). No entanto, o processo de ionização permanece a mesmo independentemente de como o gás está sendo excitado.

6.1.3 Parâmetros do plasma

Devemos considerar que as propriedades do plasma são dependentes de algumas características usadas. Em geral os seguintes parâmetros são ajustados de acordo com a finalidade da aplicação:

- potência de excitação (grau de ionização);
- pressão do gás;
- tipo do gás e combinação de gases.

Estas três quantidades se apropriadamente alteradas possibilitam o controle dos seguintes parâmetros do plasma:

- frequência do plasma;
- condutividade;
- constante dielétrica (permissividade).

Normalmente o gás é confinado em um recipiente selado que contém o plasma, logo os parâmetros de pressão e tipo de gás são fixados em sua selagem, sobrando o grau de ionização como parâmetro passível de controle.

6.1.4 Potência de excitação

Uma indicação do grau de excitação do gás necessário ao estabelecimento do plasma pode ser obtida da densidade de corrente J_0 para que o gás atinja o

estado de plasma. J_0 é uma função da densidade de íons, massa do íon e energia do elétron. A densidade de íons é igual a densidade de elétrons, e pode ser obtida a partir da equação (48):

$$n = \omega_p^2 \frac{m\varepsilon}{e^2} \quad (49)$$

A densidade de corrente J_0 é determinada a partir de (49):

$$J_0 = en\mu_B = \omega_p^2 \frac{m\varepsilon}{e} \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (50)$$

sendo μ_B a velocidade iônica e kT_e representa a energia do elétron.

O gás adotado na LTP é o Argônio, dados então:

$$1\text{eV} = 1,60217653 \times 10^{-19} \text{ Joule}$$

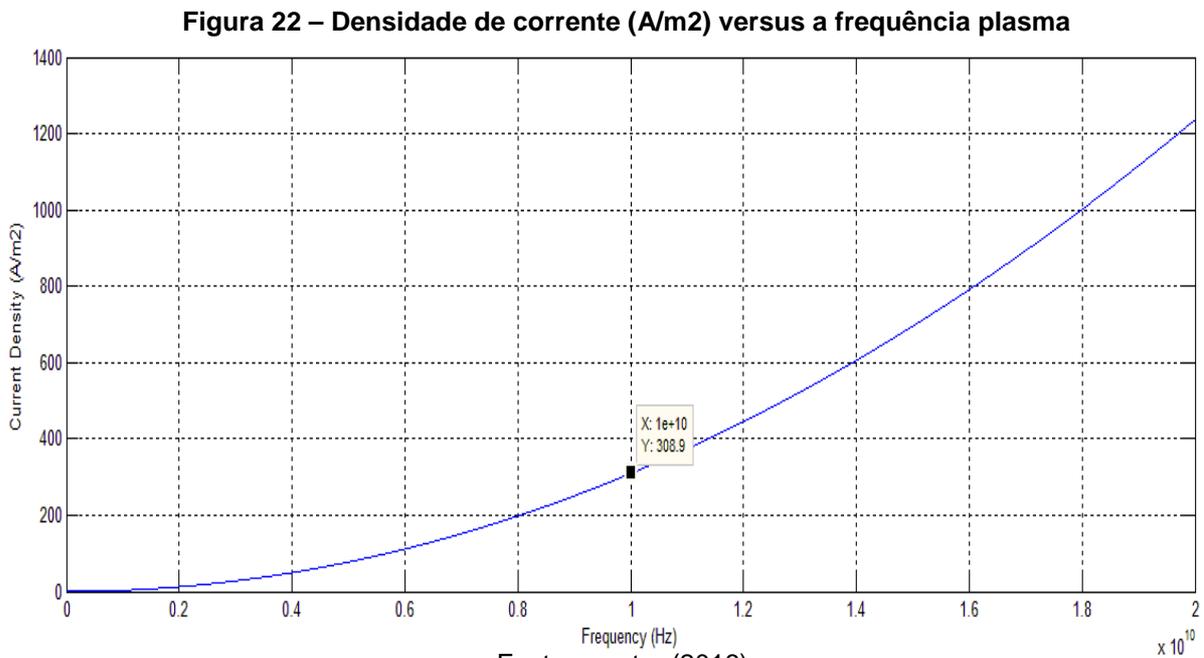
$$e = 1,60217653 \times 10^{-19} \text{ Coulomb}$$

$$M_{\text{Ar}} = 39,948 \text{ AMU} = 6,633520637928 \times 10^{-26} \text{ kg}$$

$$m = 9,1093826 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\varepsilon = 8,8541878 \times 10^{-12} \text{ Farad/meter}$$

Logo, de (50) obtém-se $J_0 = 3,08837 \times 10^{-18} f^2 \text{ A/m}^2$, plotado na Figura 22:



Note na Figura 22 que na frequência de operação da LTP, portanto para $\omega_p = 10$ GHz, o Argônio demanda uma densidade de corrente $J_0 = 308,9$ A/m² de excitação.

6.1.5 Lente de plasma

As propriedades dielétricas do plasma são governadas pela relação da frequência de plasma ω_p e a frequência da onda eletromagnética que se propaga no plasma. Para frequências maiores que ω_p , o plasma se comporta como um material dielétrico, conforme apresentado na seção 6.1.1. Este comportamento sugere o uso do plasma como lente para micro-ondas [5].

O índice de refração η do plasma em relação ao ar depende da constante dielétrica apenas, visto que o meio plasma é não magnético e, portanto, a permeabilidade magnética relativa μ é unitária. A constante dielétrica ε é dependente da frequência, tal que $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ e é uma função da densidade de elétrons no plasma, i.e., do nível de ionização:

$$\eta = \sqrt{\mu\varepsilon(\omega)} = \sqrt{\varepsilon(\omega)} \quad (51)$$

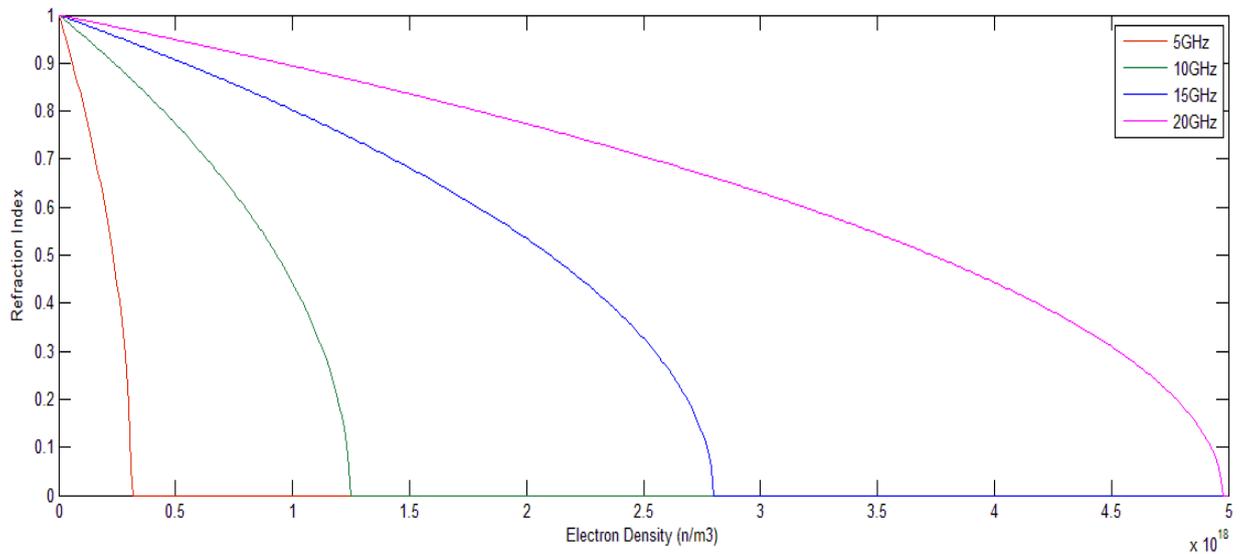
Substituindo-se a equação (48) em (47) obtemos:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{ne^2}{m\varepsilon\omega^2}} \quad (52)$$

A Figura 23 mostra o comportamento do índice de refração η em função da densidade de elétrons n , sendo n dependente do grau de ionização resultante do nível de excitação aplicado ao plasma. Note que quanto maior o grau de ionização, i.e., quanto maior a excitação do plasma, menor é o índice de refração do mesmo.

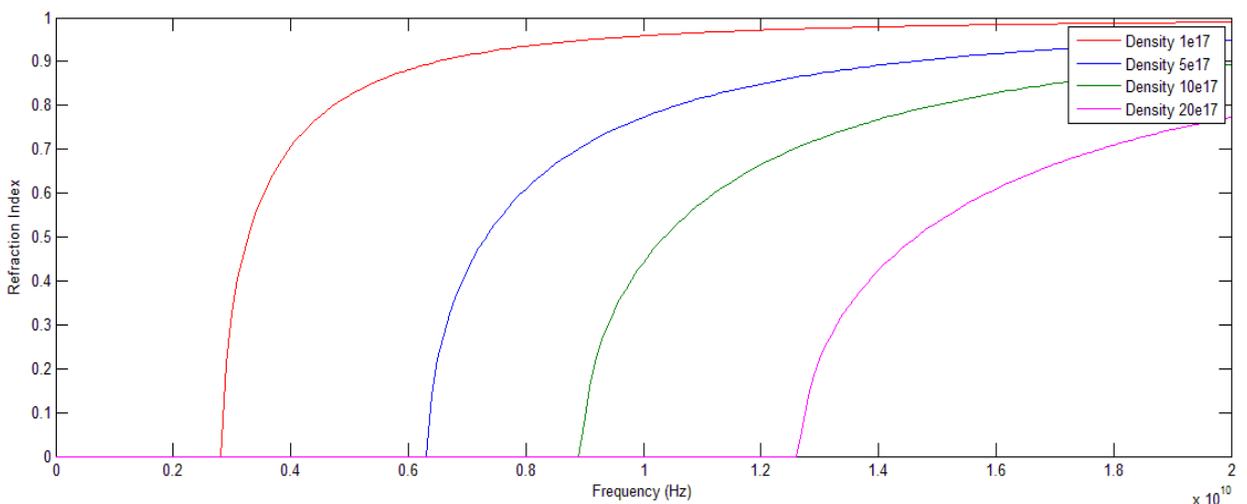
Note na Figura 24 que, para uma mesma densidade elétrons, a transparência do plasma – que é obtida para índices de refração próximos ao unitário – aumenta com o aumento da frequência. Ou seja, a descontinuidade na constante de propagação da onda na interface ar–plasma aumenta conforme a frequência diminui, sendo a descontinuidade da constante de propagação responsável pela reflexão da onda na interface ar–plasma, reflexão que é responsável pela visibilidade da antena à sistemas de radar.

Figura 23 – Índice de refração versus densidade de elétrons (grau de ionização)



Fonte: o autor (2016).

Figura 24 – Índice de refração versus frequência da onda incidente



Fonte: o autor (2016).

6.2 A OPERAÇÃO DA LTP

A Figura 21 ilustra a antena LTP proposta neste trabalho. O *array* é composto por um elemento passivo toroidal de plasma (“B” na Figura 21) e um elemento irradiador ativo (“B” na Figura 21). O tubo em formato de toroide facilita a fabricação e reduz o custo. No entanto, o *array* pode ser constituído de qualquer número de elementos passivos toroidais de plasma sequencialmente dispostos ao longo do eixo do *array*. O irradiador adotado é uma antena espiral logarítmica montada sobre uma cavidade com camadas absorvedoras, a qual irradia polarização circular [6]. O nível

de ionização e a pressão do gás são ajustados para efeito de controlar o índice de refração η e a constante de propagação da onda κ [18]. Ao controlar η e κ , condições são estabelecidas para que sejam ajustadas a fase e a direção do espalhamento (*scattering*) das ondas re-irradiadas pelo plasma, tal que as frentes de onda re-irradiadas interfiram-se mutuamente de forma construtiva na direção de propagação correspondente ao *boresight* do *array*, maximizando a diretividade do diagrama de irradiação. Diversos são os parâmetros que afetam este processo de controle. Os principais são:

- a) características físicas de cada toróide de plasma (diâmetro da secção do toroide e diâmetro do toroide);
- b) características dielétricas do plasma em cada toróide;
- c) posição de cada toróide em relação ao elemento de irradiação (“A” na Figura 21).

As características do plasma são dependentes de dois parâmetros de controle, o nível de ionização, dado pelo índice de ionização J em um intervalo de $[0.0, 1.0]$, e a pressão p do gás ionizado [18]. Além das características dielétricas do plasma o desempenho da LTP também depende de:

- diagrama de irradiação do elemento irradiador;
- características físicas: dimensões do toróide e sua respectiva coordenada espacial em relação ao elemento irradiador.

A Figura 26 mostra o efeito da colimação que o toróide de plasma efetua no campo eletromagnético gerado pelo elemento irradiador. As dimensões do toróide e a suas coordenadas espaciais em relação ao elemento irradiador, bem como os dois parâmetros de controle J e p acima referidos, foram interativamente otimizados para efeito de se maximizar o ganho de diretividade e maximizar a atenuação dos lóbulos laterais.

Os parâmetros otimizados resultantes são apresentados na próxima seção. A Figura 25 mostra o campo elétrico irradiado com a excitação do plasma desativada. A Figura 26 mostra a mesma situação, mas com a excitação do plasma ativada.

Note o efeito de focalização (colimação) do plasma excitado sobre o campo elétrico irradiado.

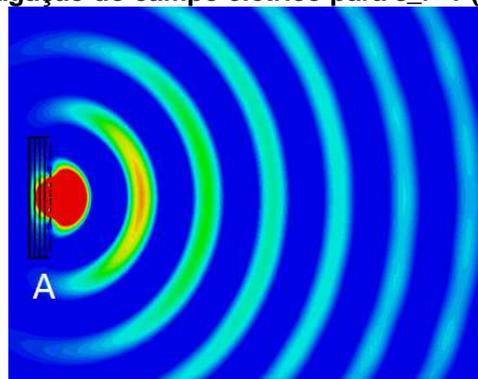
O ajuste do índice de ionização J e a pressão p do gás ionizado resultam em uma variação da constante de propagação do meio plasma κ . Portanto, a direção e a fase das ondas espalhadas (*scattered*) pela LTP variam de acordo com os parâmetros de controle J e p , dado que a magnitude e fase das ondas espalhadas e o coeficiente de refração do plasma η são ambos dependentes de κ .

Para uma LTP com seus parâmetros otimizados, conforme mostrado na Figura 26, κ e η são tais que a fase e magnitude das ondas eletromagnéticas espalhadas (*scattered*) pelo plasma estabelecem um padrão de interferência construtiva na direção de propagação correspondente ao *boresight* do *array*. Nas outras direções de propagação, as ondas eletromagnéticas espalhadas estabelecem um padrão de interferência não construtiva. Tal condição de operação resulta em uma maximização da diretividade no *boresight* do diagrama de irradiação da LTP, condição que é equivalente ao efeito de focalização das lentes.

É interessante notar que lentes dielétricas sólidas colimam a onda eletromagnética atrasando a fase da onda em sua região central [20] enquanto que lentes baseadas em guias de onda metálicas colimam a onda eletromagnética avançando a fase das ondas periféricas [13].

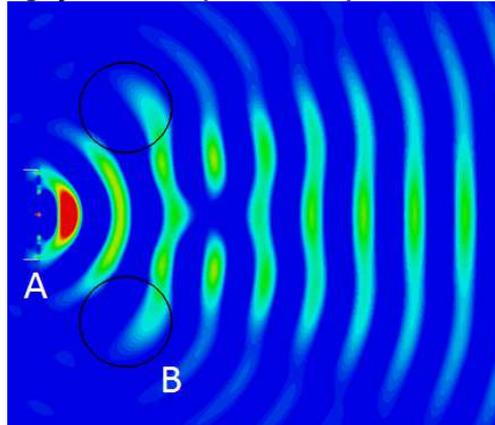
A LTP apresenta um padrão de deslocamento de fase da onda similar às lentes baseadas em guias de onda metálicas. Isto porque a velocidade de fase maior da onda eletromagnética ocorre quando esta se propaga através do plasma na região do toroide ($\epsilon_r < 1$), que resulta em um avanço na fase das ondas periféricas irradiadas.

Figura 25 – Propagação do campo elétrico para $\epsilon_r=1$ (plasma desligado)



Fonte: o autor (2016).

Figura 26 – Propagação do campo elétrico para $\epsilon_r=0.42$ (plasma ligado)



Fonte: o autor (2016).

6.3 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

O modelamento, simulação e otimização da LTP foi realizado em uma estação de trabalho *quad core* Intel I7, usando o *Time Domain Solver* do software *CST Microwave Studio Suite 2015*.

A otimização dos parâmetros foi realizada para a frequência de operação de 10 GHz, que é a faixa de operação de sistemas de guerra eletrônica. Iterativamente foram ajustadas as dimensões do toróide, a sua posição axial (distância focal do centro do elemento do irradiador ao centro da TPL) e a constante dielétrica ϵ_r do plasma. O objetivo deste processo de ajuste iterativo dos referidos parâmetros é alcançar a maximização do ganho de diretividade e a minimização dos lóbulos secundários. Adotou-se o recurso *Multiple Parameter Sweep* da Suíte *CST Microwave Studio* para o processo de otimização. O ajuste fino do modelo final foi efetuado através do algoritmo *Particle Swarm* [21], a partir dos melhores resultados obtidos previamente com o *Multiple Parameter Sweep*.

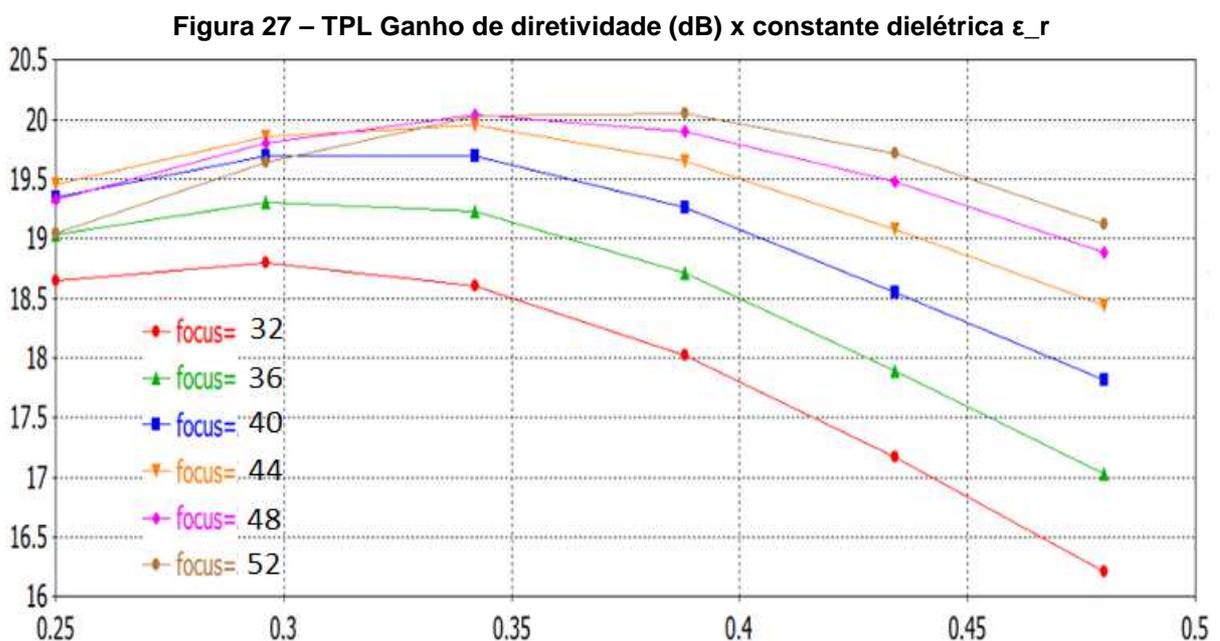
No início das análises, múltiplos parâmetros foram experimentados de maneira simultânea observando-se os desempenhos de ganho de diretividade, nível de lóbulo lateral e tentando-se manter o menor volume possível, e também mantendo em mente que a constante dielétrica do plasma (que depende do nível de ionização do plasma) impacta nas perdas do conjunto (menor a constante dielétrica maior são as perdas). Nesta fase convergiu-se para algumas características que foram mantidas constantes (raio do toróide), enquanto que a otimização final obteve-se variando apenas a constante dielétrica do plasma e a distância do toróide ao elemento irradiador.

A Figura 27 mostra o *Parameter Sweep* aplicado ao ganho de diretividade versus a constante dielétrica do plasma ϵ_r . Esta figura mostra várias curvas referentes à distâncias axiais representadas pelo parâmetro “focus”, distâncias que são medidas em milímetros do centro da antena espiral até o centro do toroide. O diâmetro da seção do tubo toroidal é 55 milímetros, correspondente a aproximadamente dois comprimentos de onda em 10 GHz.

A Figura 28 mostra o *Parameter Sweep* aplicado ao nível do lóbulo lateral versus a constante dielétrica do plasma ϵ_r para várias distâncias axiais parametrizadas pela variável “focus”, em milímetros.

No sentido da maximização do ganho de diretividade e da minimização dos lóbulos secundários, note na Figura 27 uma tendência de máximo do ganho de diretividade para focus=52 mm e para $0,25 < \epsilon_r < 0,5$. E da Figura 28 nota-se que, embora a curva focus=48 mm resulte um menor nível de lóbulos secundários do que a curva focus=52 mm, a partir de $\epsilon_r=0,39$ a curva focus=48 torna-se crescente. Em razão disto, escolheu-se como ponto inicial do algoritmo *Particle Swarm* distâncias axiais próximas de 52mm e uma faixa $0,25 < \epsilon_r < 0,5$.

A Figura 29 mostra as dimensões finais do *array* após a otimização final através do algoritmo *Particle Swarm*, inicializado com os resultados do procedimento de *Parameter Sweep* prévio. O *goal* do *Particle Swarm* foi maximizar o ganho de diretividade e minimizar o nível dos lóbulos secundários.



Fonte: o autor (2016).

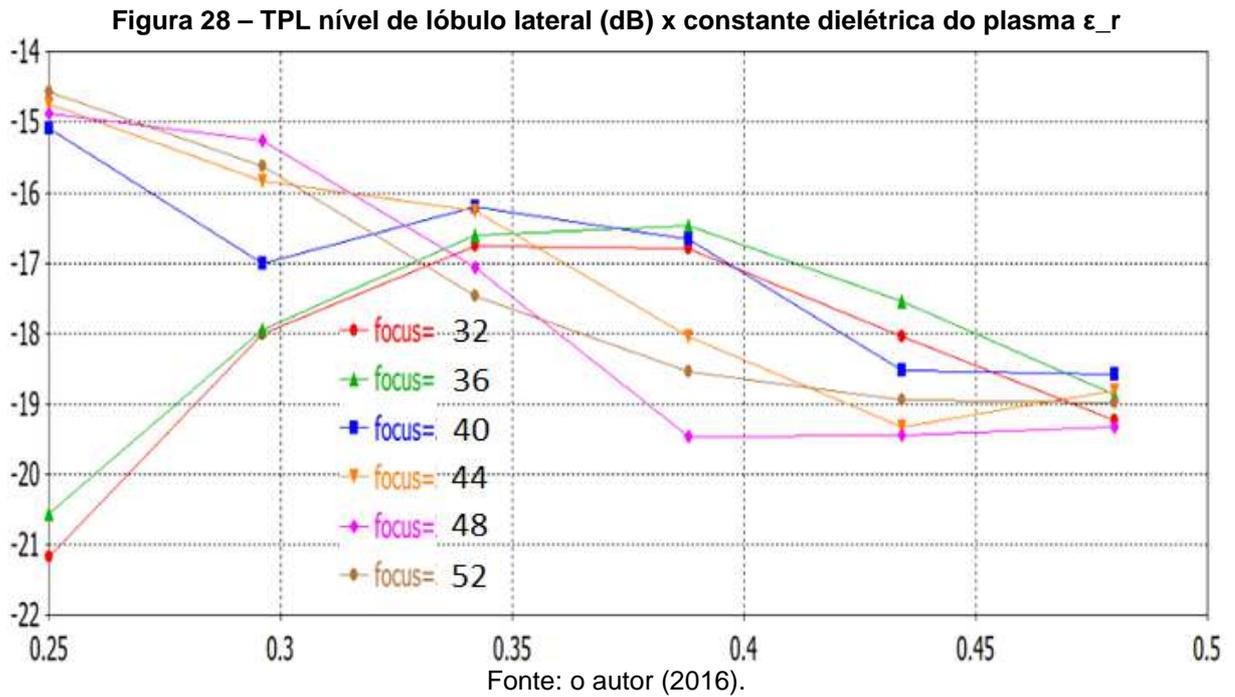
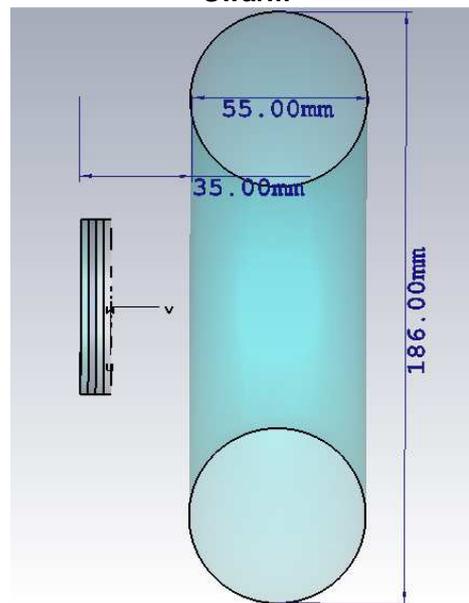


Figura 29 – Dimensões finais da LTP após a otimização final através do algoritmo Particle Swarm

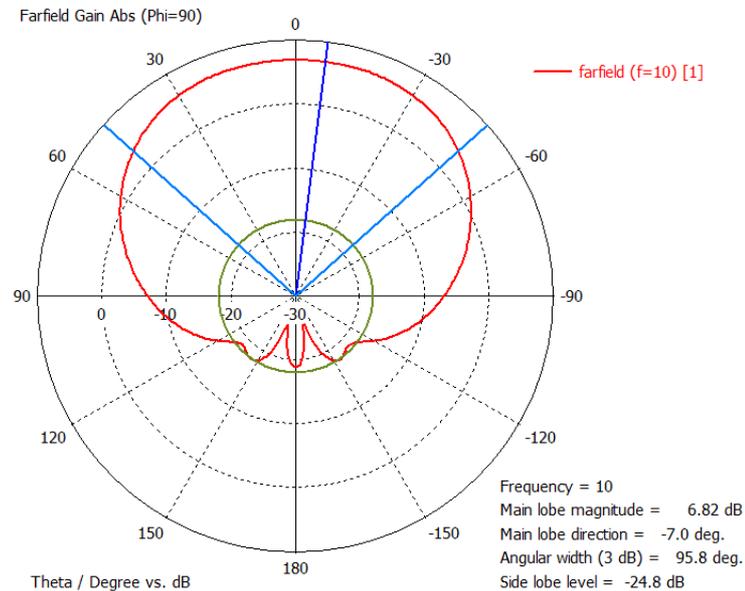


Fonte: o autor (2016).

A Figura 31 apresenta o padrão de irradiação resultante da LTP implementada com as dimensões otimizadas da Figura 29. A Figura 31 mostra o padrão de irradiação da LTP com a excitação do plasma ligado ($\epsilon_r = 0.42$) e a Figura 30 com a excitação do plasma desligada ($\epsilon_r = 1$). Note que, quando a excitação do plasma é ligada, o ganho no *boresight* é 19.9dBi, o nível de atenuação dos lobos laterais é -18.7dB e a abertura angular é HPBW=14,8 graus (HPBW – *half power beam width*). Quando a excitação do plasma está desligada, o ganho no *boresight* é

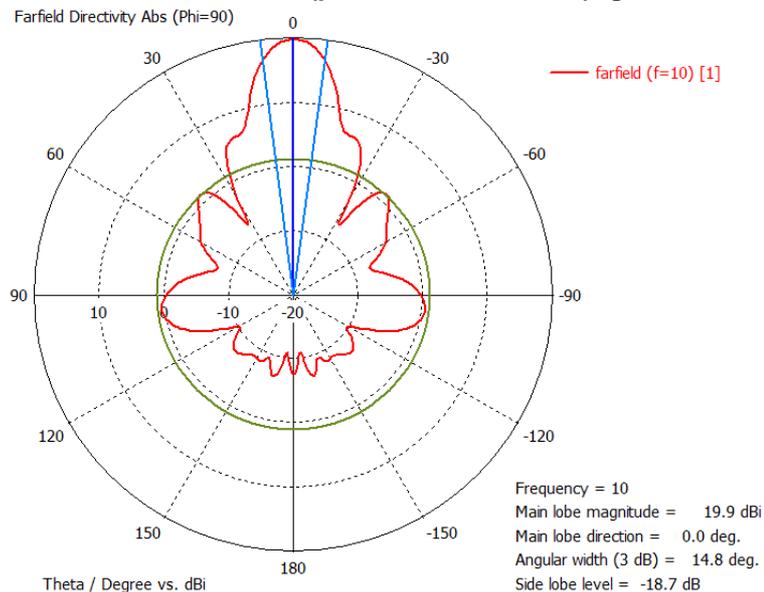
de apenas 6.82dBi, valor que é aproximadamente 13dB menor do que quando a excitação do plasma está ligada, e a largura angular é HPBW=95,8 graus.

Figura 30 – Diretividade da LTP. $\epsilon_r=1$ (plasma desligado): ganho no boresight =6.82dBi



Fonte: o autor (2016).

Figura 31 – Diretividade da LTP $\epsilon_r=0.42$ (plasma excitation on): ganho no boresight =19.9dBi



Fonte: o autor (2016).

6.3.1 Fator de perdas

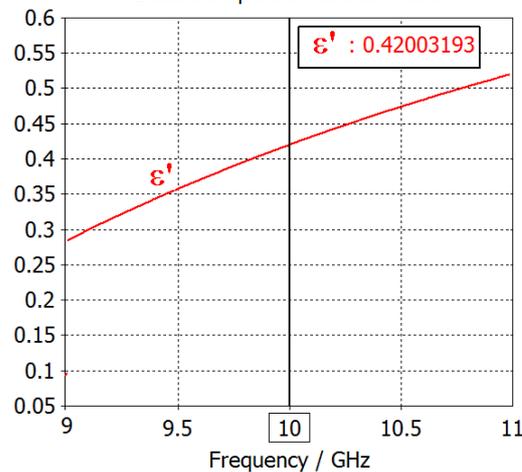
A perda de potência está relacionada com a frequência das colisões iônicas que ocorrem no plasma, e é medido pela tangente de perda do plasma ($\tan \delta$). Conforme indicado em (53), a tangente de perda do plasma é definida pela razão

entre a parte real ϵ_r' e a parte imaginária ϵ_r'' da constante dielétrica (ou permissividade) ϵ_r do plasma. Note que a perda de potência pode ser minimizada através da redução a frequência de colisão iônica ν , o que, na prática, é obtido a partir da redução da pressão do gás p ou do nível de ionização do gás J .

$$\tan \delta = \frac{\epsilon_r''}{\epsilon_r'} = \frac{\text{Im}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)}\right)}{\text{Re}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - j\nu)}\right)} \quad (53)$$

Para dielétricos sólidos a $\tan \delta$ normalmente varia de 0.0002 a 0.0028 para o uso em antenas baseadas em lentes, dependendo do material usado [22]. Com um nível de ionização de $J = 0.00291$ na faixa [0.0, 1.0] de possíveis valores, pressão do gás de $p = 1$ Pa e gás Argônio, o modelo Drude prevê uma densidade de elétrons de $7.19 \cdot 10^{17} \text{ e/m}^3$, a qual é a densidade adotada para os resultados apresentados na Figura 31. Para estas condições, o modelo Drude prevê um comportamento em função da frequência (dispersão) de ϵ_r' e ϵ_r'' apresentado respectivamente na Figura 32 e Figura 33.

Figura 32 – Parte Real $[\epsilon_r]'$ (f) da constante dielétrica complexa do plasma
Electric Dispersion: Drude Model



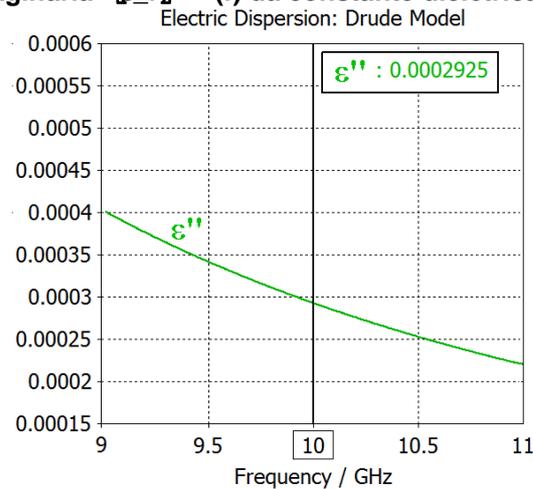
Fonte: o autor (2016).

Portanto, para a frequência de operação de 10 GHz da LTP, das Figura 32 e Figura 33, obtém-se $\tan \delta = \epsilon_r''/\epsilon_r' = 0.00029/0.42 = 0.00069$, que é considerado um valor baixo de fator de perdas.

Como ilustração, a

Figura 34 mostra a interface de especificação dos parâmetros do modelo Drude da suíte CST.

Figura 33 – Parte imaginária $\epsilon_r''(f)$ da constante dielétrica complexa do plasma



Fonte: o autor (2016).

Figura 34 – Interface modelo Drude para plasma da suíte CST

Drude Material for Plasma Applications

Main settings

Material name: Plasma

The following three parameters are all that is needed. If available, enter their values here and use 'Create' to create the material.

Neutral density n_n ($1/m^3$): 2.472e+20

Electron density n_e ($1/m^3$): 5.191e+17

e-n collision rate constant (m^3/s): 1.282e-13

If NOT available, you may calculate/estimate their values using the boxes below:

Calculate neutral and electron densities

Gas pressure (Pa): 1

Gas temperature (K): 293

Degree of ionization (0 ... 1): 0.0021

Calculate

Calculate collision rate constant

Select primary gas species: Ar

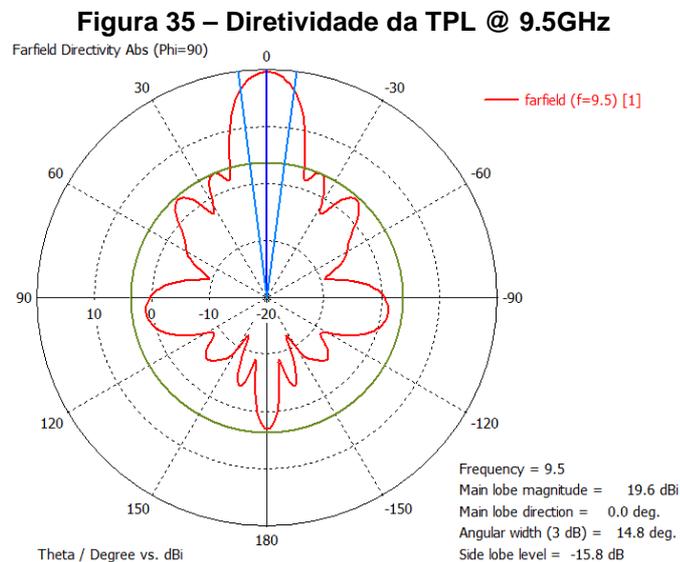
Display only Create Close

Fonte: o autor (2016).

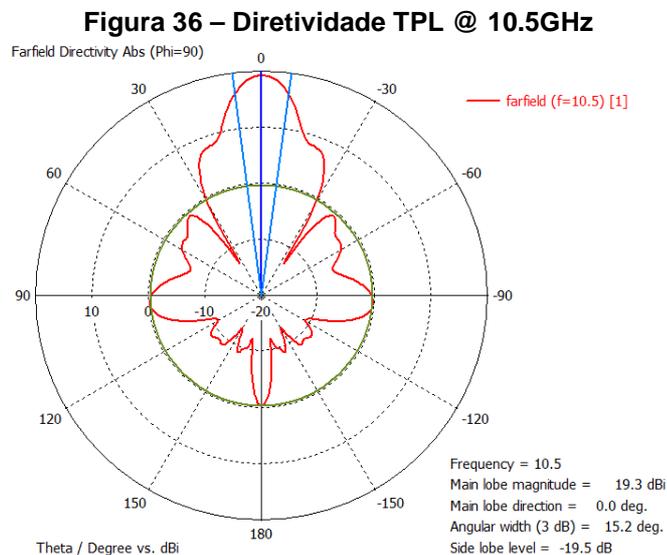
6.3.2 Largura de banda

Como mostrado na Figura 32 e Figura 33, ϵ_r' e ϵ_r'' são dependentes da frequência, isto é, apresentam um comportamento dispersivo. Isto afeta o comportamento em frequência da LTP, e, conseqüentemente, também afeta a largura de banda.

Neste trabalho, a LTP foi otimizada para operar na frequência central de 10 GHz (banda X). A Figura 35 e a Figura 36 mostram os diagramas de irradiação para uma largura de banda de 10% em torno de uma frequência central de 10GHz (9.5 GHz e 10.5 GHz).



Fonte: o autor (2016).

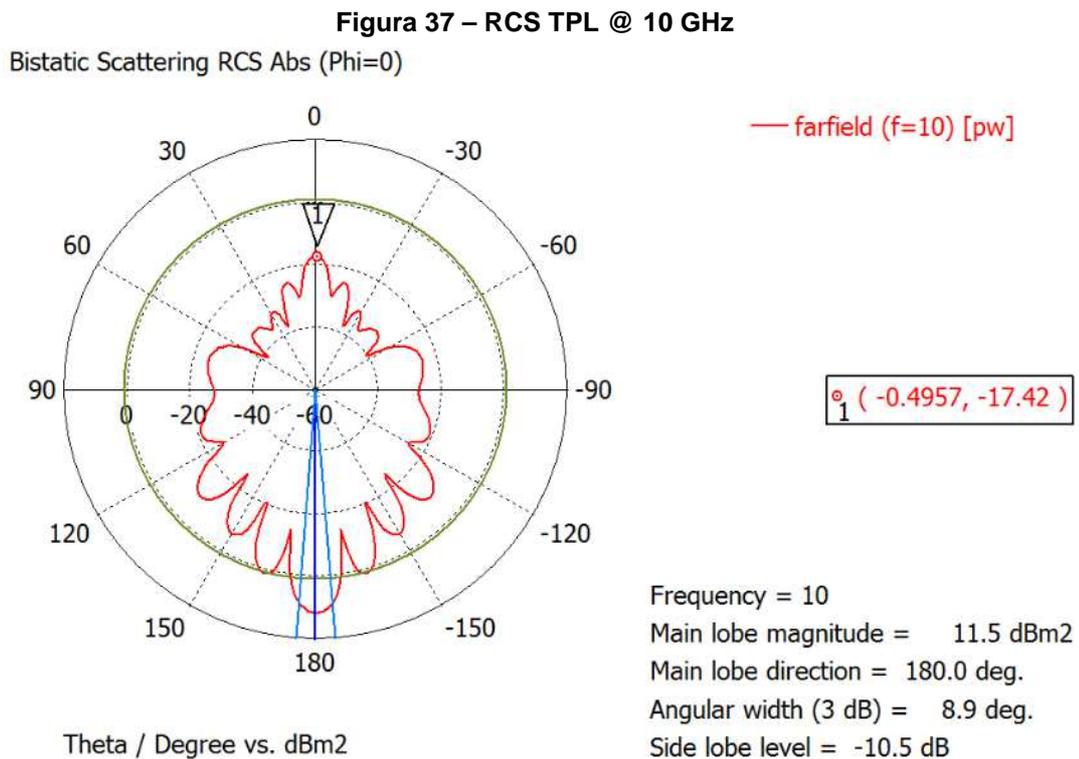


Fonte: o autor (2016).

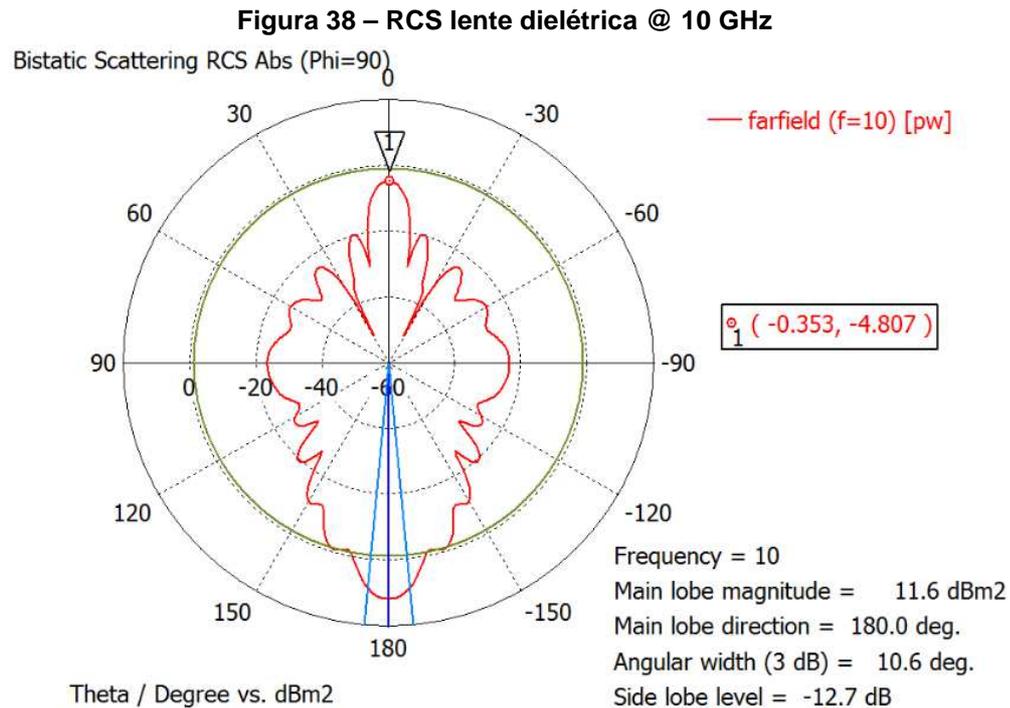
6.3.3 Análise de RCS da LTP versus lente dielétrica

Uma das vantagens da LTP sobre soluções tradicionais, como uma lente dielétrica, é sua menor susceptibilidade a ser detectados por radares mono estáticos (receptor e transmissor radar na mesma posição geográfica). A análise comparativa foi realizada usando o Time Domain Solver do software CST *Microwave Studio Suite* 2015, análise de RCS, aplicando-se uma frente de onda vinda do *boresight* (0°). O valor medido em termos de radar mono estático para a LTP é apresentado na Figura 37 que apresentou valor de -17.42 dBm^2 . A Figura 38 apresenta a RCS da lente dielétrica, observa-se apenas -4.807 dBm^2 .

A diferença entre as duas soluções foi de 12.6 dB, tratando-se de uma diferença considerável para um cenário de Guerra Eletrônica, onde a “invisibilidade” a detecção de radares é essencial.



Fonte: o autor (2016).



Fonte: o autor (2016).

6.3.4 LTP versus corneta cônica

A corneta cônica (*conical horn*) e a hélice (*helix*) são soluções largamente adotadas para aplicações que requerem antenas com polarização circular e alto ganho [1]. No entanto, a largura de banda da corneta cônica é maior do que a da hélice. Neste contexto, para efeito de comparação do volume e ganho da LTP, adotaremos a corneta cônica como referência.

O volume aqui considerado é o volume da caixa retangular dentro da qual cabe exatamente a antena em avaliação. A LTP apresenta volume menor quando comparada com uma corneta cônica (Figura 39) de mesmo ganho. Uma corneta cônica otimizada para 20dBi @ 10GHz tem um diâmetro de 133 milímetros e um comprimento de 185 milímetros [17]. Na verdade, na prática, a corneta cônica terá ainda um maior comprimento quando se considerar a guia de onda para adaptação com a alimentação coaxial, as conexões de guia de onda e o polarizador para geração da polarização circular. Assim, o volume total da LTP resulta mais do que 10% menor sendo cerca de 50% mais curta em comprimento quando comparada com uma corneta de dimensões otimizadas de mesmo ganho. Neste contexto, a LTP apresenta *profile* significativamente menor, mantendo o mesmo ganho de uma antena corneta com *profile* cônico maior.

O Apêndice B irá abordar em detalhes o projeto de uma corneta cônica otimizada.

Figura 39 – Exemplo de corneta cônica acoplada a guia de onda



Fonte: o autor (2016).

6.3.5 LTP versus lente dielétrico esférica/ elíptica

O Capítulo 5 apresentou a lente do formato esférico/elíptico (primeira superfície esférica e a segunda superfície elíptica) como uma solução para lentes com melhor eficiência de abertura do que lentes hiperbólicas [1]. Esta seção compara o desempenho da LTP com o desempenho da lente esférica/elíptica.

A lente dielétrica sólida adotada para comparação é implementada em um compósito à base de resina PTFE (Teflon ®) tradicional, com $\epsilon_r' = 2,55$ e $\tan \delta = 0,014 @ 10\text{GHz}$. Especificamente, a referida lente tem as dimensões otimizadas mostradas na Figura 9. Note que a abertura (diâmetro $D=180.2\text{mm}$ na Figura 9) da lente otimizada mostrada na Figura 9 é similar à abertura (diâmetro 186 mm) da LTP otimizada mostrada na Figura 29.

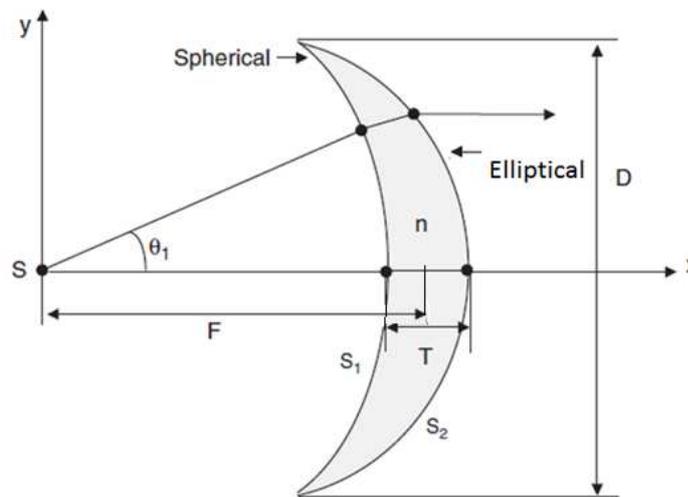
O elemento irradiador, i.e., a antena espiral, é inicialmente posicionado sobre o foco da lente e sua posição final é otimizada para maximização do ganho de diretividade e minimização dos lóbulos laterais usando o *Time Domain Solver* da Suíte CST *Microwave Studio 2015*, conforme já discutido na seção 6.3.

O processo de otimização da lente resultou em um ganho final de 20dBi , que é similar ao ganho final obtido para LTP após otimização dos parâmetros (Figura 14), e resultou em um nível de lóbulo secundário de apenas -15.5dB . A posição final axial da lente é 135 mm (parâmetro F na Figura 40). Note que a distância resultante F é maior do que para o caso da LTP, o que é um inconveniente da lente quando

comparada com o comprimento axial da LTP. Para uma distância focal menor, tal como a usada para a LTP (52mm), a lente de dielétrico sólido apresentou nível de lóbulo secundário maior do que -10 dB, o que torna a lente sem uso prático nesta situação.

Com uma $\tan \delta = 0.00069$ para o plasma da LTP (vide seção 6.3.1) e com uma $\tan \delta = 0.0014$ para o PTFE da lente a simulação resultou em perdas finais ao redor de 1.4dB @ 10GHz para ambas as antenas.

Figura 40 – Lente esférica/ elíptica. F: foco T: Espessura da lente D: Diâmetro da lente n: Dielétrico lente S1: Superfície esférica S2: Superfície elíptica



Fonte: o autor (2016).

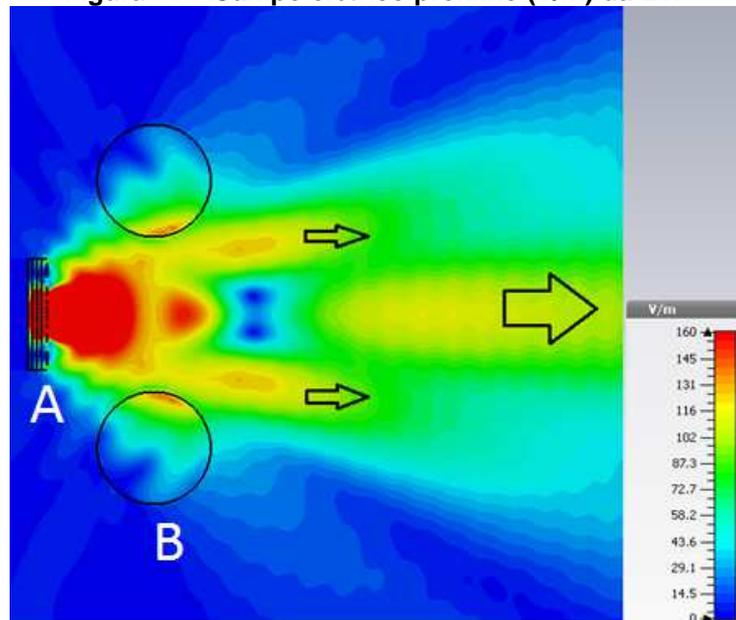
A Figura 41 apresenta o campo elétrico próximo (*near field*) gerado pela LTP e a Figura 42 o campo elétrico próximo gerado pela lente de dielétrico sólido excitado pelo mesmo elemento irradiador – a antena espiral logarítmica com cavidade.

Note na Figura 41 que, próximo ao toroide as ondas espalhadas (*scattered*) são tais que ocorre um padrão de interferência destrutiva, o qual resulta em um campo elétrico quase nulo no eixo do *boresight*. Este padrão de interferência destrutiva é envolto por um padrão de interferência construtiva, mostrado pelas duas setas pretas pequenas apontando para a direção de propagação. Mais adiante na direção do campo distante (*far field*), o espalhamento das ondas é tal que o padrão de interferência construtiva converge em um feixe diretivo no eixo axial do *boresight*, conforme mostra a seta maior.

A Figura 42 mostra o campo elétrico próximo da lente dielétrica sólida. Note o padrão de interferência na região entre a lente e o irradiador. Este padrão de interferência observado é a onda estacionária que é estabelecida nesta região como

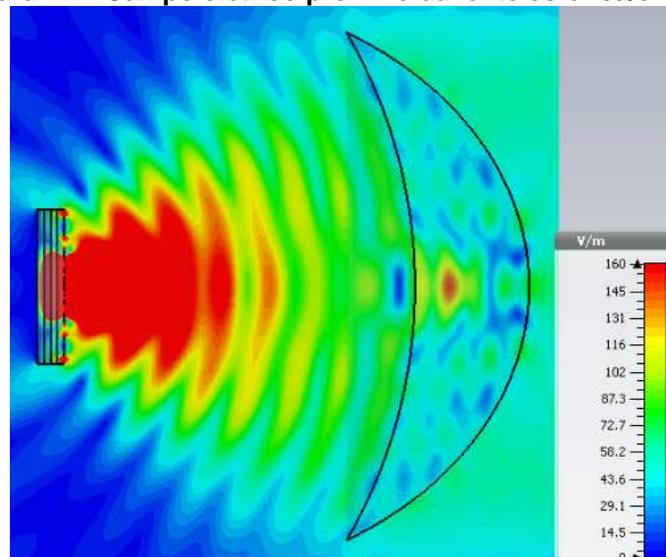
consequência da reflexão da onda eletromagnética incidente na descontinuidade do meio de propagação que ocorre na interface ar-lente. A onda refletida interfere construtivamente com a onda incidente em determinadas coordenadas e interfere destrutivamente com a onda incidente em outras coordenadas, estabelecendo o padrão de máximos e mínimos do campo elétrico observado na região entre a lente e o irradiador. Note que a distância medida na direção de propagação entre dois pontos consecutivos de máximo e mínimo do campo elétrico é de $\frac{1}{4}$ do comprimento de onda na frequência de operação em 10 GHz.

Figura 41 – Campo elétrico próximo (V/m) da LTP



Fonte: o autor (2016).

Figura 42 – Campo elétrico próximo da lente esférica/elíptica



Fonte: o autor (2016).

A presença de uma onda estacionária significa que o fluxo da densidade de potência na direção de propagação, isto é, o vector de *Poynting* [16], apresenta um componente reativo significativo. Tal fluxo de potência reativa, confinado entre radiador e lente, não avança para o campo distante em forma de potência útil, o que representa um consumo desnecessário de potência aparente do gerador. Por outro lado, note na Figura 41 que a intensidade da onda estacionária é muito menor entre o toroide de plasma e o elemento irradiador, comportamento que é uma consequência da reflexão inexistente na região central vazada do toroide. A LTP proposta neste trabalho apresenta, portanto, um fluxo de potência reativa muito menor, maximizando assim a potência útil propagada à região de campo distante.

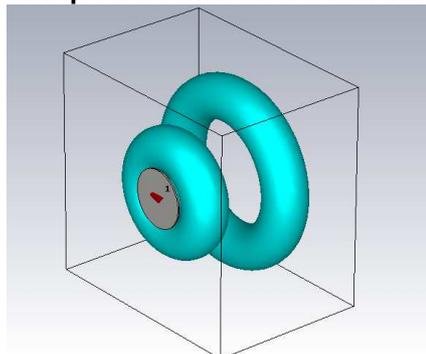
6.3.6 LTP com múltiplos elementos toroidais

Melhores resultados são esperados para *arrays* com maior número de elementos, situação em que o custo computacional da otimização e o tempo de simulação aumentam significativamente em função do aumento de parâmetros geométricos a serem otimizados.

Para ilustrar o potencial de *arrays* com mais elementos toroidais de plasma, a Figura 44 mostra o ganho de diretividade versus a constante dielétrica do plasma em um *array* com dois toroides passivos tendo como elemento ativo a antena espiral. Note o significativo ganho de até 24.5 dBi.

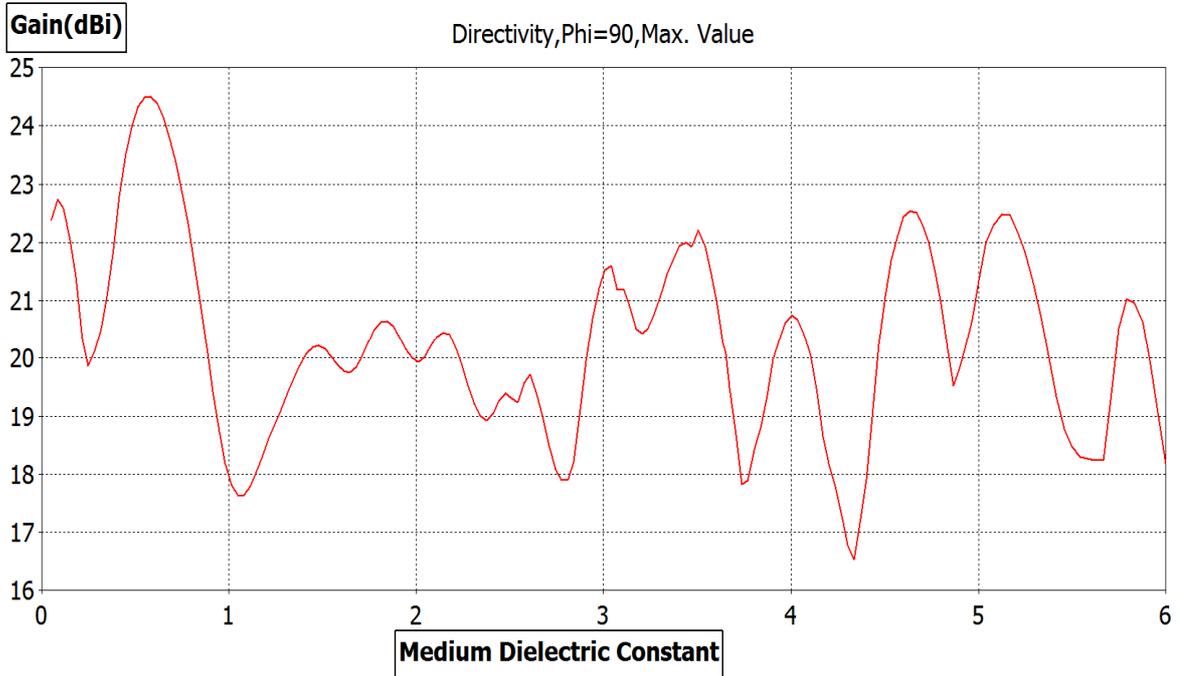
A Figura 45 e a Figura 46 respectivamente mostram o ganho de diretividade e o nível de lóbulo secundário versus a constante dielétrica do plasma parametrizado por curvas referentes ao raio adotado para o segundo toróide (mais afastado do elemento irradiador).

Figura 43 – Proposta usando dois elementos toroidais



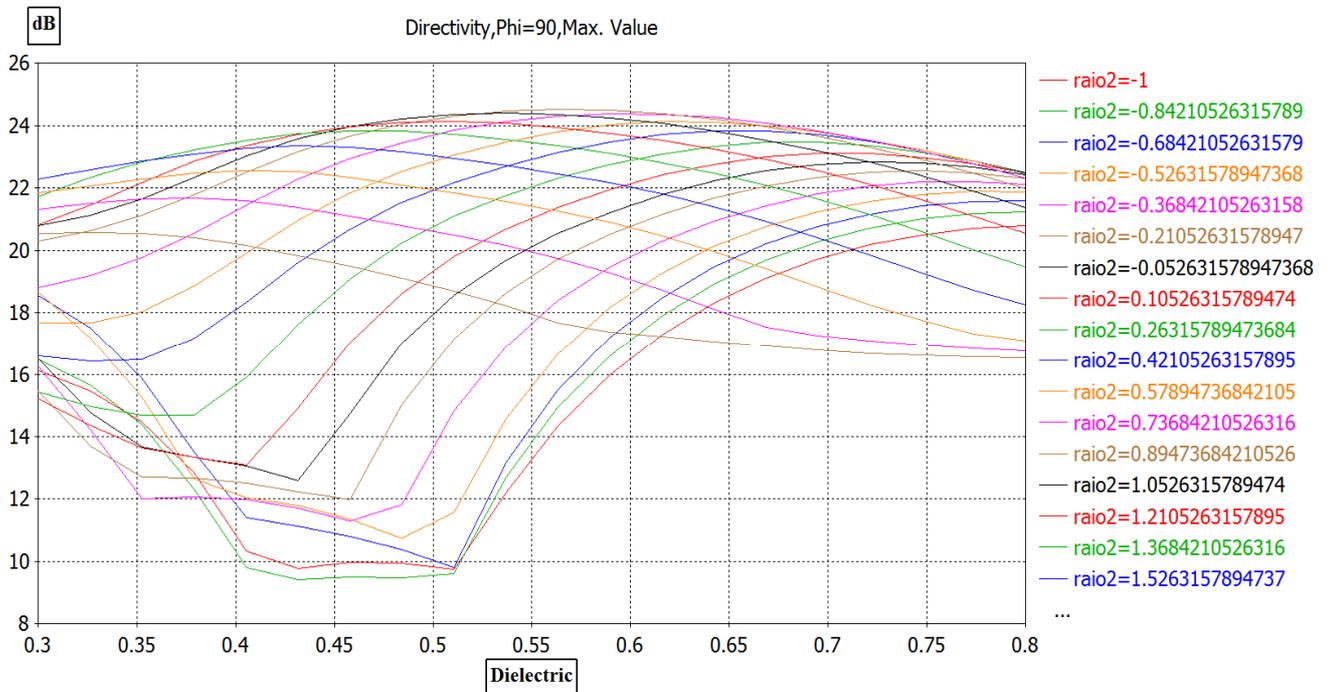
Fonte: o autor (2016).

Figura 44 – Ganho de diretividade de uma LTP com dois toroides versus o dielétrico



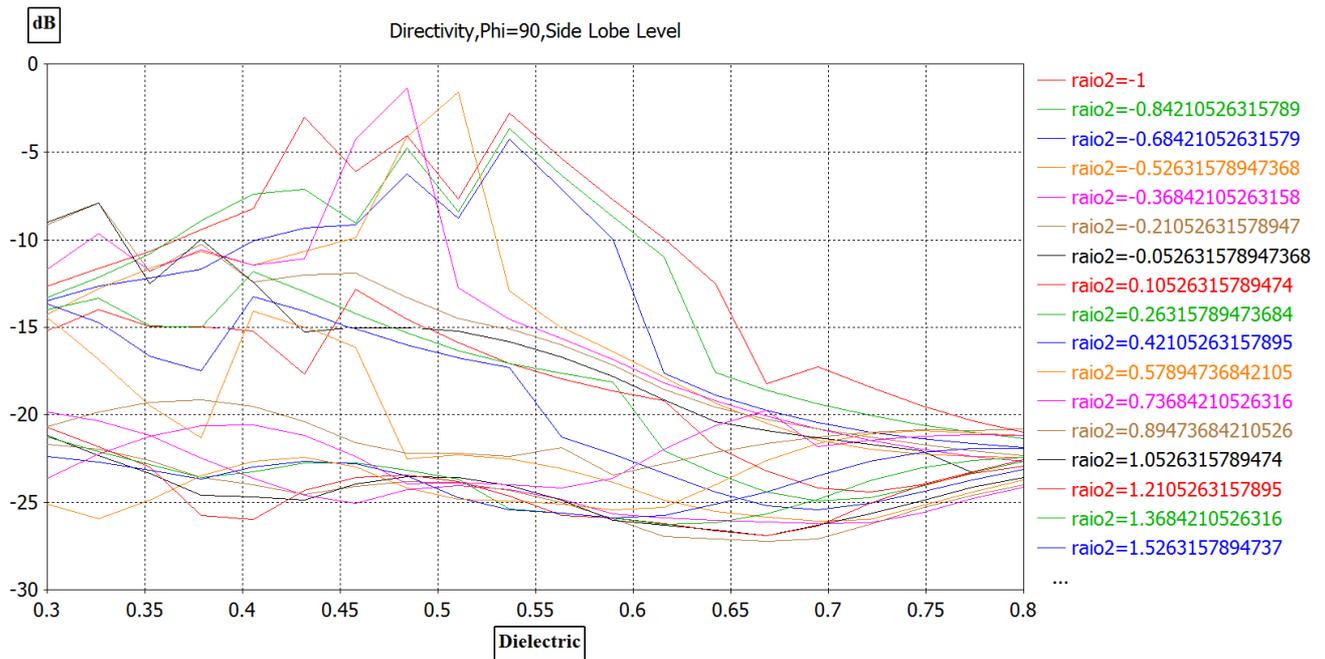
Fonte: o autor (2016).

Figura 45 – Ganho de diretividade de uma LTP com dois toroides versus diversos raios de toroide



Fonte: o autor (2016).

Figura 46 – Lóbulo lateral de uma LTP com dois toroides versus diversos raios de toroide



Fonte: o autor (2016).

6.4 RESULTADO COMPARATIVO DAS ANÁLISES

A Tabela 2 mostra a comparação entre as 3 soluções analisadas, lente dielétrica sólida, antena corneta cônica e a LTP atribuindo pesos de 1 (pior) a 5 (melhor).

Tabela 2 – Comparativo de desempenho entre lente dielétrica, corneta cônica e LTP

Característica	Lente Dielétrica	Corneta Cônica	LTP
Custo	5	1	3
Volume	3	3	5
Banda	5	2	2
Perdas	2	5	4
Lóbulo Lateral	1	5	4
Seção Reta Radar	3	1	5
Total	18	17	18

Fonte: o autor (2016).

Podemos observar que os melhores pontos são de características complementares em cada solução.

6.5 LTP COMO PRODUTO

A LTP apresenta alguns desafios para sua utilização como produto, os dois principais são a sustentação do elemento toroidal de plasma e outro é a excitação do plasma.

A sustentação do elemento toroidal deve ser tal que a influência sobre as características da antena sejam pequenas. Deseja-se baixa influência sobre as características eletromagnéticas da antena e baixas perdas de potência, logo, a solução deve resultar em uma constante dielétrica próxima ao do ar e tangente de perdas reduzido. Uma opção de baixo custo é o uso de espuma expansível de poliuretano que seria usada para o preenchimento do conjunto, apresentando por exemplo, constante dielétrica ao redor de 1,04 e tangente de perdas de 0,001 @ 10 GHZ (fabricante *General Plastics* código FR-3703).

A excitação elétrica para a geração do plasma deve ser tal que a influência no desempenho seja minimizada. Podemos excitar o tubo toroidal de duas maneiras, interrompendo o tubo e acrescentando eletrodos para excitação por corrente elétrica direta ou manter a integridade do tubo e excitar o mesmo por campo elétrico alternado ou por indução de corrente elétrica por meio de campo magnético. Dependendo do tamanho dos eletrodos a interrupção do tubo acrescentando os eletrodos pode levar a quebra de simetria no diagrama de irradiação, aumento de lóbulo lateral e maiores perdas.

6.5.1 Cenário de aplicação operacional

Por ser uma antena direcional sem controle de apontamento, a LTP possui maiores aplicações para cenários operacionais de enlaces de comunicação ponto-a-ponto, onde o apontamento é fixo ou de dinâmica lenta.

Na faixa de micro-ondas, como a banda trabalhada (10 GHz), os enlaces ocorrem apenas em visada (uma antena “vê” a outra antena), logo, para obter maior cobertura é necessário elevar as antenas (normalmente instalando-as em mastros), onde se tornam mais facilmente visíveis a radares. Em termos estratégicos operacionais, a LTP demonstra importância apresentando muito menor RCS quando comparado às antenas metálicas ou mesmo a antenas baseadas em dielétricos

(como demonstrado na seção 0). Estas vantagens se ampliam em ambientes de floresta e mata, onde apenas a antena fica aparente, acima da vegetação.

Figura 47 – Antena montada no topo de mastro para enlaces em visada



Fonte: o autor (2016).

7 CONCLUSÃO

Este trabalho propôs uma nova antena, baseado em uma lente toroidal de plasma com polarização circular. Os resultados das simulações demonstraram que o ganho conseguido da LTP é equivalente ao de uma antena corneta cônica ou ao de uma lente esférica / elíptica baseada em dielétrico sólido, porém apresentando vantagens como um perfil de antena significativamente menor e uma menor RCS, minimizando assim a probabilidade da detecção do sistema por radar em cenários de guerra eletrônica.

A LTP apresenta um baixo fluxo de energia reativa no campo próximo, quando comparada com a lente esférica / elíptica, maximizando assim a potência útil fornecida à região de campo distante.

A LTP é, em linhas gerais, uma solução de baixo custo e de fácil fabricação.

REFERÊNCIAS

- [1] BALANIS, C. A. *Antenna theory: analysis and design*. 3rd. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005.
- [2] MEIKLE, Hamish. *Modern radar systems*. London: Artech House, 2008.
- [3] BARTON, David K. *Radar equations for modern radar*. London: Artech House, 2013.
- [4] TAKAHAGI, Kazuhiro et. al. Study on radar cross section for the plasma antenna in UHF band. *IEEE Asia-Pacific Microwave Conference*, 2014.
- [5] ANDERSON, Theodore. *Plasma antennas*. London: Artech House, 2011.
- [6] THAYSEN, Jesper. *A logarithmic spiral antenna for 0.4 to 3.8GHz*. Lyngby: Technical University of Denmark, [s.d.].
- [7] GALANTE, Alexandre. Um pouco sobre Seção Reta Radar (RCS) e tecnologia 'stealth'. *Poder Aéreo*, 1 fev. 2010. Disponível em: <<http://www.aereo.jor.br/2010/02/01/um-pouco-sobre-secao-reta-radar-rcs-e-tecnologia-stealth/>>. Acesso em: 16 set. 2016.
- [8] SAVILLE, Paul. *Review of radar absorbing materials*. Technical Memorandum. DRDC Atlantic, Canada, 2005. Available from: <<http://dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a436262.pdf>>. Access on: 16 Sept. 2016.
- [9] ELECTRONIC Warfare And Radar Systems Engineering Handbook. Washington, DC: Naval Air Systems Command, 1999. Available from: <<http://www.introni.it/pdf/Navy%20Electronic%20Warfare%20and%20Radar%20Hbk.pdf>>. Access on: 16 Sept. 2016.
- [10] SHAFAI, Lotfollah. Dielectric-loaded antennas. In: *Wiley Encyclopedia of electrical and electronics engineering*. Philadelphia: Wiley and Sons, 1999.
- [11] GHATAK, Ajoy. *Optics*. 4th. ed. New York: McGraw-Hill, 2009.
- [12] SILVER, Samuel. *Microwave antenna theory and design*. London: Peter Peregrinus, 1984.
- [13] JOHNSON, Richard C. *Antenna engineering handbook*. 3rd. ed. New yor: McGraw-Hill, 1993.
- [14] ANTENNA MAGUS. c2016. Available from: <<http://www.antennamagus.com>>. Access on: 17 Sept. 2016.
- [15] COMPUTER SIMULATION TECHNOLOGY AG (CST). [2016]. Available from: <<https://www.cst.com/>>. Access on: 16 Sept. 2016.

- [16]MILLIGAN, Thomas A. *Modern antenna design*. 2nd. ed. Philadelphia: Wiley, 2005.
- [17]ABOSERWAL, Nafati A.; BALANIS, Constantine A.; BIRTCHEER, Craig R. Conical horn: gain and amplitude patterns. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Hong Kong, v. 61, n. 7, 2013.
- [18]GINZBURG, Vitaliĭ Lazarevich. *The propagation of electromagnetic waves in plasmas*. Oxford: Pergamon Press, 1970.
- [19]ASHCROFT, Neil; MERMIN, N. David. *Solid state physics*. Rochester: Saunders College, 1976.
- [20]SLETTEN, Carlyle J. *Reflector and lens antennas*. London: Artech House, 1988.
- [21]KENNEDY, James; EBERHART, Russel. Particle swarm optimization. *Proceedings of IEEE International Conference on Neural Network*, 1995.
- [22]LUNEBURG, RUDOLF K. *Mathematical theory of optics*. Providence: Brown University, 1944.

APÊNDICE A – ANTENA ESPIRAL LOGARÍTMICA

O elemento irradiador ativo adotado no *array* da LTP é uma antena espiral logarítmica, conforme mostra a Figura A1. A adoção foi motivada pela polarização circular resultante para a onda irradiada e pelo diagrama de irradiação *broadside* (i.e., perpendicular ao plano da espiral) com um HPBW (*half power beam width*) maior que 70°, o que permite alguma uniformidade na iluminação da abertura da lente com uma menor distância focal. Uma segunda instância de motivação para a escolha desta antena como elemento irradiador é a sua larga banda operacional. Este foi considerado um fator importante porque isto tornou possível avaliar especificamente a banda operacional do *array* resultante do comportamento dispersivo do plasma no *array* irradiador-toroide de forma independente da banda operacional do irradiador, que, por ser larga, não afeta a banda operacional da totalidade do arranjo.

De fato, antenas espirais logarítmicas pertencem à classe das antenas “independentes de frequência”. A largura de banda pode ser tão alta quanto 30: 1, significando que, se a frequência inferior de operação é 1 GHz, a antena ainda mantém aproximadamente o mesmo diagrama de irradiação, o mesmo padrão de polarização e a mesma impedância de entrada dentro da faixa operacional entre 1 e 30 GHz.

Utilizadas na indústria de defesa para aplicações de detecção, onde são necessárias antenas de banda larga que não ocupem muito espaço, *arrays* de antenas espirais são usuais em aeronaves militares na faixa de 1-18 GHz. Espirais tem sido largamente adotadas em aplicações onde é necessário polarização circular para minimizar a perda de polarização resultante do posicionamento geométrico do receptor em relação ao transmissor no enlace de comunicação, como, por exemplo, em enlaces GPS-satélite e em enlaces *tag-reader* para RFID [1,2].

A antena espiral logarítmica, também conhecida como espiral equiangular, foi proposta em 1954 por Edwin M. Turner a partir do clássico dipolo cilíndrico – a ideia original consistiu em revolver os braços do dipolo cilíndrico em torno de si, formando uma espiral.

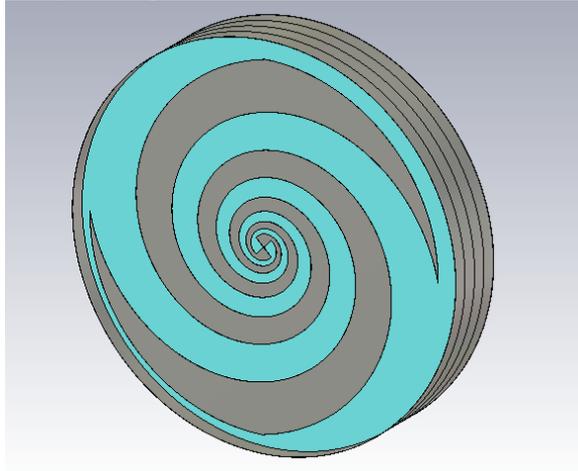
Em coordenadas polares (r, ϕ) , a curva que define cada braço da espiral equiangular é descrita por:

$$r(\phi) = r_0 e^{a\phi} \quad (54)$$

onde r_0 é a constante que controla o raio inicial da espiral e a é o parâmetro que controla a taxa com que a espiral cresce exponencialmente a cada volta.

Uma cavidade metálica é implementada na direção oposta ao *boresight* da espiral de modo a agir como refletor da onda irradiada pela espiral nesta direção, minimizando assim o nível de lóbulos traseiros no diagrama de irradiação. No entanto, em determinadas frequências dentro da faixa de passagem operacional do irradiador, a onda refletida na parede de fundo da cavidade pode reincidir na espiral com fase de 180° , anulando completamente a irradiação no *boresight* por interferência destrutiva. O uso de elementos absorvedores multicamada entre a espiral e a parede de fundo da cavidade minimiza este efeito, evitando assim zeros próximos ao círculo de raio unitário na faixa de passagem no domínio z da função de transferência do irradiador [3].

Figura A1 – Antena espiral logarítmica em cavidade com elementos absorvedores

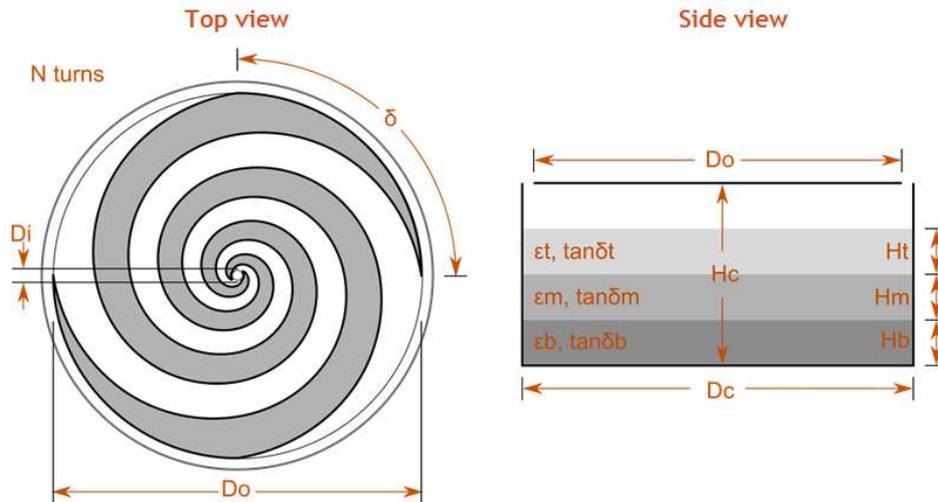


Fonte: o autor (2016).

Os parâmetros da espiral logarítmica em cavidade com camadas absorvedoras foram determinados usando o software CST *Antenna Magus* [4] para uma frequência central de 10 GHz e banda de 4 GHz. O software CST *Antenna Magus* [4] é um aplicativo que contempla uma coletânea de expressões e procedimentos analíticos para o projeto das antenas mais comuns. Algumas das expressões analíticas da coletânea são exatas, outras são empíricas resultantes da prática. Para alguns tipos de antenas os resultados são aproximados, demandando posterior refino por análise e otimização numérica. Mas em todos os casos, é incontestável a praticidade de se ter rapidamente um modelo inicial para as antenas

mais comuns. A Figura A2 ilustra os parâmetros para projeto da referida espiral, e a Tabela A1 ilustra os valores determinados pelo CST *Antenna Magus* [4]

Figura A2 – Parâmetros da espiral logarítmica em cavidade com camadas absorvedoras



Fonte: o autor (2016).

Os dados de entrada do *Antenna Magus* são a frequência mínima e a frequência máxima de operação, que foram definidas como 8 GHz e 12 GHz (40% de banda, cobrindo toda a banda X) respectivamente. O software otimiza a antena para o máximo ganho.

Tabela A1 – Parâmetros da espiral logarítmica em cavidade com camadas absorvedoras

Nome	Descrição	Valor
h	Handedness	Left handed
Di	Spiral inner diameter	3.013 mm
Do	Spiral outer diameter	49.86 mm
δ	Angular arm width	90 °
N	Number of turns	2.127
Hc	Height of cavity	9.369 mm
Dc	Diameter of cavity	54.85 mm
Ht	Thickness / height of top absorber	2.342 mm
Hm	Thickness / height of middle absorber	2.342 mm
Hb	Thickness / height of bottom absorber	2.342 mm
$\tan\delta_t$	Loss tangent ($\tan\delta$) of top absorber	250e-3
$\tan\delta_m$	Loss tangent ($\tan\delta$) of middle absorber	250e-3
$\tan\delta_b$	Loss tangent ($\tan\delta$) of bottom absorber	500e-3
ϵ_t	Relative permittivity of the top absorber	1.1
ϵ_m	Relative permittivity of the middle absorber	1.1
ϵ_b	Relative permittivity of the bottom absorber	2

Fonte: o autor (2016).

REFERÊNCIAS

- [1] YUSOP, M. F. Mohd. Coaxial feed archimedean spiral antenna for GPS application. *Proceedings of 2010 IEEE Asia-Pacific Conference on Applied Electromagnetics*, 2010.
- [2] WANG, Johnson J. H. Spiral Antennas in RFID and their size reduction and performance enhancement. *IEEE International Workshop on Anti-counterfeiting, Security, Identification*, 2007.
- [3] BENDIX CORPORATION. Patent US3441937 A, 29 Apr. 1969.
- [4] ANTENNA MAGUS. c2016. Available from: <<http://www.antennamagus.com>>. Access on: 17 Sept. 2016.

APÊNDICE B – A ANTENA CORNETA (*HORN*) CÔNICA OTIMIZADA

A antena corneta pode ser interpretada como um dispositivo cuja geometria cônica faz uma transição suave entre meios consecutivos de propagação da onda eletromagnética, evitando assim descontinuidades abruptas e consequentes reflexões, partindo da impedância do meio de propagação correspondente à guia de onda que alimenta a corneta e terminando na impedância de propagação correspondente ao espaço livre na saída da abertura da corneta.

Uma corneta é otimizada quando seu comprimento L e sua abertura ou diâmetro d_m (Figura B1) são determinadas para corresponder ao máximo ganho possível. O ganho da corneta cônica, para um determinado comprimento, aumenta à medida em que é incrementado o ângulo de abertura (α_0) até atingir um máximo. Além deste ponto, o ganho começa a decrescer devido as largas variações de fase ao longo da abertura [1] (Figura B2). Os campos ao longo da abertura da corneta são similares ao modo TE₁₁ para guias de onda circulares com uma abertura de raio a .

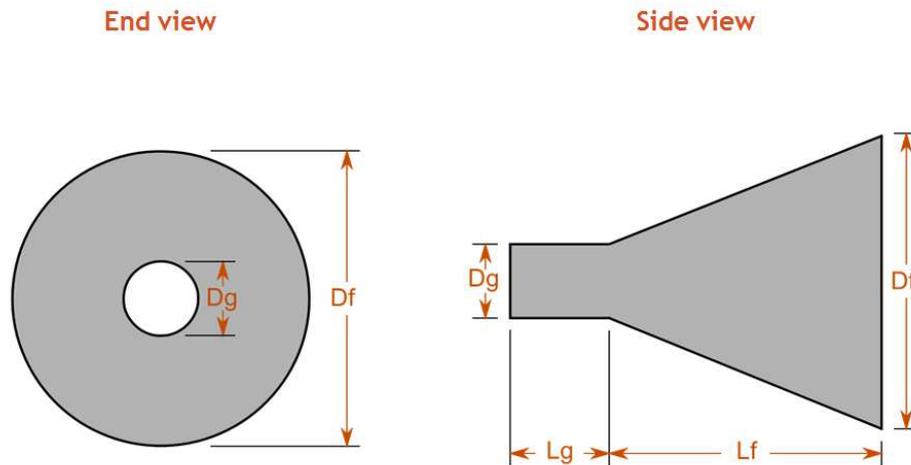
As expressões de (55), (56) e (57) são utilizadas para o dimensionamento de uma antena corneta cônica otimizada [2], permitindo o cálculo do ganho ótimo em função do comprimento da corneta cônica (L), do ganho ótimo em função do diâmetro (abertura d_m) e a determinação do comprimento da corneta cônica (L):

$$G_{opt} \approx 15.97 \left(\frac{L}{\lambda} \right) + 1.72 \quad (55)$$

$$G_{opt} \approx 5.1572 \left(\frac{d_m}{\lambda} \right)^2 - 0.6451 \left(\frac{d_m}{\lambda} \right) + 1.3645 \quad (56)$$

$$L \approx 0.3232 \left(\frac{d_m}{\lambda} \right)^2 - 0.0475 \left(\frac{d_m}{\lambda} \right) + 0.0052 \quad (57)$$

Figura B3 – Parâmetros de projeto da corneta cônica



Fonte: o autor (2016).

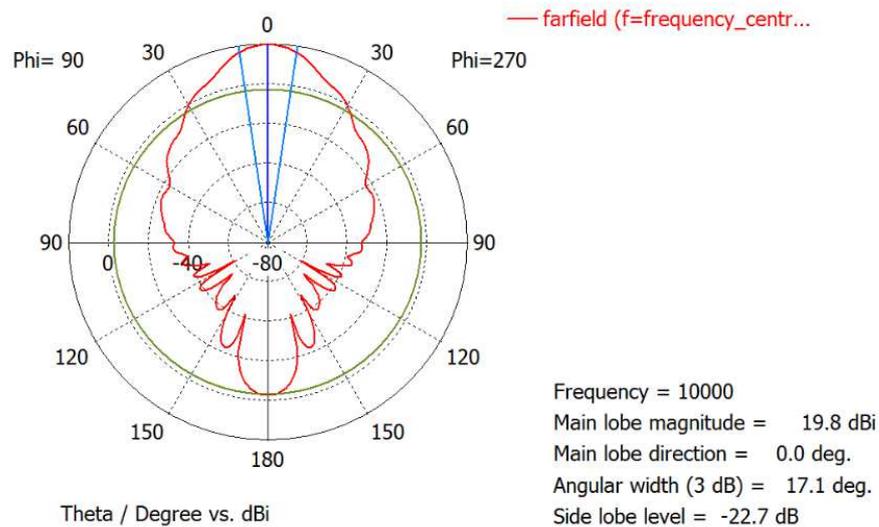
Os dados de entrada do *Antenna Magus* são a frequência a central (10 GHz) e o ganho desejado de 20 dBi (igual ao desenvolvido para a LTP). O software obtém as dimensões otimizadas.

Tabela B1 – Parâmetros da corneta cônica

Name	Description	Value
Dg	Diameter of the waveguide	20.27 mm
Lg	Length of the waveguide	29.98 mm
Df	Diameter of the flare	130.8 mm
Lf	Length of the flare	148.2 mm

A Figura B4 mostra o diagrama de irradiação da antena para a frequência central de 10 GHz.

Figura B4 – Diagrama de irradiação da corneta cônica @ 10 GHz
Farfield Directivity Abs (Phi=90)



Fonte: o autor (2016).

REFERÊNCIAS

- [1] BALANIS, C. A. *Antenna theory: analysis and design*. 3rd. ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005.
- [2] ABOSEWAL, Nafati A.; BALANIS, Constantine A.; BIRTCHER, Craig R. Conical horn: gain and amplitude patterns. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Hong Kong, v. 61, n. 7, 2013.
- [3] ANTENNA MAGUS. c2016. Available from: <<http://www.antennamagus.com>>. Access on: 17 Sept. 2016.