

Universidade de Brasília
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Elétrica

ANTENAS E PROPAGAÇÃO

Antonio José Martins Soares
Franklin da Costa Silva

Agosto de 2003

Índice

1	Comunicações via rádio	1
1.1	Introdução	1
1.2	Espectro eletromagnético de frequências	1
1.3	Características da onda eletromagnética	2
1.3.1	Frente de onda	4
1.3.2	Período	4
1.3.3	Velocidade de propagação	4
1.3.4	Comprimento de onda	5
1.3.5	Polarização	5
1.4	Mecanismos de radiação	6
2	Linhas de Transmissão e Guia de Ondas	11
2.1	Introdução	11
2.2	Ondas guiadas	11
2.3	A linha de transmissão de dois condutores	13
2.3.1	Impedância característica	16
2.3.2	Atenuação e perdas	17
2.3.3	Reflexão de energia	17
2.3.4	Linha de transmissão uniforme	17
2.4	Guia de ondas	27
2.4.1	Terminações em guias de ondas	29
2.4.2	Métodos de acoplamento	30
3	Conceitos básicos de antenas	35
3.1	Introdução	35
3.2	Equações de Maxwell	35
3.2.1	Condições de contorno	37
3.2.2	Funções potenciais	38
3.3	Dipolo elétrico elementar	38
3.3.1	Campos radiados	39
3.3.2	Potência radiada e resistência de radiação	40
3.3.3	Diretividade	41

3.3.4	Influência de um plano condutor infinito	41
3.4	Antena dipolo	43
3.5	Noções de conjuntos	46
3.6	Alimentação de antenas	49
3.7	Baluns	53
4	Parâmetros principais de antenas	57
4.1	Introdução	57
4.2	Diagrama de radiação	58
4.3	Polarização	59
4.4	Área efetiva	60
4.5	Diretividade e Ganho	61
4.6	Relação frente-costas	62
4.7	Impedância	62
4.8	Largura de banda	64
4.9	Temperatura de ruído	64
5	Tipos de antenas	67
5.1	Introdução	67
5.2	Antenas eletricamente curtas	67
5.3	Antenas ressonantes	68
5.4	Antenas de banda larga	71
5.5	Antenas de abertura	77
6	Propagação de Ondas Eletromagnéticas	79
6.1	Introdução	79
6.2	Propagação no espaço livre	79
6.3	Intensidade de campo	80
6.4	Potência efetiva isotropicamente radiada	81
6.5	A atmosfera	81
6.5.1	Troposfera	81
6.5.2	Estratosfera	83
6.5.3	Ionosfera	83
6.6	Propagação na atmosfera	83
6.7	Modos de propagação	84
6.7.1	VLF	85
6.7.2	LF e MF	85
6.7.3	HF	86
6.7.4	VHF e UHF	86
6.7.5	SHF	86
6.7.6	EHF	86

ANTENAS E PROPAGAÇÃO	iii
6.8 O efeito da atmosfera	87
6.8.1 Raio efetivo da terra	89
6.9 Efeitos do terreno	91
6.9.1 Princípio de Huygens	91
6.9.2 Difração por obstáculo	91
6.9.3 Zonas de Fresnel	92
6.9.4 Perdas por difração	94
6.10 Antenas localizadas sobre a terra plana	95
6.10.1 Coeficientes de reflexão	99
6.11 Antenas localizadas sobre a terra esférica	100
6.12 Rugosidade da terra	102
Referências	103

Capítulo 1

Comunicações via rádio

1.1 Introdução

A Fig.1.1 mostra de forma simplificada um sistema de radiocomunicação. A informação a ser transmitida é inserida em uma portadora de radiofrequência (RF) no equipamento transmissor. A energia associada à portadora de (RF) modulada é enviada, por meio de uma linha de transmissão especial, para a antena transmissora, onde é, finalmente, radiada para o espaço na forma de uma onda eletromagnética. Antenas receptoras, quando colocadas no caminho da onda eletromagnética, absorvem parte da sua energia e a enviam para um equipamento receptor, que recupera a informação.

A potência da portadora de RF gerada no transmissor, a distância entre o transmissor e o receptor e a sensibilidade do receptor são alguns fatores importantes para a viabilização de comunicação por meio de ondas eletromagnéticas. Além disso, a propagação da onda eletromagnética é influenciada pelas condições da atmosfera terrestre e pela natureza do solo entre os pontos de transmissão e de recepção; sinais interferentes podem impossibilitar a recepção durante algum intervalo de tempo; e ruídos e perdas presentes na linha de transmissão dificultam a identificação do sinal.

Qualquer dispositivo conectado a uma fonte de energia que produza campos eletromagnéticos em uma região externa é um sistema radiante. A antena é a parte desse sistema construída de modo a maximizar ou a acentuar a radiação de energia e, ao mesmo tempo, minimizar ou suprimir a energia restante. A teoria de antenas, portanto, admite implicitamente que ela esteja acoplada a uma fonte de energia não-radiante por meio de uma linha de transmissão também não-radiante.

Em resumo, tanto a investigação da propagação das ondas eletromagnéticas como o estudo de antenas são essenciais para um completo entendimento dos sistemas de comunicação via rádio.

1.2 Espectro eletromagnético de frequências

Uma grande variedade de enlaces via rádio pode ser implementada usando como portadora uma frequência do espectro eletromagnético. Os organismos de regulação limitam a faixa de

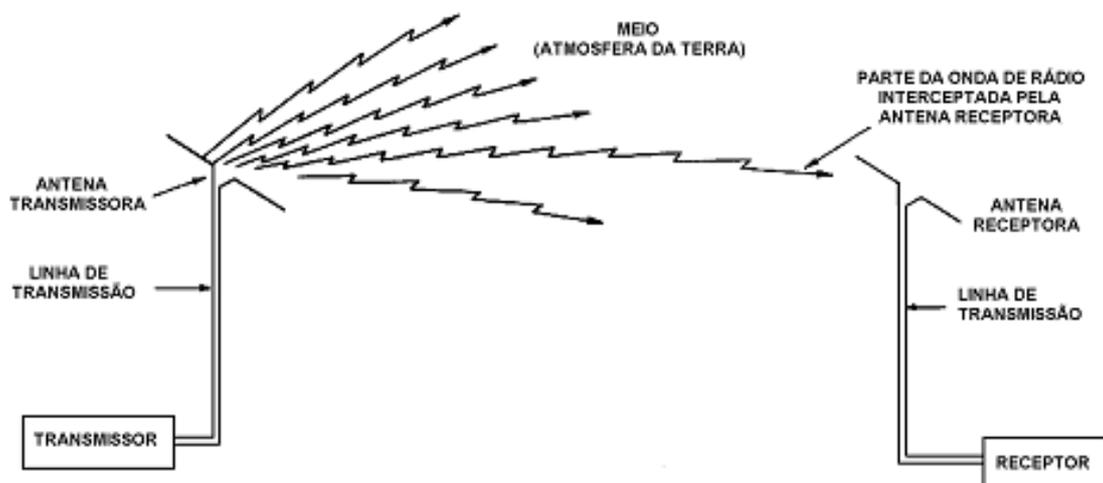


Figura 1.1: Componentes básicos de um sistema de comunicações via rádio.

radiofrequências (RF) entre 30 kHz e 300 GHz, embora a propagação de ondas eletromagnéticas também seja possível abaixo de alguns kHz. Por acordo internacional a faixa de RF é dividida em bandas, cada banda sendo designada por um nome. A Tab.1.1 mostra as várias bandas de frequências com as aplicações típicas.

Assim como o petróleo, o espectro de RF é um recurso natural escasso e, portanto, deve ser utilizado de forma prudente e conservativa. Vários serviços como rádio AM, rádio FM, TV, celular, satélite e enlaces fixos terrestres devem compartilhar desse espectro comum. Além disso, cada um desses serviços deve crescer e se expandir sem causar interferência em outro.

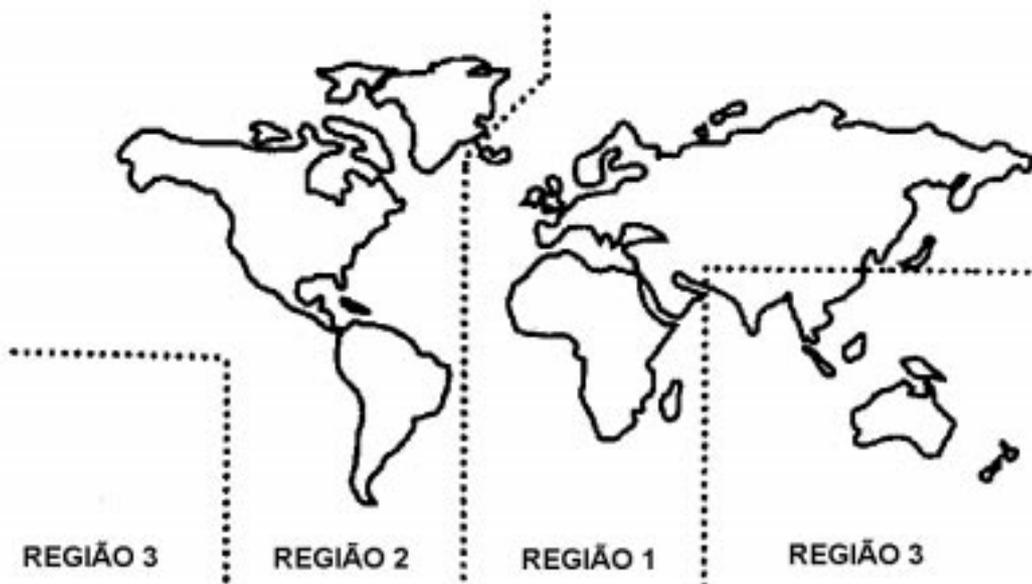
A tarefa de alocar e controlar o espectro de RF é de responsabilidade de um comitê internacional de padronização, criado pelas Nações Unidas e denominado de União Internacional de Telecomunicações (ITU - *International Telecommunications Union*). Os órgãos do ITU de interesse para comunicações via rádio são as agências designadas de ITU-T (anteriormente CCITT) e ITU-R (anteriormente CCIR). Dentro do ITU-R, a WARC (*World Administrative Radio Conference*) é responsável pela alocação de uma banda específica de frequência para os serviços atuais e futuros, e a RRB (*Radio Regulations Board*, anteriormente IFRB) define as regras internacionais para a utilização da frequência dentro dessas bandas. O ITU dividiu o mundo em três regiões, Fig.1.2. A região 1 inclui a Europa, a África e a Comunidade dos Estados Independentes; a região 2 inclui a América do Norte e a América do Sul; a região 3 inclui a Ásia, a Austrália e o Pacífico.

1.3 Características da onda eletromagnética

Para o entendimento de sistemas radiantes e da propagação de energia, é importante o conhecimento de conceitos associados a uma onda eletromagnética e também às suas características na região distante da fonte de radiação.

Tabela 1.1: Designação das bandas de frequências e aplicações típicas.

<i>banda de frequências</i>	<i>designação</i>	<i>aplicações típicas</i>
3 - 30 kHz	very low frequency (VLF)	navegação em longas distâncias, comunicações submarinas
30 - 300 kHz	low frequency (LF)	navegação em longas distâncias, rádio farol marítimo
300 - 3.000 kHz	medium frequency (MF)	AM comercial, rádio marítimo, frequências de emergência
3 - 30 MHz	high frequency (HF)	rádio amador, comunicações militares, <i>broadcasting</i> internacional, comunicações com aviões e navios em grandes distâncias
30 - 300 MHz	very high frequency (VHF)	televisão VHF, rádio FM, comunicação AM aérea, auxílio à navegação aérea
0,3 - 3 GHz	ultra high frequency (UHF)	televisão UHF, radar, enlaces de microondas, auxílio à navegação
3 - 30 GHz	super high frequency (SHF)	comunicações por satélite, enlaces de microondas e radar
30 - 300 GHz	extra high frequency (EHF)	radar, satélite experimental.
$10^3 - 10^7$ GHz	infravermelho, luz visível, ultravioleta	comunicações ópticas.

**Figura 1.2:** Mapa regional do ITU.

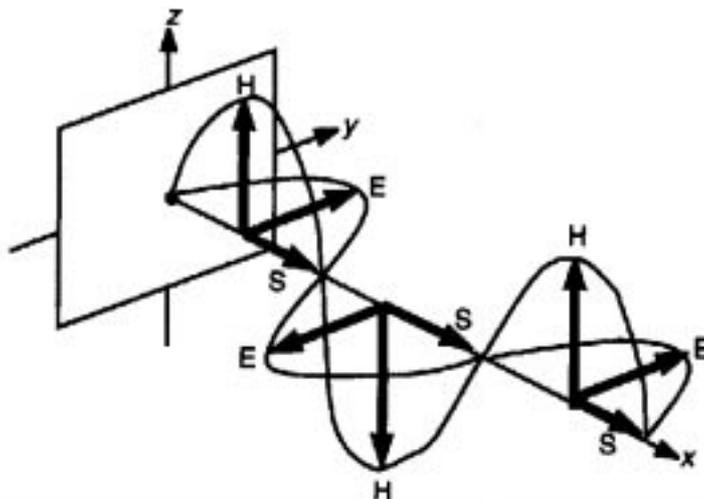


Figura 1.3: Campos vetoriais \mathbf{E} e \mathbf{H} de onda eletromagnética.

1.3.1 Frente de onda

Distante da antena transmissora, uma onda eletromagnética tem duas componentes vetoriais mutuamente perpendiculares: um campo elétrico e um campo magnético. Esses dois campos são normais à direção de propagação, o que caracteriza uma onda transversa eletromagnética (TEM), Fig.1.3. Os campos elétrico e magnético interagem um com o outro; um campo magnético variante induz um campo elétrico e um campo elétrico variante induz um campo magnético.

A frente de onda é uma superfície imaginária formada por pontos em que os campos têm fase constante. Se, além da fase constante, os campos têm a mesma magnitude em qualquer ponto da frente de onda, ela é uniforme. Nesse caso, os valores máximos e mínimos dos vetores campo elétrico e campo magnético ocorrem no mesmo instante de tempo e são independentes do ponto de observação na frente de onda. Ondas eletromagnéticas no espaço livre caminham como uma onda plana não uniforme.

1.3.2 Período

O período de uma onda é o intervalo de tempo necessário para que os vetores campos elétrico e magnético dessa onda voltem a se repetir. O período T é expresso por

$$T = \frac{1}{f} \quad (\text{s}) \quad (1.1)$$

em que f é a frequência da onda (o número de ciclos por segundo, em Hz).

1.3.3 Velocidade de propagação

A velocidade de propagação da onda depende do meio no qual ela se propaga e é determinada por

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad \left(\frac{\text{m}}{\text{s}}\right) \quad (1.2)$$

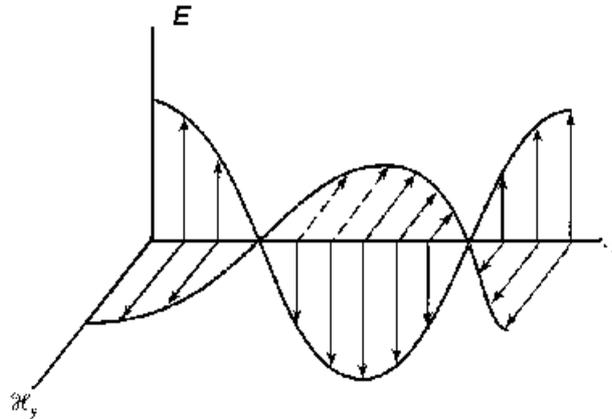


Figura 1.4: Comportamento espacial dos campos elétrico e magnético em uma onda polarizada linearmente na vertical.

em que μ é a permeabilidade do meio e ε é a permissividade do meio. No vácuo,

$$v = c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \simeq 3 \times 10^8 \quad (1.3)$$

em que $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m e $\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m. Um outro meio qualquer é especificado em termos da permissividade relativa $\mu_r = \mu/\mu_0$ e da permeabilidade relativa $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$.

1.3.4 Comprimento de onda

O comprimento de onda é a menor distância entre duas superfícies de mesma fase. O comprimento de onda λ é expresso por

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (\text{m}) \quad (1.4)$$

1.3.5 Polarização

Uma onda eletromagnética monocromática - que varia senoidalmente no tempo - é caracterizada no ponto de observação pela frequência, magnitude, fase e polarização. A polarização da onda é definida no plano que contém o vetor campo elétrico. Ela é a figura que o campo elétrico instantâneo traça, com o tempo, num ponto fixo de observação. Um exemplo é a onda linearmente polarizada na vertical, mostrada na Fig.1.4 para um instante fixo de tempo. Quando o tempo avança, o campo elétrico num ponto fixo oscila para cima e para baixo ao longo de uma linha vertical. Como indicado na figura, as variações temporal e espacial do campo magnético são similares às do campo elétrico, exceto que o campo magnético é perpendicular ao campo elétrico.

Para uma onda completamente polarizada, a figura traçada pelo campo elétrico é uma elipse, Fig.1.5. A rotação, em uma frequência angular ω , pode ocorrer num determinado sentido. Se a onda está se deslocando na direção do observador e o vetor rotaciona na direção dos ponteiros do relógio, a onda está polarizada para a esquerda. A regra da mão esquerda se aplica nesse caso. Caso contrário, a onda está polarizada para a direita. Ondas elipticamente polarizadas para a esquerda e direita são mostradas nas Fig.1.5a e Fig.1.5b. Se o vetor campo

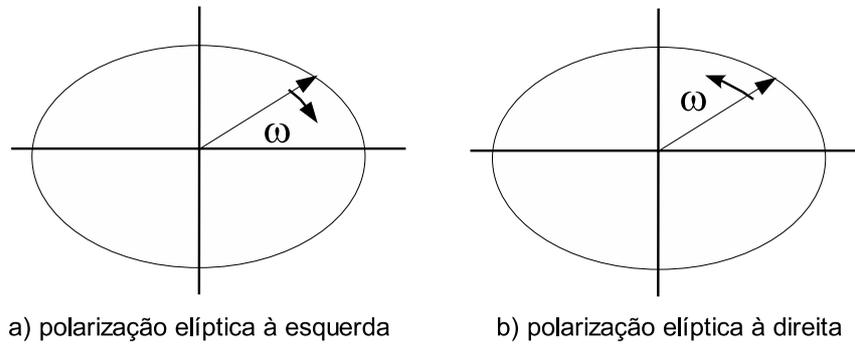


Figura 1.5: Comportamento espacial do campo elétrico em uma onda elípticamente polarizada. A onda se aproxima do observador.

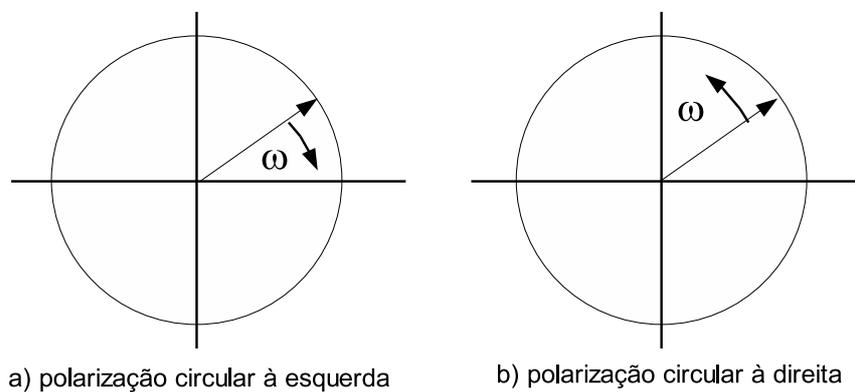


Figura 1.6: Polarização circular. A onda se aproxima do observador.

elétrico permanece constante em comprimento mas rotaciona sobre um caminho circular, ele está circularmente polarizado, Fig.1.6a e Fig.1.6b. O comportamento tempo-espço da onda circularmente polarizada é difícil de visualizar. A Fig.1.7 fornece uma vista em perspectiva espacial de uma onda circularmente polarizada para a esquerda. Na medida em que essa onda se desloca na direção do eixo $+z$, o campo elétrico em um ponto fixo rotaciona na direção dos ponteiros do relógio no plano xy (resultando em uma onda circularmente polarizada para a esquerda). Isso é ilustrado na figura com a seqüência da variação no tempo do vetor campo elétrico em um plano.

1.4 Mecanismos de radiação

Considere uma fonte de voltagem conectada a uma antena por meio de uma linha de transmissão de dois condutores. Aplicando-se uma voltagem na entrada da linha cria-se um campo elétrico entre os seus condutores, cujas linhas de são mostradas na Fig.1.8. As linhas de fluxo forçam os elétrons livres dos condutores a se deslocarem. O movimento de cargas origina uma corrente que, por sua vez, cria um campo magnético com suas respectivas linhas de fluxo.

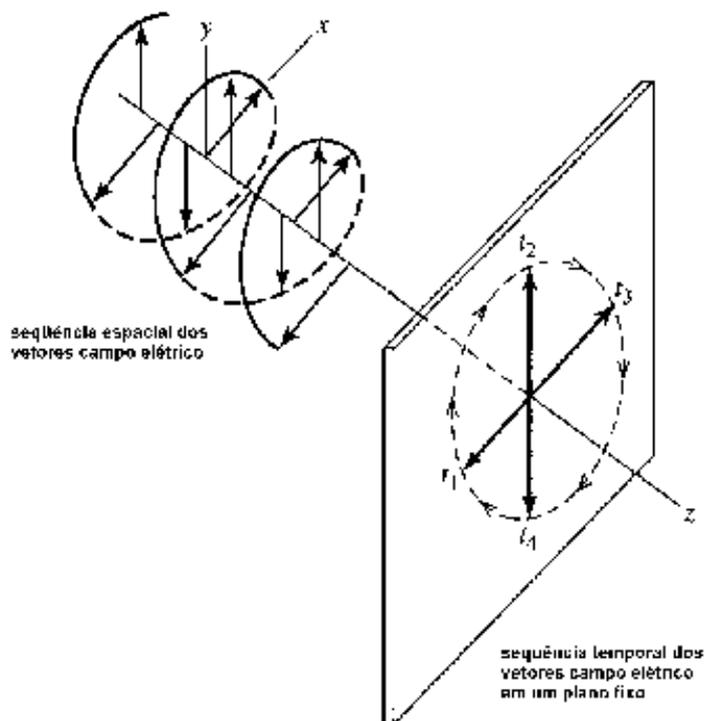


Figura 1.7: Vista em perspectiva de uma onda circularmente polarizada para a esquerda.

As linhas de campo elétrico iniciam em cargas positivas e terminam em cargas negativas. Elas também podem iniciar em cargas positivas e terminar no infinito, iniciar no infinito e terminar em cargas negativas, ou formar caminhos fechados não iniciando nem terminando em cargas. As linhas de campo magnético sempre formam percursos fechados envolvendo condutores carregando correntes porque não existem cargas magnéticas.

As linhas de campo elétrico, mostradas na Fig.1.8 entre os dois condutores, auxiliam a visualização das distribuições de cargas. Assumindo-se que a fonte de voltagem é senoidal, então que o campo elétrico entre os condutores também é senoidal, com um período igual ao da fonte. A amplitude relativa da intensidade de campo elétrico é indicada pela densidade de linhas de força, com as setas mostrando o sentido positivo ou negativo. Os campos elétrico e magnético variando no tempo entre os condutores formam ondas eletromagnéticas que caminham ao longo da linha de transmissão, Fig.1.8a. As ondas eletromagnéticas entram na antena e têm, associadas com elas, cargas elétricas e a corrente correspondente. Removendo-se parte da estrutura da antena, como na Fig.1.8b, as ondas no espaço livre podem ser formadas fechando-se as extremidades das linhas de campo elétrico (linhas pontilhadas). Essas ondas são também periódicas, mas um ponto de fase constante P_0 move-se externamente com a velocidade da luz e caminha uma distância $\lambda/2$ (para P_1) no intervalo de tempo de meio período.

Para se entender como as ondas guiadas são liberadas da antena dando origem às ondas no espaço livre, conforme indicado por linhas fechadas na Fig.1.8, pode-se fazer uma analogia

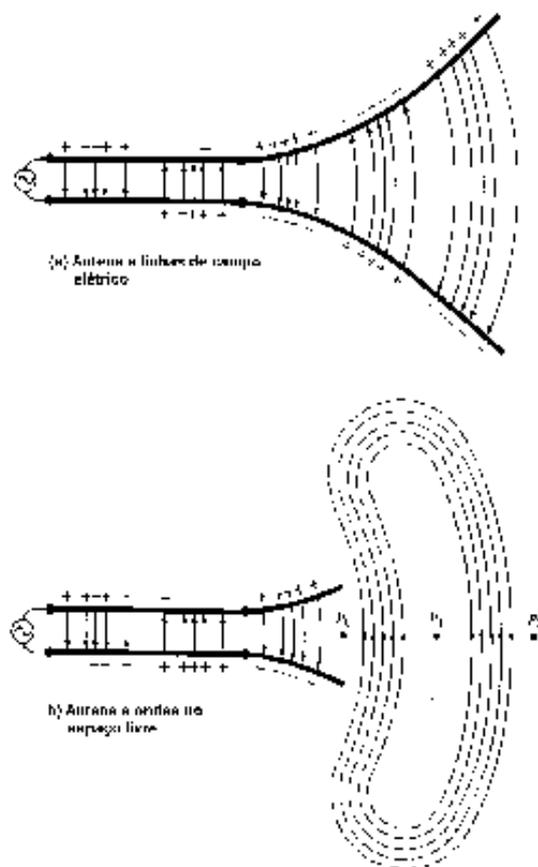


Figura 1.8: Fonte, linha de transmissão e antena.

entre as ondas no espaço livre e as ondas criadas ao se atirar uma pedra em um lago. Quando a perturbação na água inicia, as ondas criadas se deslocam afastando-se do ponto onde a pedra caiu. Se a perturbação persiste, novas ondas são criadas mas atrasadas em suas propagações com relação às iniciais.

Processo semelhante acontece com as ondas eletromagnéticas criadas por uma perturbação elétrica. Se a perturbação elétrica inicial produzida pela fonte é de curta duração, as ondas eletromagnéticas criadas caminham dentro da linha de transmissão, em seguida pela antena e finalmente serão radiadas como ondas no espaço livre, mesmo se a fonte elétrica não mais existe. Se a perturbação elétrica é de natureza contínua, as ondas eletromagnéticas se deslocam continuamente uma após a outra, como mostrado na Fig. 1.9 para uma antena bicônica.

As ondas eletromagnéticas no interior da linha de transmissão e da antena estão associadas com as cargas presentes nos condutores. No entanto, quando as ondas são radiadas, elas formam caminhos fechados sem cargas associadas. Com isso se conclui que cargas elétricas são necessárias para excitar mas não para manter os campos, que podem existir na sua ausência. Essa é uma analogia direta com as ondas na água.

O mecanismo pelo qual as linhas de força de campo elétrico se libertam da antena,

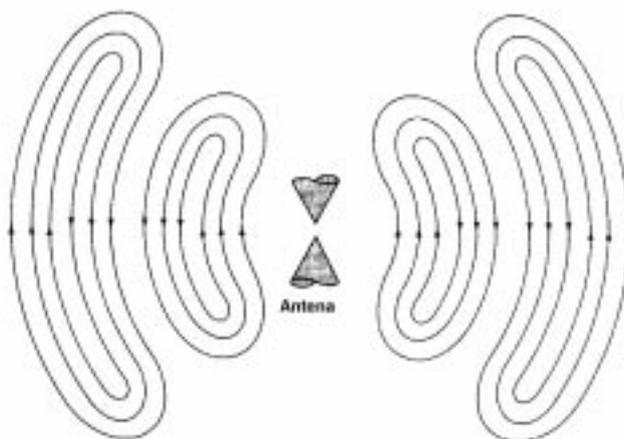


Figura 1.9: Linhas de campo elétrico no espaço livre produzidas por uma antena bicônica.

para formar ondas no espaço livre, pode ser ilustrado pelo exemplo de uma antena curta com relação ao comprimento de onda. Nessa antena, o tempo de deslocamento é desprezível, o que permite uma melhor interpretação física do desprendimento das linhas de força. Embora seja um mecanismo simplificado, ele permite a visualização da criação das ondas no espaço livre.

A Fig.1.10a mostra as linhas de força criadas entre os braços de um dipolo eletricamente curto alimentado pelo centro, no primeiro quarto do período, tempo durante o qual as cargas atingem seu valor máximo (assumindo uma variação senoidal no tempo) e as linhas caminham a partir do centro de uma distância radial igual a $\lambda/4$. Neste exemplo, assumamos que o número de linhas formadas são três. Durante o próximo quarto do período, as três linhas originais caminham uma distância adicional de $\lambda/4$ (um total de $\lambda/2$ do ponto inicial) e a densidade de cargas nos condutores começa a diminuir. Isso pode ser entendido como sendo acompanhado pela introdução de cargas opostas que no final da primeira metade do período neutralizam as cargas nos condutores. As três linhas de força criadas pelas cargas opostas caminham uma distância de $\lambda/4$ durante o segundo quarto da primeira metade do período. Elas são mostradas pontilhadas na Fig.1.10b. O resultado final é que existem três linhas de força apontando num sentido na primeira distância de $\lambda/4$ e o mesmo número de linhas apontando no sentido contrário na segunda distância de $\lambda/4$. Como não existem cargas líquidas na antena, as linhas de força devem ser forçadas a se desprender dos condutores e se unir para formar caminhos fechados, Fig.1.10c. Na segunda metade do período, o mesmo fenômeno ocorre mas em sentido oposto. A seguir, o processo se repete e continua indefinidamente.

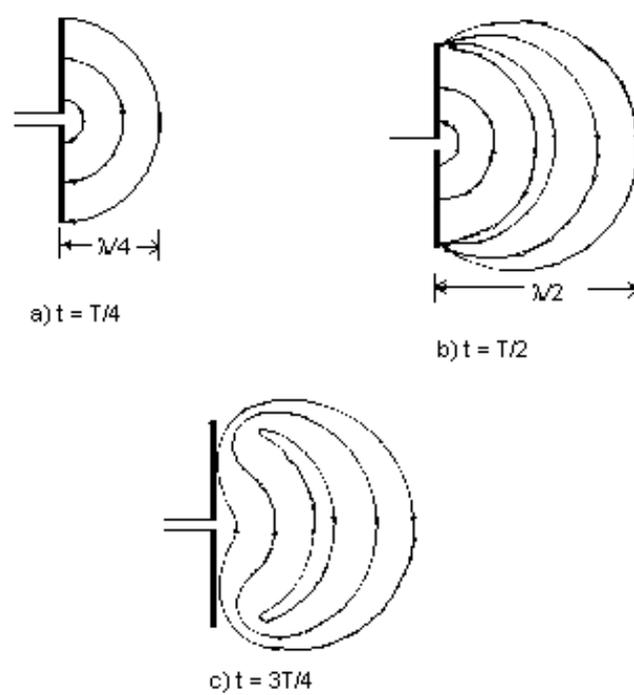


Figura 1.10: Formação e liberação das linhas de campo elétrico pelo dipolo curto.

Capítulo 2

Linhas de Transmissão e Guia de Ondas

2.1 Introdução

As ondas guiadas, presentes em linhas de transmissão ou em guias de ondas, têm comportamento de propagação diferente das ondas radiadas. A linha de transmissão é um componente importante dos sistemas de comunicações; conseqüentemente, o seu comportamento e características básicas devem ser conhecidos com algum detalhe. Neste capítulo, são discutidos os conceitos básicos de linhas de transmissão de dois condutores e guias de ondas.

2.2 Ondas guiadas

Em uma onda eletromagnética, uma variação do campo elétrico produz um campo magnético variante, que gera um campo elétrico e, dessa forma, energia se propaga. Uma linha de transmissão é um dispositivo de dois terminais capaz de guiar energia de um ponto a outro. Em um dos terminais a potência (ou informação) é inserida e no outro terminal essa potência é extraída. Então, uma linha de transmissão pode ser vista como um dispositivo de quatro terminais para conectar dispositivos elétricos.

Os cabos elétricos de ligação de uma lâmpada ou ferramenta são exemplos de linhas de transmissão, como também o são os fios de telefone, de áudio, de vídeo e mesmo as fibras nervosas do corpo humano. As interconexões de todos os circuitos elétricos, guias de onda - condutores metálicos e de seções transversais diversas -, fibras ópticas, e até mesmo enlaces de rádio podem ser vistos como exemplos de linhas de transmissão, Fig.2.1.

As linhas de transmissão estão por toda parte e apresentam uma variedade infinita. Porém, indiferente ao tipo de construção, todas operam de acordo com os mesmos princípios básicos que serão discutidos a seguir.

é conveniente classificar as linhas de transmissão em três grupos principais de acordo com o modo de operação: modo TEM; modo de ordem superior; e as ondas espaciais no modo TEM.

Uma propriedade das linhas de dois condutores - bifilar, coaxial, microfita - é que os campos elétrico e magnético são transversos à direção de propagação da onda. Tais campos são conhecidos como modos TEM, e, para esses modos, as grandezas escalares V e I são relacionadas

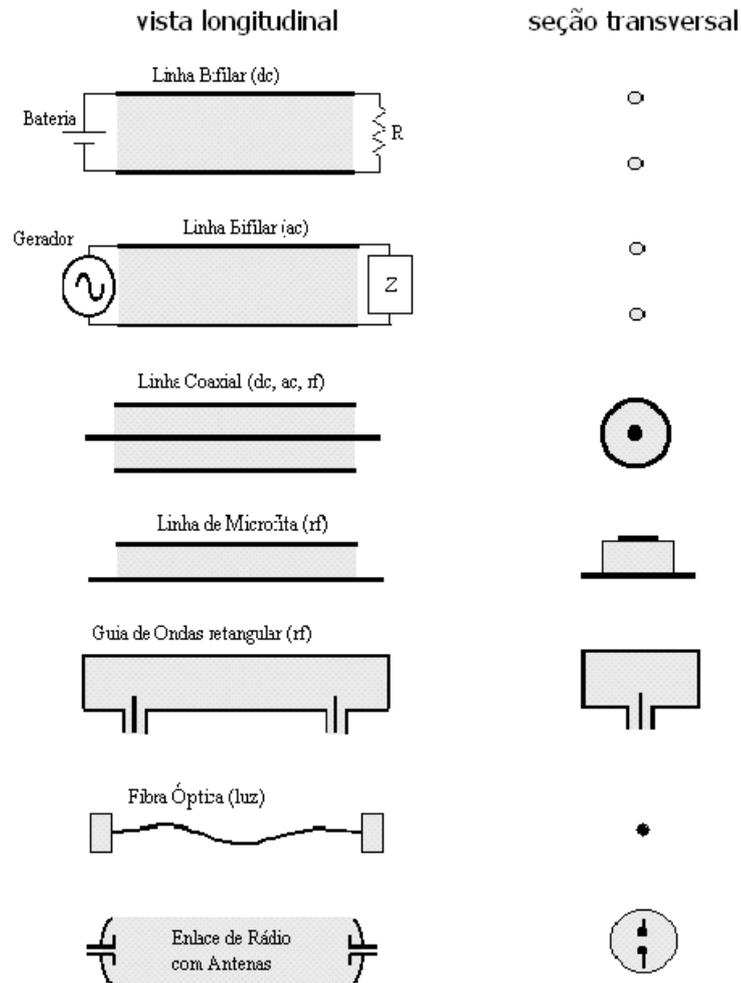


Figura 2.1: Exemplos de linhas de transmissão.

diretamente aos campos vetoriais \mathbf{E} e \mathbf{H} da linha de transmissão. Logo, essas estruturas podem ser analisadas usando a aproximação para circuitos, que é um procedimento mais rápido e menos complexo, quando comparado à teoria geral dos campos, em que as incógnitas são os campos elétrico e magnético.

De outra forma, guias de onda (os quais são construídos de condutores ocos), estruturas de condutor único e guias de onda dielétricos têm campos eletromagnéticos com componentes na direção de propagação da onda. Tais configurações de campo (conhecidos como modos de ordem superior), somente podem ser analisadas utilizando a teoria de campos eletromagnéticos.

O principal uso de linhas de transmissão é a transferência de sinais e potência entre dois pontos. As linhas de transmissão são geralmente grandes em uma dimensão e pequenas nas outras duas. Nas frequências utilizadas para transmissão de potência, as dimensões transversais são muito pequenas quando comparadas com λ (comprimento de onda). Por exemplo, para uma frequência de 60 Hz, o comprimento de onda é de 5.000 km e as dimensões transversais são da ordem de metro ou menos. Mesmo a dimensão longitudinal é, na maioria dos casos, apenas uma fração de λ .

Para frequências mais altas, os comprimentos das linhas de transmissão podem ser de vários comprimentos de onda. Na frequência de 1 GHz, a qual é o limite para a maioria das linhas práticas tais como linhas coaxiais e de fios paralelos, a seção transversal é da ordem de $0,03\lambda$. Acima de 1 GHz, as perdas inviabilizam o uso prático dessas linhas. Como exemplo, um cabo coaxial operando a 5 GHz pode apresentar perdas acima de 100 dB/km.

Na faixa de 1 GHz a 100 GHz, guias de ondas são usados. As seções transversais dos guias de onda são da ordem de λ . Em 10 GHz, uma frequência típica de operação de guias de onda, um guia de 10 m de comprimento tem várias centenas de comprimentos de onda.

Acima de 100 GHz, os guias de onda são difíceis de serem usados devido a dificuldade de construção, uma vez que sua seção transversal fica muito pequena. Então, guias de ondas ópticos tornam-se mais adequados, apresentando perdas de 0,3 dB/km e 0,2 dB/km, operando em comprimentos de onda ao redor de $1,3 \mu\text{m}$ e $1,55 \mu\text{m}$, respectivamente. Nesse caso, a seção transversal é grande quando comparada com o comprimento de onda, geralmente excedendo 100λ ($125 \mu\text{m}$ é um valor típico do diâmetro da fibra). Claramente, qualquer fibra óptica na prática tem uma dimensão de vários milhões de comprimentos de onda.

2.3 A linha de transmissão de dois condutores

A Fig.2.2a ilustra o processo de formação de diferentes estruturas de dois condutores, a partir de células de campo, onde se tem uma onda se propagando para fora da página com os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} como indicados. Na Fig.2.2b, placas condutoras paralelas são posicionadas perpendiculares a \mathbf{E} e paralelas a \mathbf{H} , não afetando a configuração da onda. Esta célula de campo, ilustrada na Fig.2.2c com extensão infinita, pode ser visualizada como uma linha de transmissão de duas placas paralelas, Fig.2.2d. Note que \mathbf{E} e \mathbf{H} estão sempre perpendicular e paralelo às placas, respectivamente. Encurvando-se as placas, como nas Figs.2.2e ou 2.2f, e continuando esse encurvamento até que os condutores se fechem na seção transversal, têm-se as linhas de transmissão de dois condutores cilíndricos, Fig.2.2g, e a linha coaxial, Fig.2.2h. Uma outra estrutura de muito interesse que pode surgir da Fig.2.2b é a linha de microfita, muito empregada na tecnologia de circuitos integrados. Neste caso, uma das fitas é mais estreita que a outra, Fig.2.2i, podendo-se ainda colocar um material dielétrico entre elas, Fig.2.2j.

As linhas de dois condutores paralelos, Fig.2.2g, têm sido muito usadas para frequências até a faixa de VHF, podendo-se citar sua aplicação na recepção de TV e rádio FM. Porém, apesar de apresentarem vantagens como baixo custo, impedância característica alta (o que diminui as perdas em circuitos de potência de RF, devido a menor corrente na linha), elas têm como desvantagens não serem imunes a ruídos externos, suas características se alteram quando imersas em locais úmidos ou próximas de condutores e ainda perdem parte da energia por radiação à medida que a frequência aumenta.

As linhas coaxiais, Fig.2.2h, apresentam como principal característica o fato de serem blindadas pelo condutor externo, o que as tornam imunes a ruído e perdas por radiação. Porém, as perdas para frequências acima de 1 GHz as tornam inviáveis para aplicações a partir dessa

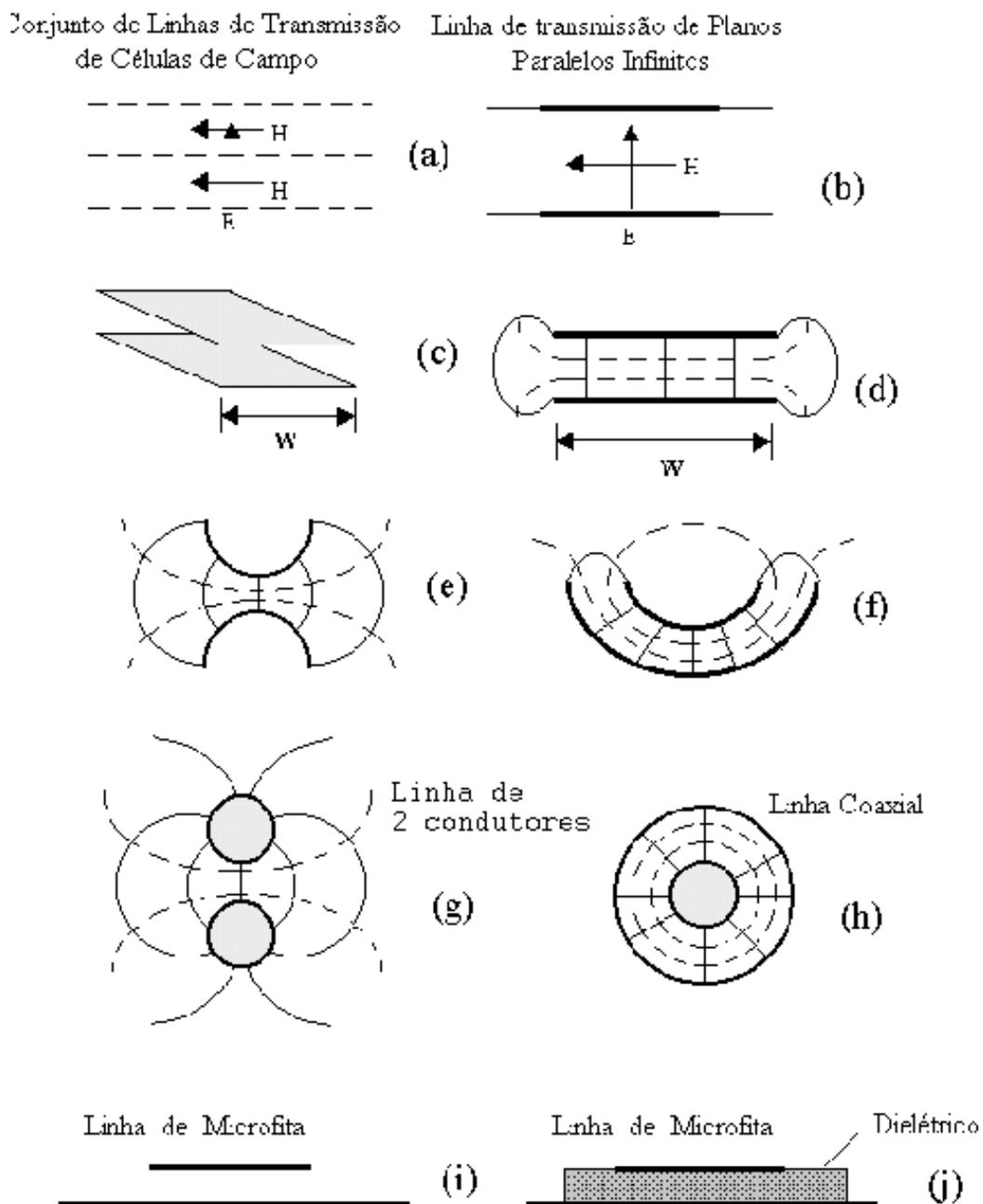


Figura 2.2: Evolução de uma linha de transmissão a partir de uma célula de campo para a linha de dois condutores, coaxial e de microfita.

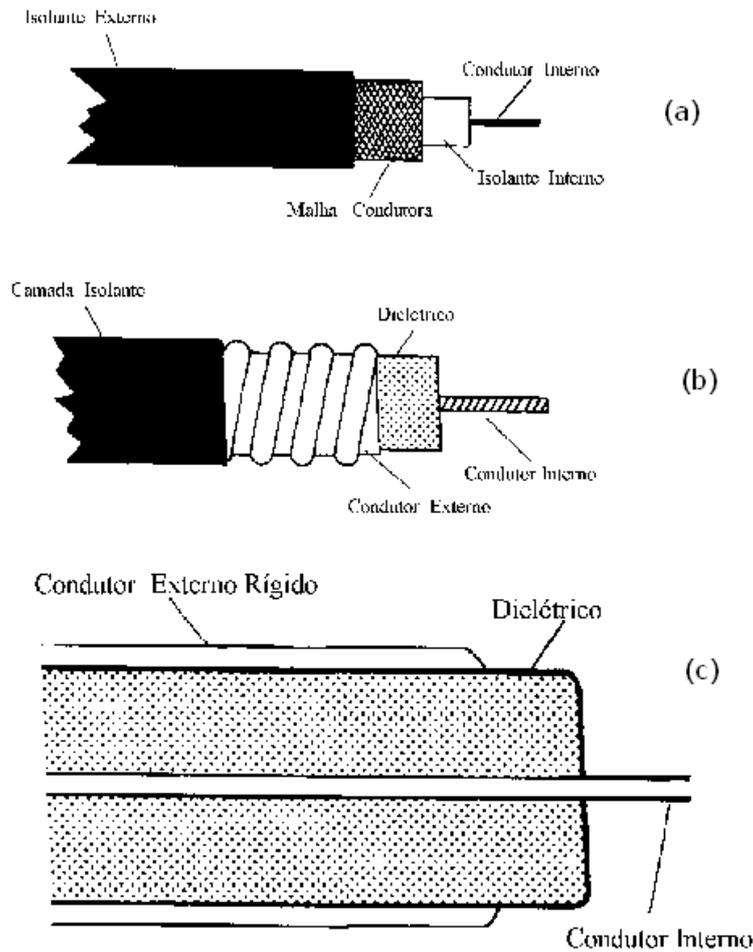


Figura 2.3: Cabo coaxial (a) flexível; (b) semiflexível; (c) rígido.

frequência.

A Fig.2.3 apresenta três tipos de linhas coaxiais. Na Fig.2.3a, tem-se o cabo coaxial mais comum, muito usado na recepção de TV devido a facilidade de manuseio por ser flexível. As Figs.2.3b e 2.3c mostram um cabo semiflexível e um cabo coaxial constituído de dois condutores rígidos, respectivamente. O cabo rígido geralmente tem aplicação em frequências de microondas e é preenchido por um dielétrico que pode ser constituído de material sólido ou ar, ou um gás sobre pressão. Tal procedimento, que evita a entrada de umidade, é também utilizado em guias de ondas.

Cabos coaxiais com encapsulamento metálico duplo apresentam maior proteção contra radiação e interferências eletromagnéticas de fontes externas. A Fig.2.4 mostra uma linha coaxial com duas malhas condutoras.

Um circuito equivalente para uma seção de linha de transmissão é mostrado na Fig.2.5, onde observa-se que uma linha de transmissão é essencialmente um dispositivo de quatro terminais. Dois terminais (entrada) são conectados, por exemplo, ao transmissor e os outros dois (saída) são conectados à antena. Entre esses terminais estão distribuídos os parâmetros in-

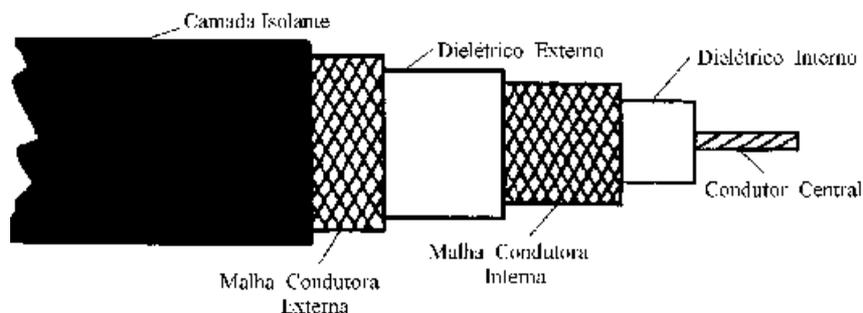


Figura 2.4: Cabo coaxial com encapsulamento metálico duplo.

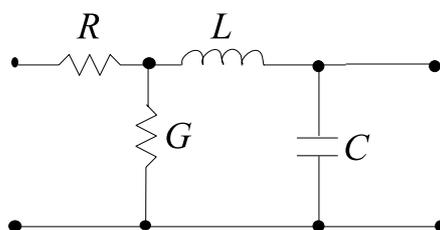


Figura 2.5: Circuito equivalente para uma seção de linha de transmissão.

dutoância, capacitância, resistência e condutância. Os valores desses parâmetros dependem das características físicas da linha e não podem, realmente, ser distinguidos como mostrados na Fig.2.5.

A resistência é distribuída ao longo de toda a linha, sendo dimensionada em ohms por metro e é considerada como em série com a linha. A condutância tem sua origem na corrente de fuga através do dielétrico entre os condutores, sendo portanto posicionada em paralelo com a linha.

Os condutores também possuem uma indutância distribuída, em série com a linha. Esta pode ser vista como a ação de campos magnéticos causados pelos fluxos de corrente. Se o fluxo de corrente tende a cair para zero rapidamente, os campos magnéticos em decréscimo tendem a manter esse fluxo de corrente.

2.3.1 Impedância característica

Associada aos parâmetros distribuídos, pode-se definir uma impedância característica para a linha de transmissão. Assumindo-se uma linha infinitamente longa, a impedância característica determina a corrente que flui quando uma dada voltagem é aplicada na linha. Para linhas sem perdas, essa impedância é puramente resistiva e constante.

A impedância característica é importante no cálculo de quanto de energia é transferida da fonte para a carga. Para uma linha infinita, toda a energia da fonte é transferida para a linha e nenhuma potência retorna para a fonte. Se a linha é finita e termina em uma carga puramente

resistiva e com valor igual a sua impedância característica, a fonte a sentirá como uma linha infinita e toda a energia conduzida pela linha é absorvida pela carga. Se a linha é terminada com qualquer outra carga, energia é refletida de volta à fonte.

A Tab.2.1 mostra alguns tipos de linhas de transmissão de dois condutores e as respectivas fórmulas para o cálculo da impedância característica (Z_0).

2.3.2 Atenuação e perdas

Uma linha de transmissão ideal não tem perdas. Contudo, as linhas de transmissão na prática dissipam potência de três formas.

1. Radiação: a linha de transmissão tende a agir como se fosse uma antena, e perdas por radiação podem ser consideráveis para alguns tipos de linha.
2. Aquecimento: a resistência dos condutores dissipam uma quantidade de potência em forma de calor (perda ôhmica). Perdas ôhmicas também podem ocorrer de correntes de fuga entre os condutores (perdas no dielétrico). Perdas ôhmicas aumentam em linhas com baixa impedância característica por causa das altas correntes que podem fluir.
3. Reflexão: para uma linha com impedância característica real com uma carga diferente de Z_0 , energia é refletida de volta à fonte. Como resultado, têm-se perdas por reflexão.

2.3.3 Reflexão de energia

Quando a linha é infinita, a energia injetada pelo transmissor resulta em uma onda que se propaga indefinidamente na linha. As ondas propagantes de corrente e voltagem se deslocam, sem nenhum obstáculo, uma vez que a linha não tem fim.

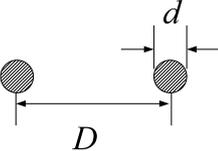
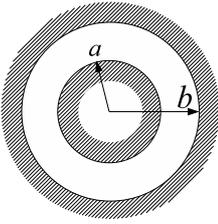
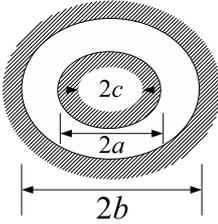
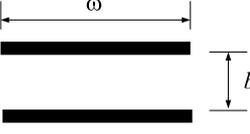
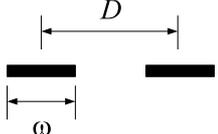
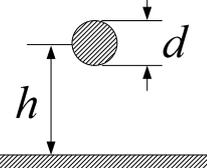
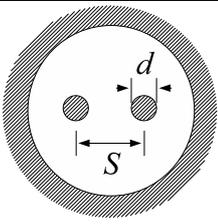
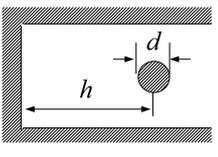
Imaginando agora que os condutores terminem abruptamente, como se eles fossem cortados, as ondas propagantes ao atingirem o fim da linha serão refletidas. Estas ondas refletidas se compõem com as incidentes resultando na formação de um padrão de ondas estacionárias de corrente e voltagem ao longo da linha. As ondas refletidas representam energia que, não sendo absorvida pela carga, são refletidas de volta pela linha. Isso é indesejado em uma linha de transmissão, uma vez que o objetivo é transferir o máximo de potência para a carga.

Se energia é refletida, ondas estacionárias são formadas, o que implica em uma mudança da razão entre a voltagem e a corrente ao longo da linha, e uma conseqüente alteração da impedância da linha. Se toda a energia é refletida no final da linha, nenhuma energia é absorvida pela carga, e a impedância ao longo da linha é puramente reativa. Se parte da energia é absorvida pela carga e a restante é refletida, a impedância ao longo da linha pode ser resistiva (valor maior ou menor que Z_0) ou pode ser complexa (uma parte resistiva e outra reativa).

2.3.4 Linha de transmissão uniforme

Neste item serão consideradas linhas finitas, terminadas com uma carga Z_L , Fig.2.6. A voltagem total e a corrente total resultam de duas ondas que se propagam em direções opostas, sendo a

Tabela 2.1: Impedância característica de algumas linhas de transmissão.

<i>linha</i>	<i>geometria</i>	<i>impedância característica</i>
bifilar		$Z_0 \approx \frac{\eta}{\pi} \log \frac{2D}{d} \quad (D \gg d)$
coaxial cilíndrica		$Z_0 = \frac{\eta}{2\pi} \log \frac{b}{a}$
coaxial elíptica		$Z_0 = \frac{\eta}{2\pi} \log \frac{b + \sqrt{b^2 - c^2}}{a + \sqrt{a^2 - c^2}}$
placas paralelas		$Z_0 \approx \eta \frac{b}{\omega} \quad (\omega \gg b)$
placas colineares		$Z_0 \approx \frac{\eta}{\pi} \log \frac{4D}{\omega} \quad (D \gg \omega)$
fio acima de um plano terra		$Z_0 \approx \frac{\eta}{2\pi} \log \frac{4h}{d} \quad (h \gg d)$
bifilar com blindagem		$Z_0 \approx \frac{\eta}{\pi} \log \left(\frac{2s}{d} \frac{D^2 - s^2}{D^2 + s^2} \right) \Rightarrow \begin{matrix} D \gg d \\ s \gg d \end{matrix}$
fio no interior de uma calha		$Z_0 \approx \frac{\eta}{2\pi} \log \left(\frac{4\omega}{\pi d} \tanh \frac{rh}{\omega} \right) \Rightarrow \begin{matrix} h \gg d \\ \omega \gg b \end{matrix}$

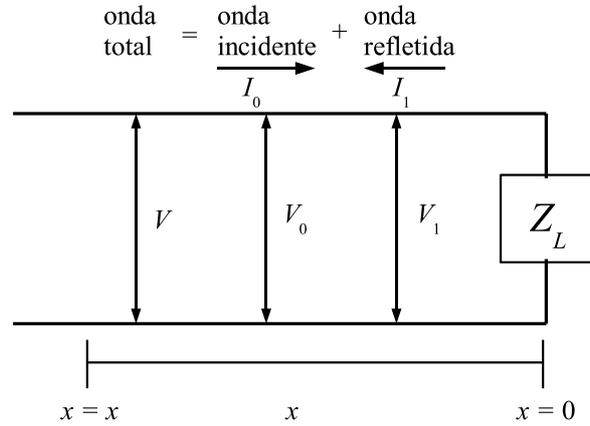


Figura 2.6: Linha de transmissão uniforme com ondas incidentes e refletidas.

onda incidente a que se propaga em direção à carga.

Sejam V_0 e I_0 , respectivamente, as ondas de tensão e corrente incidentes e V_1 e I_1 as ondas refletidas. Em qualquer ponto da linha, a tensão resultante V é dada pela relação

$$V = V_0 + V_1 \quad (2.1)$$

em que as grandezas V , V_0 e V_1 são fasores, tendo, portanto, informações de amplitude e fase, com o tempo implícito.

Então, dependendo dos valores de V_0 e V_1 , V em (2.1) apresenta valores máximos e mínimos ao longo da linha. Na carga, a razão entre a tensão refletida e a tensão incidente é dada por

$$\Gamma_v = \frac{V_1}{V_0} \quad (2.2)$$

em que Γ_v é denominado coeficiente de reflexão de tensão.

Também sobre a carga, a razão entre as correntes refletida e incidente é dada por

$$\Gamma_i = \frac{I_1}{I_0} \quad (2.3)$$

em que Γ_i é denominado coeficiente de reflexão de corrente.

Em qualquer ponto da linha, a impedância característica Z_0 é obtida por

$$Z_0 = \frac{V_0}{I_0} = -\frac{V_1}{I_1} \quad (2.4)$$

Na carga (ponto $x = 0$), tem-se

$$Z_L = \frac{V}{I} = -\frac{V_0 + V_1}{I_0 + I_1} \quad (2.5)$$

Das equações (2.3) e (2.5), obtém-se

$$Z_L = Z_0 \frac{V_0 + V_1}{V_0 - V_1} \quad (2.6)$$

Retirando a relação para o coeficiente de reflexão de tensão

$$\Gamma_v = \frac{V_1}{V_0} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (2.7)$$

Para impedâncias Z_L reais variando de 0 à ∞ , Γ_v varia de -1 à $+1$. De maneira análoga, o coeficiente de reflexão de corrente é

$$\Gamma_i = -\frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = -\Gamma_v \quad (2.8)$$

A razão V/I em qualquer ponto da linha a partir da carga fornece a impedância $Z(x)$ nesse ponto. Para uma linha sem perdas

$$Z(x) = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta x)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta x)} \quad (2.9)$$

em que $\beta = \omega/v = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ é a constante de fase. Quando a linha é terminada em circuito aberto ($Z_L = \infty$), (2.9) fica

$$Z(x) = \frac{Z_0}{j \tan(\beta x)} \quad (2.10)$$

Quando a linha é terminada em circuito aberto ($Z_L = 0$), (2.9 se reduz a

$$Z(x) = jZ_0 \tan(\beta x) \quad (2.11)$$

Então, a impedância para uma linha sem perdas em aberto ou curto circuitada é uma reatância pura.

A relação entre os máximos e mínimos de voltagem ao longo da linha é denominada relação de onda estacionária, sendo expressa por

$$S = \frac{V_{máx}}{V_{mín}} = \frac{|V_0| + |V_1|}{|V_0| - |V_1|} = \frac{1 + |\Gamma_v|}{1 - |\Gamma_v|} \quad (2.12)$$

De (2.12) se obtém

$$|\Gamma_v| = \frac{S - 1}{S + 1} \quad (2.13)$$

Outras denominações para a relação de onda estacionária de voltagem são usadas, como SWR (standing wave ratio), VSWR (voltage standing wave ratio), ROE (relação de onda estacionária) e COE (coeficiente de onda estacionária).

A relação de onda estacionária pode ser obtida experimentalmente movendo-se uma ponta de prova ao longo de uma fenda na linha (no caso de uma linha coaxial, uma pequena fenda axial no condutor externo na qual a ponta de prova pode ser movida). Essa ponta de prova é convenientemente conectada a um detetor, o qual fornece os valores absolutos da variação de voltagem ao longo da linha.

O conhecimento da relação de onda estacionária (ou do coeficiente de reflexão) tem importância fundamental porque fornece o quanto de potência incidente está sendo refletida. A partir de S determina-se, de (2.13), o coeficiente de reflexão e, a seguir a potência refletida por

$$P_{ref} = |\Gamma_v|^2 P_{inc} \quad (2.14)$$

Como exemplo, considere um transmissor conectado a uma antena por meio de uma linha de transmissão com uma relação de onda estacionária medida igual a 1,5. De (2.13) obtém-se

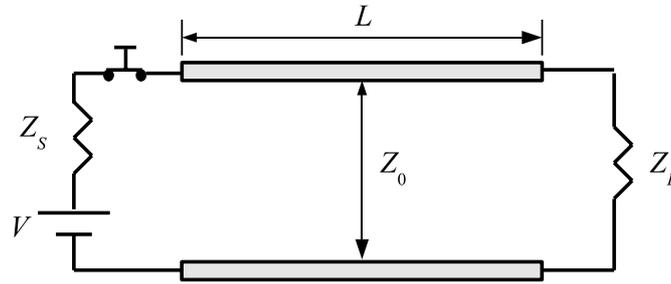


Figura 2.7: Exemplo esquemático de uma linha de transmissão.

um coeficiente de reflexão igual a 0,2. Então, 4% da potência incidente é refletida, ou seja, $(0,2)^2 \times 100$.

Para uma linha sem perdas, Z_0 é real, e potência máxima é entregue à carga quando esta estiver casada com a linha ($Z_L = Z_0$; $\Gamma_v = 0$). Nesse caso, toda a potência é absorvida pela carga. Para entregar a mesma potência à carga quando reflexões estão presentes, mais potência na onda incidente é necessária, o que leva a voltagens mais altas na linha (principalmente nos pontos de máximo), podendo causar ruptura do isolamento. Reflexões podem também danificar os circuitos de potência do transmissor. Então, uma operação sobre condições ótimas requer uma razão de onda estacionária tão próxima de 1,0 quanto possível.

Para ilustrar a propagação em uma linha de transmissão, considere o exemplo esquemático da Fig.2.7, na qual a entrada consiste de uma bateria em série com uma impedância e uma chave, e a linha, de comprimento L , termina em uma carga.

Assumindo que todas as impedâncias sejam resistivas e que a impedância característica da linha seja igual à impedância em série com a fonte, ao se ligar a chave S1 a voltagem na entrada da linha será $V/2$, Fig.2.8a.

A velocidade de propagação desse degrau de voltagem sobre a linha depende dos parâmetros da linha e é dada por $v = 1/\sqrt{LC}$. Em um tempo T_1 , Fig.2.8b, o degrau já caminhou a metade do percurso. Ao atingir a carga, Fig.2.8c, se esta estiver casada, isto é, se a impedância da carga for igual a impedância característica da linha, toda a potência é absorvida. Porém, se a impedância característica da linha, considerada resistiva, for diferente da impedância de carga, reflexões irão ocorrer em direção à fonte.

A Fig.2.9 mostra uma analogia entre pulsos se propagando em uma corda e em uma linha de transmissão. Uma corda esticada, Fig.2.9a, é fixada em uma parede rígida a qual não absorve energia de um pulso se propagando na direção da parede. No lado livre da corda, ao ser aplicado um deslocamento vertical, Fig.2.9b, uma onda se propaga, pela corda, em direção a parede com uma velocidade v , Fig.2.9c. Quando o pulso atinge a parede, Fig.2.9d, ele é refletido, Fig.2.9e, e se propaga de volta em direção a outra extremidade, Fig.2.9f. Se um segundo pulso é inserido na corda depois que o primeiro atinge a parede, existirão dois pulsos sobre a corda, Fig.2.10. Quando esses pulsos se interferem, a resultante será a soma algébrica dos dois. Em um evento em que uma série de pulsos é aplicado na corda, o padrão de interferência será o de uma

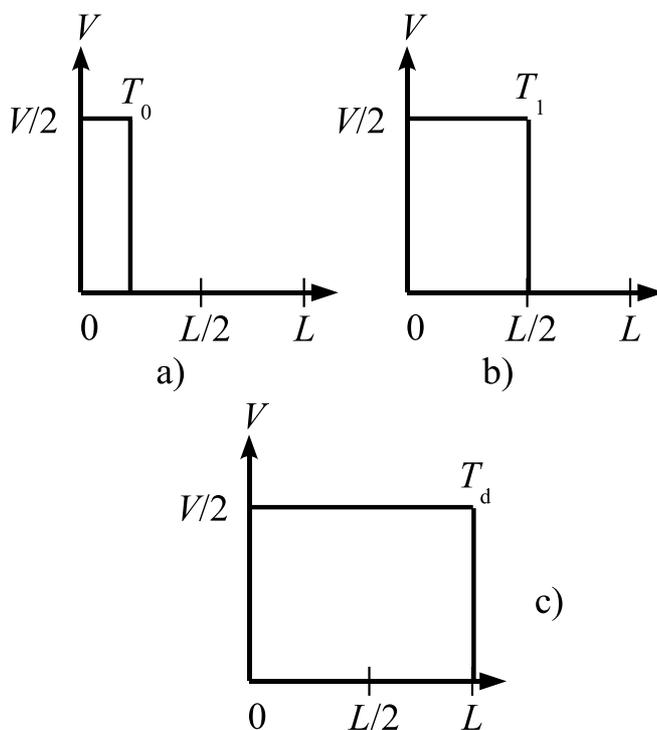


Figura 2.8: Função degrau se propagando em uma linha de transmissão.

onda estacionária, Fig.2.11.

A impedância da carga conectada no final de uma linha de transmissão pode variar de zero à infinito. Ela pode ser resistiva, reativa ou resistiva e reativa. Os valores extremos da carga correspondem a uma terminação da linha em curto ou em aberto. Nessas duas terminações, nenhuma potência é absorvida pela carga, ocorrendo reflexão total.

As ondas estacionárias de voltagem e corrente criadas por uma terminação em curto são mostradas na Fig.2.12a, para uma linha de comprimento igual a meio comprimento de onda da frequência de operação. Por simplicidade, as ondas são mostradas usando o condutor superior como a linha de base zero. Em uma distância de um quarto do comprimento de onda da carga em direção ao gerador, observa-se um nulo de corrente e um máximo de tensão. Nesse ponto, a linha apresenta uma impedância infinita. No gerador, tem-se um máximo de corrente e voltagem nula. A relação entre a voltagem e a corrente (impedância) varia ao longo da linha. Na carga e no gerador, a impedância é zero. Na carga nenhuma potência é absorvida ($P = I^2 Z = I^2 \times 0 = 0$), sendo totalmente refletida de volta ao gerador. Em casos reais, contudo, alguma potência é perdida, seja por radiação ou por aquecimento. Conseqüentemente, nenhuma energia é transferida para a carga (por exemplo, uma antena), se existe um curto nos terminais da linha.

Na Fig.2.12b, observa-se uma linha terminada em aberto. De maneira semelhante à terminação em curto, as impedâncias ao longo da linha variam de infinito na carga e no gerador e zero no centro da linha. Uma vez que o gerador está trabalhando com uma impedância infinita conectada aos seus terminais, novamente nenhuma potência é transmitida à carga, uma vez que a corrente é zero.

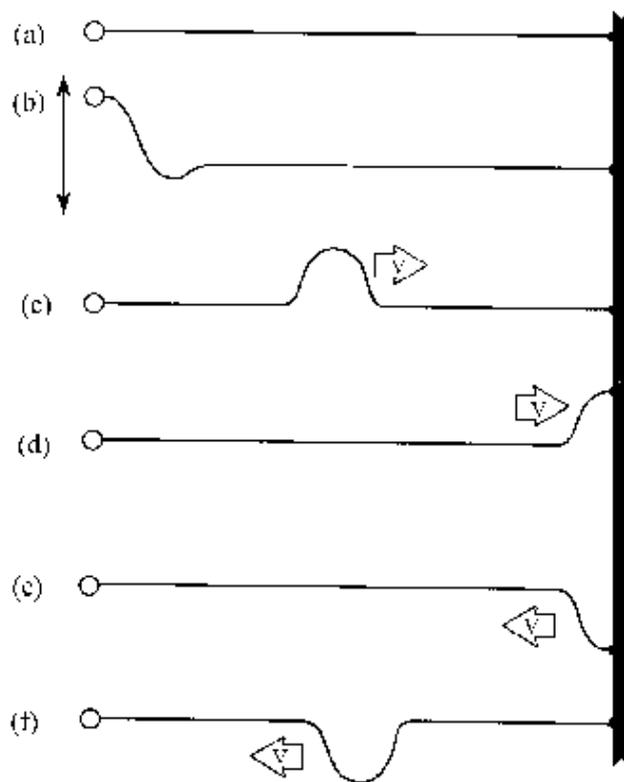


Figura 2.9: Analogia entre uma corda e uma linha de transmissão.

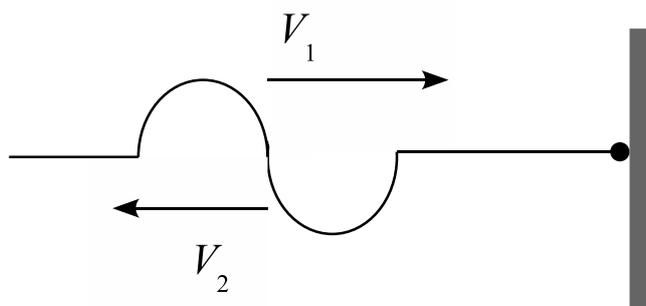


Figura 2.10: Interferência entre ondas opostas.

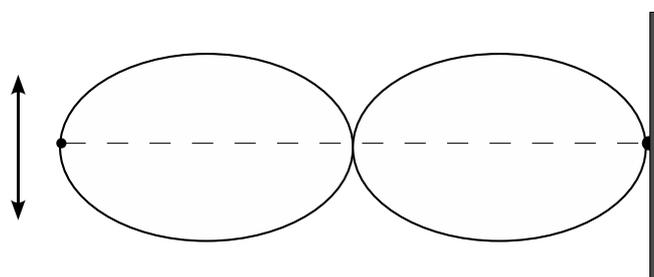


Figura 2.11: Onda estacionária.

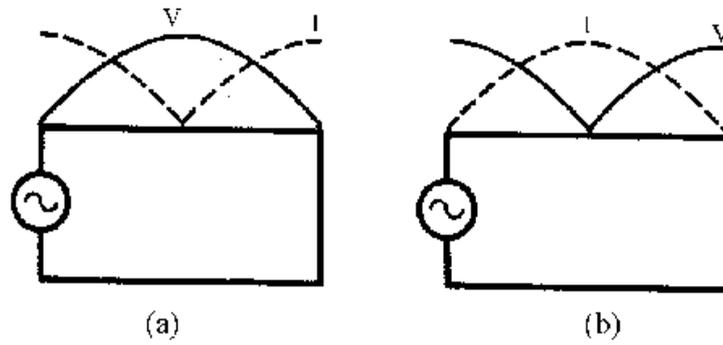


Figura 2.12: Formação de onda estacionária em uma linha de meio comprimento de onda; (a) linha terminada em curto; (b) linha terminada em aberto.

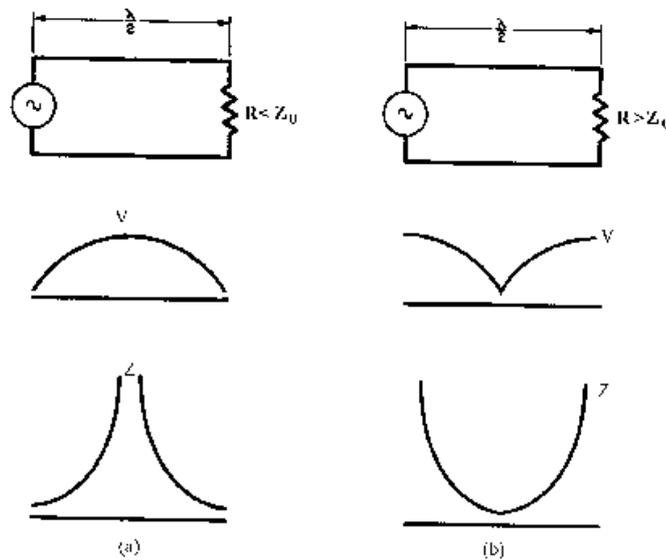


Figura 2.13: Distribuição da voltagem e da impedância em uma linha de meio comprimento de onda; (a) linha terminada com $R < Z_0$; (b) linha terminada com $R > Z_0$.

Se uma linha de transmissão sem perdas termina em uma carga resistiva, menor ou maior que Z_0 , o efeito é similar a uma linha em curto ou em aberto. Para uma carga menor que Z_0 , os pontos de máximos e mínimos sobre a linha são os mesmos que para a linha terminada em curto, Fig.2.13, em que se observa a distribuição de voltagem e a variação da impedância ao longo da linha. A Fig.2.13b mostra a voltagem e a impedância para uma linha terminada com carga maior que Z_0 . Os valores máximos e mínimos da impedância ao longo da linha se repetem a cada meio comprimento de onda, sendo, porém, finitos e não-nulos, e dependentes do valor da carga.

A Fig.2.14 mostra o comportamento da voltagem e da corrente ao longo da linha, para uma carga resistiva cujo valor varia de infinito à zero.

Os efeitos de carga puramente reativa são mostrados na Fig.2.15. Na Fig.2.15a, a linha é terminada com uma carga puramente capacitiva. Neste caso, o padrão de onda estacionária

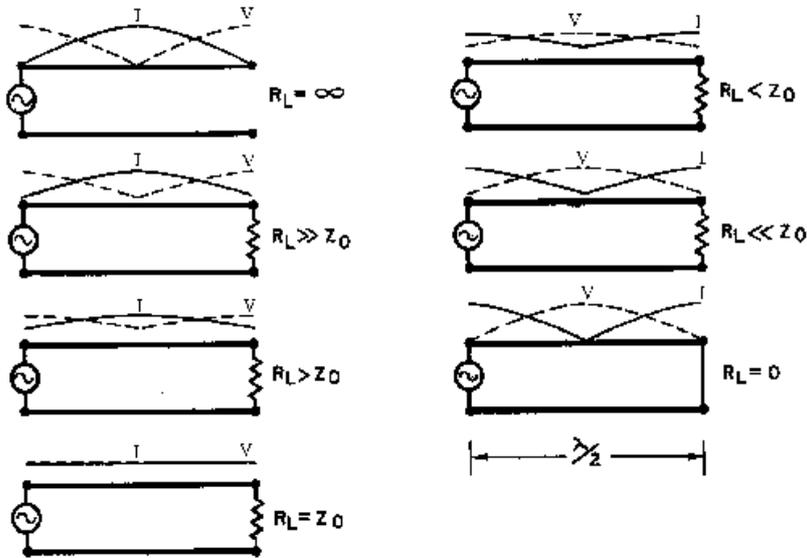


Figura 2.14: Carga resistiva variando de zero a infinito em uma linha de meio comprimento de onda.

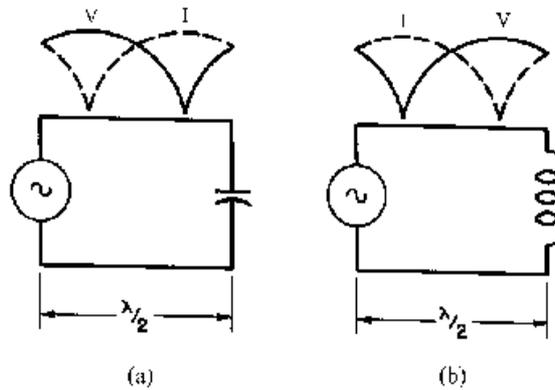


Figura 2.15: Linhas de meio comprimento de onda; (a) terminada em uma capacitância; (b) terminada em uma indutância.

de voltagem está deslocado de um oitavo de comprimento de onda e a corrente segue a voltagem nesse deslocamento, quando comparado ao padrão de onda estacionária de uma linha terminada em aberto. À medida que a capacitância aumenta, o nulo de voltagem se move para mais perto do final da linha. Esse efeito é equivalente ao de se conectar na linha um trecho de linha em aberto menor que um quarto do comprimento de onda.

Terminando a linha com uma indutância, Fig.2.15b, o efeito no deslocamento é contrário ao do caso anterior. Esse efeito é equivalente ao de se conectar na linha um pedaço em curto menor que um quarto de comprimento de onda.

É possível conectar, o gerador ou a carga, em outros pontos da linha que não sejam as suas extremidades. Então, estando a linha terminada com uma carga diferente de Z_0 , estarão presentes ondas estacionárias, resultando em uma impedância que varia ao longo de toda a linha. O gerador pode ser conectado, por exemplo, em diferentes pontos e trabalhar (enxergar) difer-

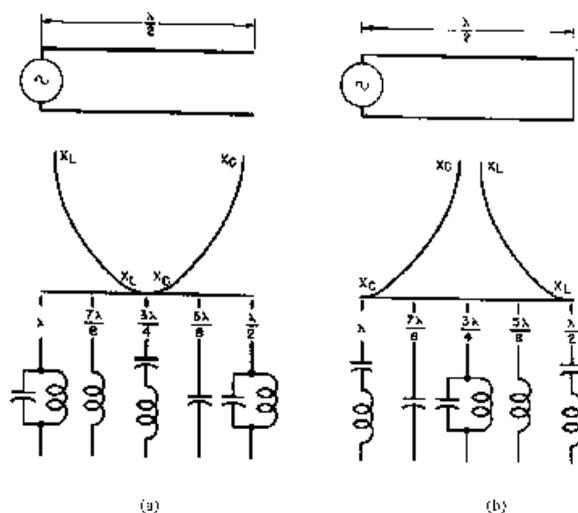


Figura 2.16: Mudanças da impedância ao longo de uma linha de meio comprimento de onda; (a) linha terminada em aberto; (b) linha terminada em curto.

entes impedâncias. A Fig.2.16a ilustra essas variações da impedância (no caso apenas reativa) para uma linha terminada em aberto. Se o gerador é conectado entre um quarto e um meio de comprimento de onda da carga, a impedância de entrada consiste de uma reatância indutiva. Conectando-se o gerador nos mesmos locais mas com a linha curto-circuitada, Fig.2.16b, a impedância vista pelo gerador consistirá de uma reatância capacitiva.

Se o gerador na Fig.2.16a for conectado exatamente a um quarto de comprimento de onda do final em aberto, a impedância de entrada é uma reatância extremamente baixa. O circuito equivalente em termos de parâmetros concentrados é um circuito ressonante série. Em outras palavras, a linha de transmissão tem comprimentos ressonantes como em uma antena. Se o gerador for conectado exatamente a um quarto de comprimento de onda do final em curto, Fig.2.16b, tem-se uma impedância consistindo de uma reatância extremamente alta. O circuito equivalente nesse caso é um circuito ressonante paralelo.

Cargas podem ser conectadas ao longo da linha para modificar o valor da impedância na entrada, de forma a se ter um perfeito casamento de impedância com o gerador. A Fig.2.17 ilustra uma conexão entre um gerador e uma carga usando uma linha coaxial. Considere que o gerador esteja casado com a carga ($Z_S = Z_0 = 50 \Omega$), e a carga apresenta uma resistência de 50Ω em série com uma reatância capacitiva igual a 20Ω . A Fig.2.18 ilustra como corrigir o valor da carga para que reflexões não ocorram na linha. Observa-se nessa figura um toco de linha com uma reatância na entrada igual em magnitude, mas de sinal contrário, à da reatância de carga. Nesse caso, o toco em curto, conectado em série com a carga, anula a reatância da carga, realizando o casamento de impedâncias.

Na prática, é mais usual proceder o casamento com tocos de linha em paralelo com a linha de transmissão, evitando, dessa forma, distúrbios nos campos ocasionados pelas ligações em série. Nos cálculos, fica mais fácil usar admitância em vez de impedância, uma vez que as

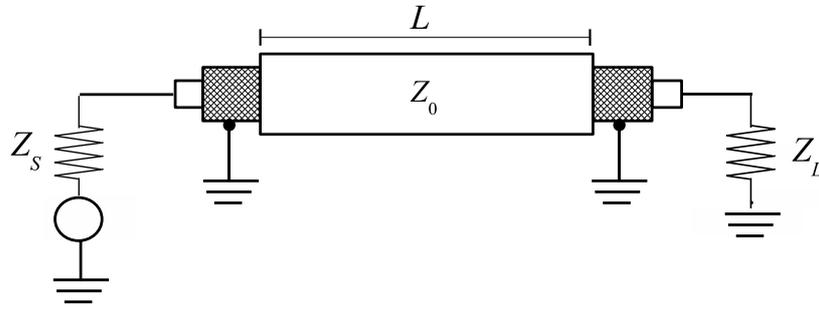


Figura 2.17: Ligação entre uma carga e um gerador usando uma linha coaxial.

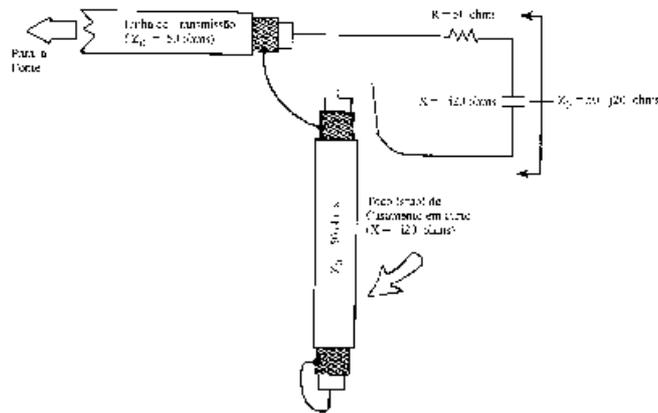


Figura 2.18: Sistema de casamento de impedâncias com teco de linha.

admitâncias em paralelo se somam, como as impedâncias em série. O local para o casamento pode ser qualquer ponto sobre a linha, mas é bom lembrar que, ao se proceder o casamento em um determinado ponto, elimina-se a onda estacionária do gerador no ponto de casamento, mas não deste ponto até a carga.

A Fig.2.19 mostra uma foto de duas conexões entre linhas coaxiais e guias de ondas elípticos para a transmissão de sinais de TV por assinatura na frequência próxima a 2,5 GHz. Nessa frequência, a necessidade de completar a transmissão por guia de ondas ocorre pelo fato de o cabo coaxial apresentar perdas que não seriam admissíveis para o sistema. A Fig.2.20 ilustra parte de um transmissor de rádio FM, em que se observa os cabos coaxiais metálicos responsáveis pela condução do sinal de saída até outros dispositivos que compõem a estação.

2.4 Guia de ondas

No estudo anterior de linhas de transmissão, foi dada ênfase em linhas propagando ondas eletromagnéticas transversais (TEM), isto é, ondas com os campos elétrico e magnético transversais à direção de propagação.

Os guias de ondas possibilitam a propagação da onda eletromagnética com componente

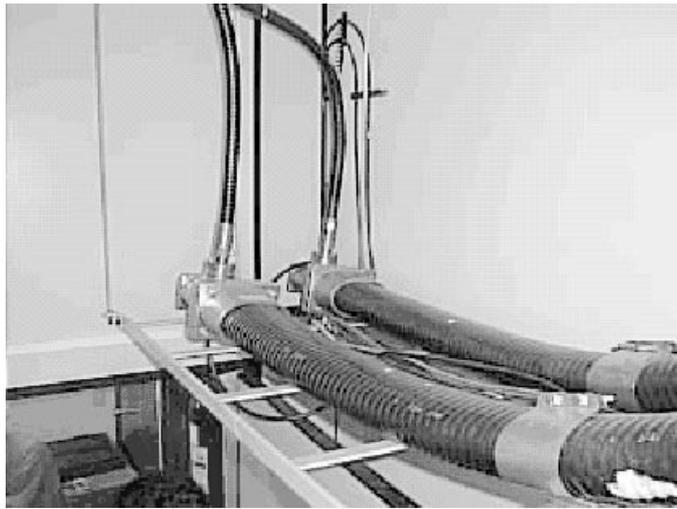


Figura 2.19: Foto de duas transições entre linhas coaxiais e guias de onda.

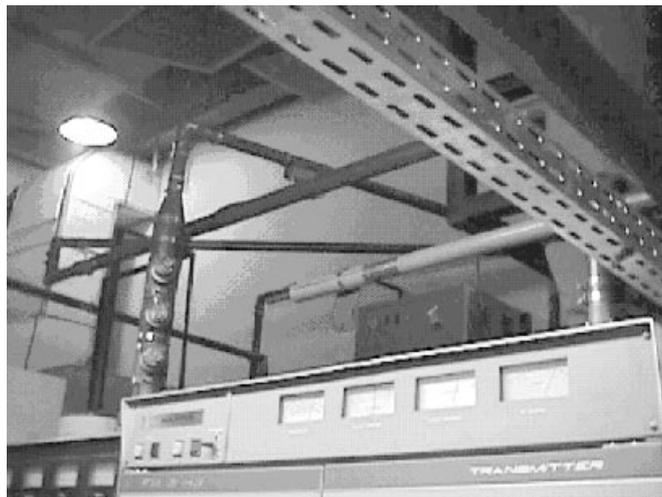


Figura 2.20: Foto de parte de um transmissor FM mostrando trechos de cabos coaxiais rígidos.

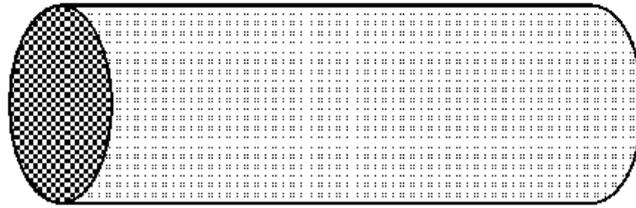


Figura 2.21: Guia de onda composto por um tubo condutor.

do campo elétrico ou do campo magnético na direção de propagação, modos TE ou TM.

Para frequências baixas, pode-se utilizar o conceito de parâmetros concentrados na análise dos circuitos relacionando correntes, voltagens e elementos de circuito. Para frequências elevadas, essas idéias podem ser satisfatoriamente estendidas para linhas de comprimento considerável, desde que se leve em consideração a velocidade de propagação e os parâmetros distribuídos ao longo da linha (capacitância por metro, indutância por metro etc.).

Considere agora um outro tipo de estrutura, consistindo de um tubo metálico de formato cilíndrico, elíptico ou retangular, Fig.2.21. Pode tal tubo conduzir energia eletromagnética? Com uma análise apenas de circuitos elétricos a resposta é não, uma vez que existe somente um condutor e, assim sendo, não existe circuito para a corrente de retorno. Contudo, investigando sob o conhecimento de óptica, a resposta é sim, uma vez que a luz passa por um tubo metálico e luz consiste de energia eletromagnética de frequência extremamente alta (10^{16} Hz).

Então, dependendo da frequência, o tubo pode conduzir energia eletromagnética. Pode-se deduzir que o tubo metálico não transmitirá frequências baixas, mas transmitirá frequências altas, existindo uma frequência na qual ocorre uma transição de uma condição para a outra. Esta frequência é denominada de frequência de corte, e ocorre quando o comprimento de onda é da ordem da dimensão do diâmetro do tubo.

Assim, a análise considerando elementos de circuitos concentrados ou mesmos distribuídos (como usados na análise da linha de transmissão de dois condutores) não atende a este caso, uma vez que necessitam-se considerar o espaço e os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} .

2.4.1 Terminações em guias de ondas

De forma semelhante a uma linha de transmissão de dois condutores, quando uma onda eletromagnética se propagando dentro de um guia de ondas atinge o seu final, parte ou toda a energia pode ser transmitida para fora do guia e parte ou toda a energia pode ser refletida. Se no final do guia tem-se uma antena corneta, a onda eletromagnética geralmente é radiada para o espaço livre. Se o guia de ondas termina com uma parede metálica, então a energia é totalmente refletida. A interferência entre as ondas incidente e refletida forma uma onda estacionária no guia. Tal onda é estacionária com relação ao espaço, mas varia no domínio do tempo.

Com a finalidade de prevenir ondas estacionárias ou, mais especificamente, a reflexão que faz surgir as ondas estacionárias, um guia de ondas deve ser terminado com uma carga

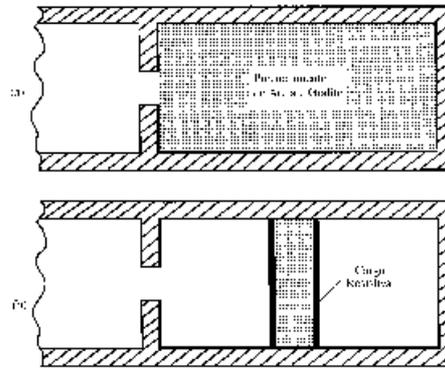


Figura 2.22: Cargas para guia de ondas; (a) areia e grafite; (b) carga resistiva.

casada. Quando uma antena devidamente projetada é usada para terminar um guia de ondas, ela forma a carga requerida para prevenir reflexões. De outra forma, uma carga tem que ser providenciada, de forma a absorver toda a energia que chegar ao final do guia.

Um exemplo de terminação é mostrada na Fig.2.22a, onde tem-se um "resistor" composto de areia e grafite. Quando os campos eletromagnéticos se propagam para dentro da carga, eles causam fluxo de correntes, os quais geram calor. Então, a potência de RF é dissipada na carga, evitando dessa forma ondas refletidas.

Na Fig.2.22b, o elemento resistivo é uma haste carbonizada, colocada no centro de forma a absorver energia do campo elétrico. O campo elétrico causa fluxos de corrente e conseqüente perda de energia por aquecimento.

Uma outra classe de cargas terminais, usando materiais como grafite ou material sintético carbonizado, tendo os formatos de cunha e piramidal, são mostrados na Fig.2.23. Da mesma forma que nas cargas com areia e grafite, a absorção da energia se dá por dissipação devido ao aquecimento do material.

2.4.2 Métodos de acoplamento

Na conexão entre sistemas, é comum a necessidade de inserir (ou retirar) sinais de guias de ondas. Um exemplo está mostrado na Fig.2.19, onde sinais provenientes de cabos coaxiais são acoplados para dentro de guias de ondas elípticos. Na faixa de microondas, existem três tipos básicos de acoplamento usados em guia de ondas: capacitivo, indutivo e abertura.

O acoplamento capacitivo, Fig.2.24, usa um radiador vertical inserido em um dos finais do guia de ondas. Tipicamente, é uma antena monopolo vertical de um quarto do comprimento de onda da frequência de operação do sistema. As linhas de campo elétrico para o modo mais usual de operação estão mostradas nas Fig.2.24a e Fig.2.24b, onde também pode-se notar que um curto é posicionado a um quarto do comprimento de onda do monopolo. A esta distância tem-se um defasamento do sinal de 90° até o curto, 180° no curto e 90° do curto até o monopolo (o sinal é refletido totalmente pelo curto). Então, o sinal que foi em direção ao curto chega

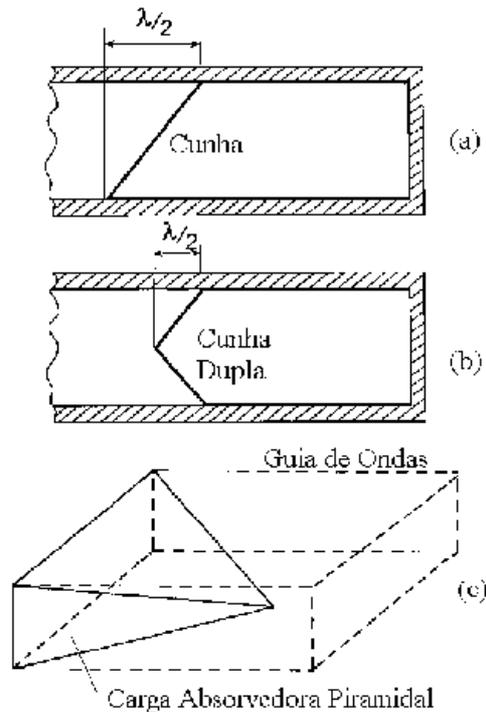


Figura 2.23: Cargas para guia de ondas; (a) cunha; (b) cunha dupla; (c) piramidal.

em fase no monopolo, somando construtivamente com o sinal que se propaga na outra direção. A Fig.2.24c mostra um guia de ondas com uma possibilidade de ajuste da posição do curto, procurando com isso adaptá-lo a diferentes frequências de funcionamento.

A Fig.2.25 mostra a transição entre uma linha coaxial e um guia de ondas retangular, utilizando um acoplamento por intermédio de um monopolo em forma de gota. O formato do monopolo tem a finalidade de aumentar a largura de faixa de operação do dispositivo, o qual é na realidade um alimentador para uma antena corneta. A Fig.2.26 ilustra uma fotografia do interior de uma antena corneta, conectada a um alimentador como o da Fig.2.25.

O acoplamento indutivo (ou acoplamento por *loop*), Fig.2.27, consiste em um pequeno *loop* de fio condutor posicionado de tal forma que o número de linhas de fluxo magnético seja maximizado. Este tipo de acoplamento é usado, por exemplo, para conectar uma antena receptora de microondas a uma linha coaxial. Em alguns casos, o *loop* é montado em conjunto com um diodo detetor de forma que, quando o sinal de microondas é combinado com um oscilador local, uma frequência intermediária entre 30-300 MHz é obtida.

Acoplamento por aberturas no guia, Fig.2.28, são geralmente usados quando se tem o interesse de acoplar duas seções de guias de onda. As aberturas podem ser projetadas de forma a acoplar o campo elétrico, o campo magnético ou ambos. Na Fig.2.28, a abertura A está posicionada onde têm-se os picos do campo elétrico, sendo dessa forma um acoplamento para campo elétrico; a abertura B está posicionada onde têm-se os máximos do campo magnético, sendo uma abertura para acoplamento de campo magnético; e a posição intermediária C permite

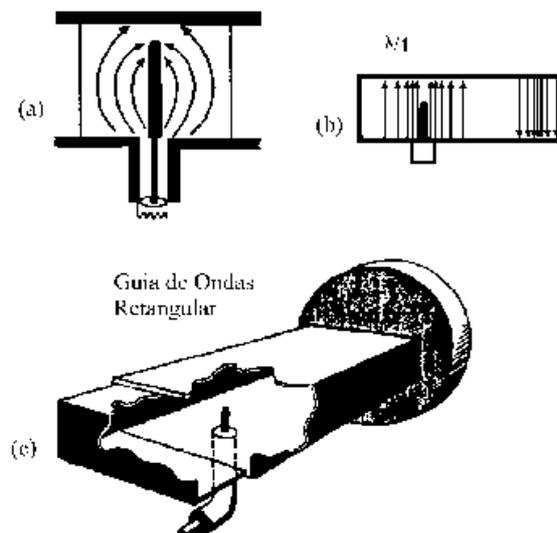


Figura 2.24: Acoplamento em guia de ondas utilizando uma ponta de prova (antena monopolo); (a) linhas de campo saindo do radiador dentro do guia; (b) adequada localização da ponta de prova; (c) guia de ondas com ajustes de localização do curto.

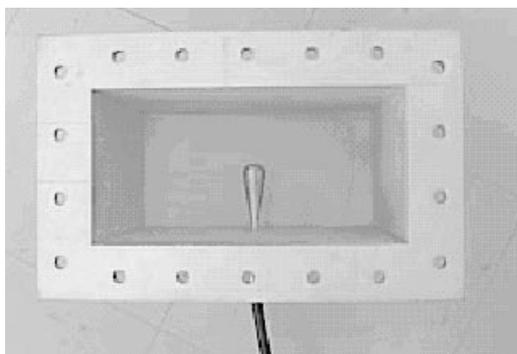


Figura 2.25: Acoplamento entre uma linha coaxial e um guia de ondas retangular.

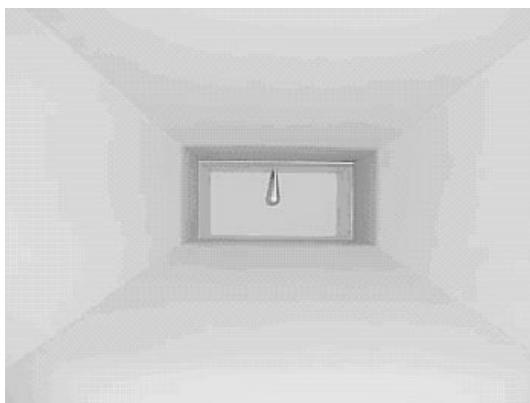


Figura 2.26: Antena corneta conectada a um acoplador.

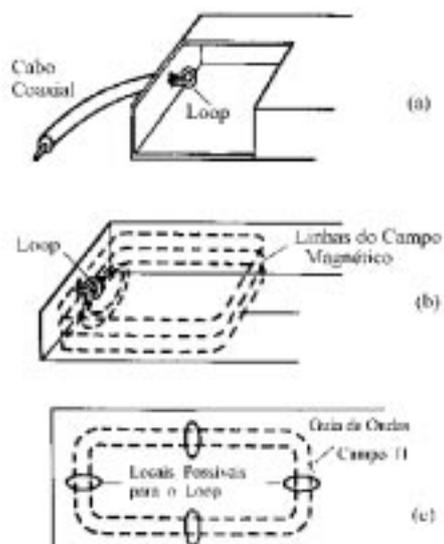


Figura 2.27: Acoplamento indutivo (*loop*).

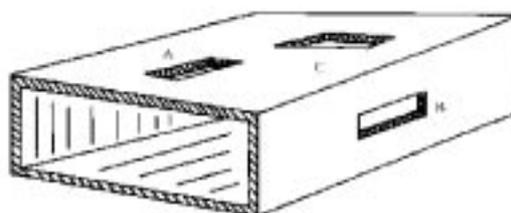


Figura 2.28: Acoplamento por abertura.

o acoplamento dos dois campos.

Na Fig.2.29, uma fotografia de um combinador de sinais de TV ilustra uma aplicação de acoplamento com aberturas, as quais podem ser observadas dentro do guia de ondas retangular.

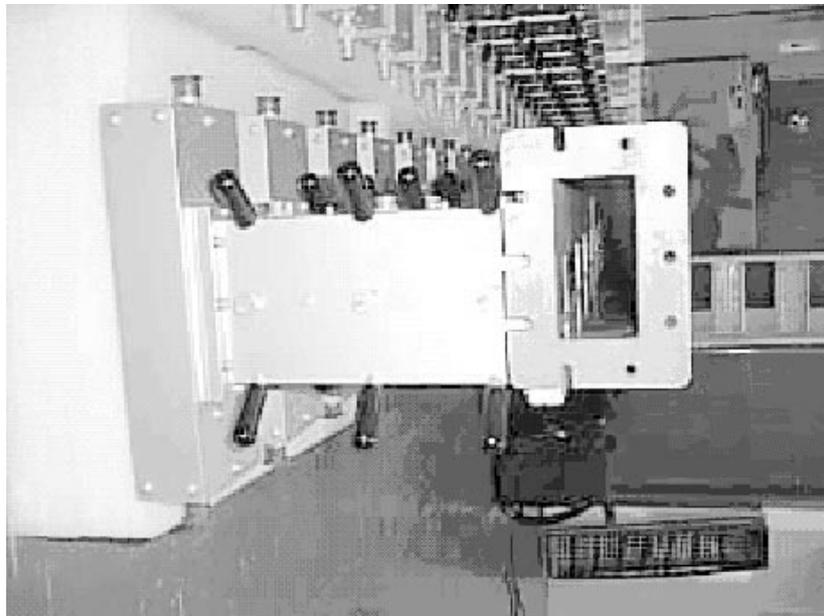


Figura 2.29: Guia de ondas retangular aberto mostrando aberturas para acoplamentos.

Capítulo 3

Conceitos básicos de antenas

3.1 Introdução

A radiação de energia eletromagnética - por um circuito, uma cavidade ressonante ou uma linha de transmissão - pode ter um efeito importante como um fenômeno indesejado ou como parte de um processo para excitar ondas no espaço. No primeiro caso, procura-se minimizar as perdas de potência por radiação, mudando a configuração dos circuitos ou adicionando blindagem. Quando a radiação é desejada o que se procura é excitar ondas a partir uma dada fonte de energia em uma ou várias direções, da forma mais eficiente possível.

O dispositivo que atua como transição ou casamento entre a fonte e a onda no espaço é conhecido como radiador ou antena. Para o projeto de uma antena, as seguintes informações são necessárias.

1. A intensidade relativa do campo para várias direções (o diagrama de radiação da antena);
2. A potência total radiada quando a antena é excitada por uma tensão ou corrente conhecida;
3. A impedância de entrada da antena para propósito de casamento;
4. A largura de banda da antena com relação a alguma das propriedades anteriores;
5. A eficiência de radiação, ou a relação entre a potência radiada e a potência total;
6. Para antenas de alta potência, a máxima intensidade de campo, em determinadas posições no ar ou dielétrico, que possa causar efeito corona ou ruptura do dielétrico.

Para se obter qualquer uma das informações anteriores, a técnica utilizada é a solução das equações de Maxwell sujeitas às condições de contorno na antena e no infinito. Isso só é possível em alguns poucos casos, porque a maioria das configurações práticas são muito complicadas para a solução por essa técnica direta.

3.2 Equações de Maxwell

A teoria eletromagnética tem como base as equações de Maxwell. Estas equações são obtidas de forma generalizada da experiência e sua precisão se confirma na prática. Na formulação que

será apresentada, se considera que os campos variam harmonicamente no tempo ou são funções do tipo $e^{j\omega t}$, em que $\omega = 2\pi f$ é a frequência angular.

As quatro quantidades de interesse são os vetores intensidade de campo elétrico \mathbf{E} (V/m), intensidade de campo magnético \mathbf{H} (A/m), densidade de fluxo elétrico \mathbf{D} (C/m²) e densidade de fluxo magnético \mathbf{B} (Wb/m²). Esses campos, juntamente com as suas fontes, a densidade de corrente \mathbf{J} (A/m²) e a densidade de carga ρ_v (C/m³), estão relacionados pelas seguintes equações de Maxwell na forma diferencial ou pontual.

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mathbf{B} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v \quad (3.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.4)$$

Em adição às equações de Maxwell, existem três relações constitutivas envolvendo os campos e as características do meio no qual eles existem. Elas são dadas por

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} \quad (3.7)$$

em que σ é a condutividade do meio. No espaço livre, as relações constitutivas são

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} \quad (3.8)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} \quad (3.9)$$

$$\mathbf{J} = 0 \quad (3.10)$$

Em um meio dielétrico com permissividade ε e condutividade σ , flui uma corrente de condução $\mathbf{J}_c = \sigma\mathbf{E}$ relacionada às perdas. Incluindo-se \mathbf{J}_c e (3.5) na relação (3.2) tem-se

$$\nabla \times \mathbf{H} = (j\omega\varepsilon + \sigma)\mathbf{E} + \mathbf{J} = j\omega \left[\varepsilon + \frac{\sigma}{j\omega} \right] \mathbf{E} + \mathbf{J} \quad (3.11)$$

Em (3.11), o fator $\varepsilon + \sigma/j\omega$ pode ser considerado como uma permissividade complexa. Em geral, além de uma possível condutividade finita, um dielétrico apresenta perdas de polarização, de modo que mesmo que σ seja zero, ε ainda é complexo da forma $\varepsilon' - j\varepsilon''$. Então, quando o meio dielétrico tem perdas, trabalha-se com uma permissividade complexa e qualquer perda por condução é incluída como uma parte da componente imaginária ε'' .

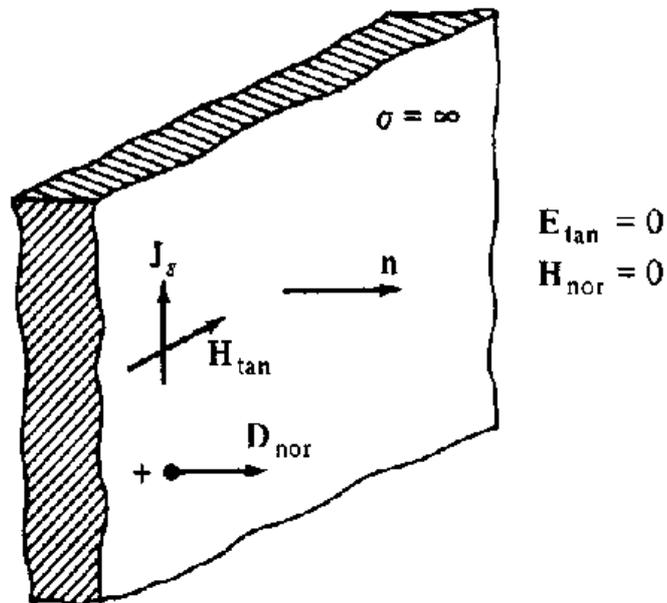


Figura 3.1: Condições de contorno para um condutor perfeito.

3.2.1 Condições de contorno

As relações (3.1) a (3.11) são válidas em pontos do espaço onde não existem descontinuidades. Na interface entre dois meios, elas não se aplicam e deve-se utilizar condições de contorno. Como exemplo, a Fig.3.1 mostra um condutor perfeito ($\sigma = \infty$) com um vetor unitário \mathbf{n} normal à superfície. O campo eletromagnético é zero no condutor perfeito. Na superfície do condutor, a componente tangencial do campo elétrico é contínua através do contorno e, portanto, é igual a zero, então

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (3.12)$$

Do mesmo modo, a componente normal do campo magnético deve ser zero, uma vez que nenhum fluxo magnético penetra no condutor, logo

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (3.13)$$

Na superfície condutora, deve fluir uma densidade de corrente \mathbf{J}_s (A/m) dada por

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H} \quad (3.14)$$

A densidade de corrente é igual, em magnitude, à componente tangencial do campo magnético, mas esses dois vetores formam um ângulo reto. A densidade de carga na superfície do condutor é

$$\rho_s = \mathbf{n} \cdot \mathbf{D} \quad (3.15)$$

As linhas de densidade de fluxo terminam nas cargas uma vez que não existe campo dentro do condutor.

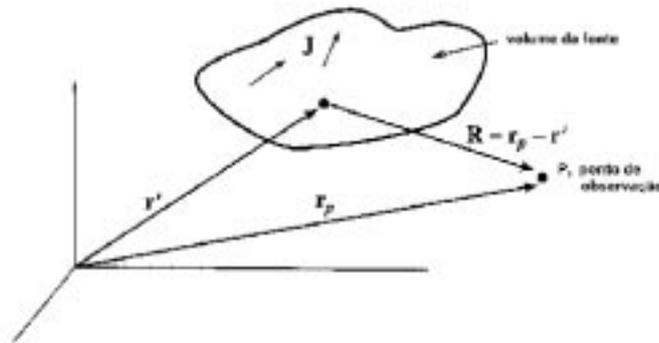


Figura 3.2: Vetores usados para a solução de problemas de radiação.

3.2.2 Funções potenciais

Para a solução das equações de Maxwell e a obtenção dos campos eletromagnéticos radiados, é conveniente se introduzir a função auxiliar potencial vetor magnético \mathbf{A} , que satisfaz a seguinte equação de onda vetorial

$$\nabla^2 \times \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mathbf{J} \quad (3.16)$$

em que $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ é a constante de propagação do meio. Os vetores campo elétrico e campo magnético são determinados do potencial vetor magnético por meio das relações

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{A} - \frac{j}{\omega\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) \quad (3.17)$$

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.18)$$

Em geral, ao se calcular os campos eletromagnéticos de estruturas radiantes com distribuições de correntes conhecidas, se utiliza uma série de suposições simplificadoras do modelo. A primeira delas consiste em se considerar a antena emissora localizada no espaço homogêneo infinito. Nesse caso, a solução para a equação de onda (3.16) é da forma

$$\mathbf{A}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_v \mathbf{J}(x', y', z') \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dv' \quad (3.19)$$

em que $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ é a distância do ponto de observação para um ponto qualquer localizado na região da fonte de corrente, Fig.3.2.

O problema do cálculo do campo radiado por uma antena, conhecida a distribuição de corrente, reduz-se, em essência, à resolução da equação (3.19).

3.3 Dipolo elétrico elementar

Uma grande classe de antenas é aquela constituída por fios condutores dispostos de modo a produzir certas propriedades de radiação. Na maioria dos casos práticos, pode-se desprezar a dimensão da seção transversal dos fios e tratá-los como condutores filamentosares.

O dipolo elétrico de Hertz, com corrente infinitesimal $I dl$, é um radiador elementar, Fig.3.3. Embora uma corrente elementar não possa ser isolada do restante da antena, os campos de uma antena real podem ser calculados a partir dela mediante uma integração apropriada.

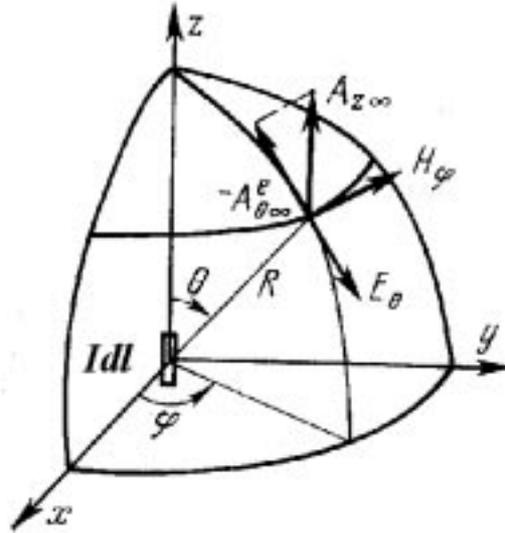


Figura 3.3: Corrente elementar na origem do sistema de coordenadas esféricas.

3.3.1 Campos radiados

Para a corrente infinitesimal da Fig.3.3, em que Idl está na direção z , o potencial vetor magnético, determinado por (3.19), terá uma única componente na direção z igual a

$$A_z = \frac{Idz}{4\pi R} e^{-jkR} \quad (3.20)$$

Utilizando-se a componente esférica do potencial vetor $A_\theta = -A_z \sin \theta$ e as relações (3.17) e (3.18) determina-se, na região de campo distante ($r \gg \lambda$),

$$E_\theta = j \frac{Idz}{2\lambda} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin \theta \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.21)$$

$$H_\phi = \frac{E_\theta}{\eta} = j \frac{Idz}{2\lambda} \sin \theta \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.22)$$

em que $\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi = 377 \Omega$ é a impedância intrínseca do espaço livre.

Das expressões (3.21) e (3.22) e da Fig.3.3, se conclui que:

1. O dipolo de Hertz emite ondas progressivas, que se deslocam para o infinito com a velocidade da luz;
2. O vetor \mathbf{E} se localiza no plano de elevação, que passa pelo eixo do dipolo; e o vetor \mathbf{H} se localiza no plano de azimute. Assim, o dipolo emite ondas com polarização linear;
3. As superfícies de fase constante dessas ondas são esferas cujos centros coincidem com o centro do dipolo. Então, o dipolo tem um centro de fase que coincide com o seu centro.

As magnitudes dos campos elétrico e magnético dependem do ângulo de observação θ . Devido à simetria axial, os campos não dependem do ângulo de observação ϕ . No plano de

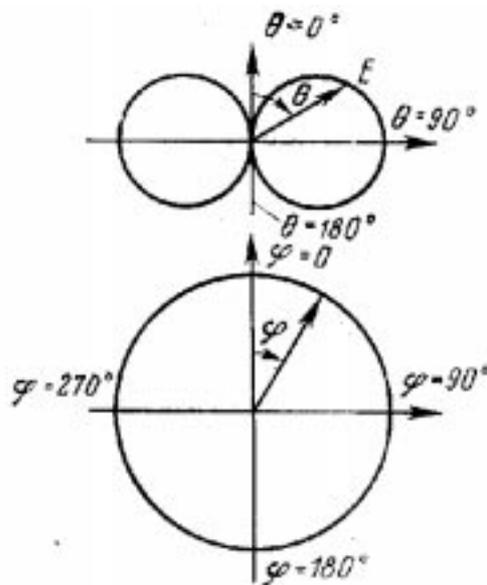


Figura 3.4: Diagrama direcional do dipolo elétrico de Hertz.

elevação (plano do vetor \mathbf{E}), o diagrama de radiação é uma senóide. No plano azimute (plano do vetor \mathbf{H}), o diagrama de radiação é uma circunferência. Portanto, o dipolo de Hertz radia o máximo de energia na direção perpendicular ao seu eixo e, ao longo do seu eixo, a radiação é zero, Fig.3.4.

3.3.2 Potência radiada e resistência de radiação

A potência média no tempo radiada pelo dipolo de Hertz é calculada integrando-se o vetor de Poynting através da superfície de uma esfera arbitrária. Na região de campo distante, tem-se

$$P_r = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\oint_s \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* \cdot d\mathbf{s} \right] = \frac{1}{2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \frac{|E_\theta|^2}{\eta} R^2 \sin \theta d\theta = \frac{40\pi^2}{\lambda^2} (Idz)^2 \quad (3.23)$$

É conveniente se expressar a potência média radiada da seguinte forma

$$P_r = \frac{1}{2} |I_A|^2 R_r \quad (3.24)$$

em que R_r é a resistência de radiação da antena e I_A é o valor da amplitude da corrente em qualquer ponto da antena, em geral utiliza-se o valor máximo da corrente. Comparando-se (3.23) e (3.24), tem-se que a resistência de radiação, para o dipolo de Hertz, é

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{dz}{\lambda} \right)^2 \Omega \quad (3.25)$$

A resistência de radiação da antena é importante do ponto de vista da sua comparação com a resistência devido às perdas ôhmicas R_p , que determina a potência dissipada por aquecimento: $P_p = 1/2 |I|^2 R_p$. Quando a corrente se distribui uniformemente, como ocorre no dipolo

de Hertz, a resistência de perdas é igual a $R_p = R_l dz$, em que R_l é a resistência linear do condutor, calculada em alta frequência mediante a teoria do efeito pelicular ou efeito *skin*, em Ω/m . Pode-se estabelecer a eficiência de radiação do dipolo de Hertz mediante a relação

$$e_r = \frac{P_r}{P_r + P_p} = \frac{R_r}{R_r + R_p} = \frac{\frac{dz}{\lambda}}{\frac{dz}{\lambda} + \frac{3R_l \lambda}{2\pi\eta}} \quad (3.26)$$

Observa-se que, para um valor pré-fixado da resistência ôhmica do condutor $R_l \lambda$, correspondente a um comprimento de onda, a eficiência somente pode aumentar com o aumento do comprimento dz do dipolo. Se o comprimento dz do dipolo diminui, a sua eficiência tende a zero. A tendência de redução da eficiência com a redução do comprimento elétrico (isto é, a dimensão em frações do comprimento de onda) é uma característica de todos os radiadores elementares. Cabe notar que um valor pequeno da resistência de radiação da antena torna difícil a sua adaptação com a linha de alimentação na banda de frequências de operação, com relação ao casamento de impedâncias.

3.3.3 Diretividade

A quantidade de potência radiada, que é concentrada no plano normal do dipolo elementar, pode ser estimada por meio da diretividade. A diretividade é determinada pela relação entre a magnitude do vetor de Poynting em uma dada direção e o vetor de Poynting médio sobre a superfície de uma esfera envolvendo a antena (para distâncias iguais nos dois casos). Para a direção de máxima radiação, a diretividade é determinada por

$$D_{máx} = \frac{S_{máx}}{S_{méd}} \quad (3.27)$$

Como $S_{méd} = P_r/4\pi R^2$ e $S_{máx} = |E_{máx}|^2/2\eta$, a expressão para a determinação da diretividade torna-se

$$D_{máx} = \frac{|E_{máx}|^2 2\pi R^2}{\eta P_r} \quad (3.28)$$

ou, para o espaço livre,

$$D_{máx} = \frac{|E_{máx}|^2 R^2}{60P_r} \quad (3.29)$$

Substituindo-se (3.23) em (3.29) e considerando, de (3.21), que $|E_{máx}| = \frac{I\eta}{2R}(\frac{dz}{\lambda})$, obtém-se que a diretividade do dipolo de Hertz, na direção de máxima radiação, é igual a 1,5 e independe da relação dz/λ .

3.3.4 Influência de um plano condutor infinito

O diagrama de radiação mostrado anteriormente foi obtido considerando-se o dipolo elementar no espaço livre, distante de qualquer corpo condutor ou superfície refletora. Na prática, as antenas podem estar posicionadas próximas (em termos de comprimentos de onda) da superfície da terra ou de uma superfície refletora qualquer. Nessas condições, correntes que fluem na superfície refletora produzem um campo eletromagnético que será adicionado ao campo da corrente original, modificando o diagrama de radiação quando comparado à situação de antena isolada.

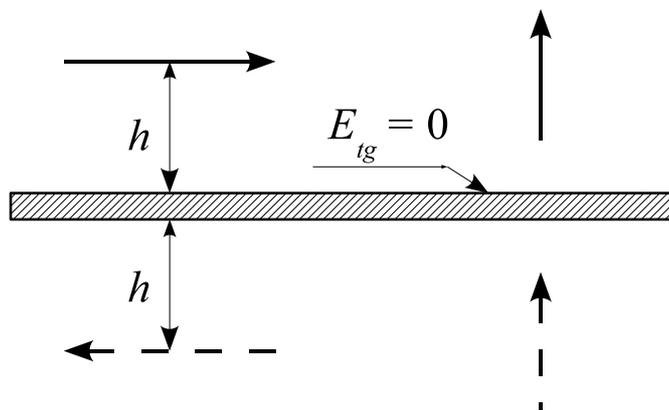


Figura 3.5: Sentidos das correntes imagens.

A Fig.3.5 mostra o dipolo elementar posicionado horizontalmente e verticalmente acima da terra (considerada perfeitamente condutora). As condições de contorno exigem que a componente tangencial de \mathbf{E} e a componente normal de \mathbf{H} sejam zero na superfície do condutor perfeito. Então, na superfície, o campo \mathbf{E} é normal e o campo \mathbf{H} é tangenciais.

O efeito da presença do plano condutor no diagrama de radiação pode ser obtido utilizando-se o método das imagens, segundo o qual o campo secundário, no espaço acima do plano condutor, não se altera ao se substituir o plano por uma fonte de corrente imagem de igual magnitude da fonte real e com o sentido escolhido de modo a zerar a componente tangencial do campo elétrico total na superfície do plano condutor. No caso do dipolo elétrico horizontal, a corrente imagem tem o sentido contrário à da corrente real; para o dipolo elétrico vertical, a corrente imagem tem o mesmo sentido da corrente real, Fig.3.5.

Quando a distância da fonte real para o plano é igual a zero, os campos primário e secundário do dipolo horizontal são iguais em módulo e de sinais contrários, o campo total resultante é igual a zero e a radiação é nula. Para o dipolo vertical, os campos primário e secundário são iguais em módulo e sinal, de modo que o campo total é o dobro quando comparado ao campo do dipolo no espaço livre.

A resistência de radiação para o dipolo na altura igual a zero no caso horizontal será nula e no caso vertical será o dobro, devido ao fato da densidade de potência radiada em cada ponto do espaço ser quadruplicada, devido à potência ser radiada somente no semi-espaço superior. Portanto, a resistência de radiação de um dipolo elétrico vertical de comprimento dz , situado na superfície de um plano condutor perfeito, é determinada pela expressão

$$R_r = 160\pi^2 \left(\frac{dz}{\lambda}\right)^2 \quad (\Omega) \quad (3.30)$$

A Fig.3.6 mostra o diagrama de radiação, no plano de elevação, do dipolo elétrico vertical situado na superfície do plano condutor ($h = 0$). Como se observa, o dipolo vertical radia o máximo de potência ao longo da superfície do plano e tem radiação zero em uma direção perpendicular ao plano.

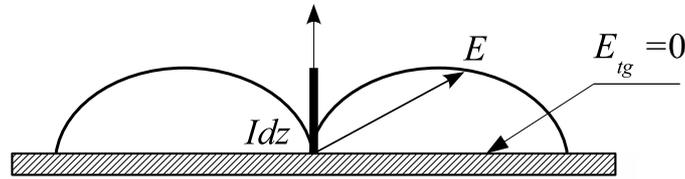


Figura 3.6: Diagrama de radiação do dipolo elétrico elementar sobre um condutor perfeito.

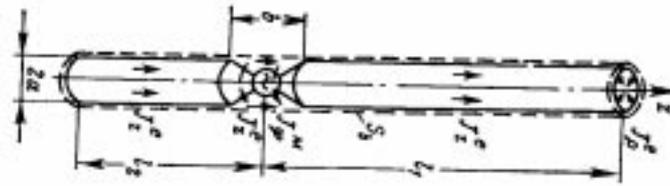


Figura 3.7: Dipolo elétrico.

Cabe notar que para $h = 0$ o plano condutor infinito aumenta em duas vezes a diretividade do dipolo vertical e, então, na direção de radiação máxima se obtém $D_{máx} = 3$.

3.4 Antena dipolo

A antena dipolo é amplamente utilizada na prática de forma isolada ou como um elemento na formação de conjuntos. O dipolo elétrico, Fig.3.7, é um condutor cilíndrico de comprimento $l_1 + l_2$ e raio a , alimentado nos pontos de corte por um gerador em alta frequência. Quando os comprimentos dos braços são iguais ($l_1 = l_2$), o dipolo é simétrico. O gerador pode ser acoplado no dipolo de diversas maneiras. Em particular, os dipolos simétricos podem ser alimentados por meio de linhas de transmissão bifilares (equilibradas).

Para determinar os campos elétrico e magnético radiados pelo dipolo, pode-se utilizar o método direto da seção 3.2.2. Considere o dipolo simétrico orientado no eixo z e com o seu centro coincidindo com a origem do sistema de coordenadas esféricas, Fig.3.8. Como as correntes que circulam no dipolo têm somente componentes na direção z , o potencial vetor na região de campo distante, equação (3.19), terá somente a componente z , igual a

$$A_z = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \int_{-l}^l I_z(z') e^{jkz' \cos \theta} dz' \quad (3.31)$$

em que $z' \cos \theta$ é a diferença de percurso entre os raios traçados desde a origem das coordenadas e desde o ponto de integração z' até o ponto de observação.

Utilizando uma distribuição de corrente senoidal da forma

$$I_z(z) = I_0 \frac{\sin k(l - |z|)}{\sin kl} \quad |z| < l \quad (3.32)$$

e a relação entre o potencial vetor magnético e o campo elétrico dada por (3.17), determina-se

$$E_\theta = \frac{jI_0\eta}{2\pi \sin kl} \left[\frac{\cos(kl \cos \theta) - \cos kl}{\sin \theta} \right] \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.33)$$

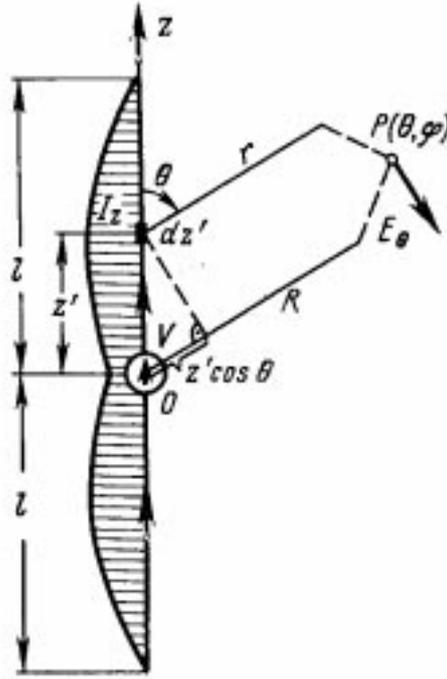


Figura 3.8: Determinação do campo distante radiado pelo dipolo elétrico simétrico.

A Fig.3.9 mostra a variação da forma do diagrama de radiação do dipolo simétrico no plano transversal, em função do comprimento do braço do dipolo. Para um dipolo curto, Fig.3.9a, os cossenos com pequenos argumentos na expressão (3.33) podem ser substituídos pelos dois primeiros termos do desenvolvimento em série exponencial $\cos \alpha \approx 1 - \alpha^2/2$, e, considerando que $\sin kl \approx kl$, chega-se a

$$E_{\theta} = \frac{jI_0\eta}{2} \left(\frac{l}{\lambda}\right) \sin \theta \frac{e^{-jkR}}{R} \quad kl \ll 1 \quad (3.34)$$

Comparando as equações (3.34) e (3.21) se conclui que o dipolo simétrico curto, com distribuição de corrente senoidal, é equivalente, para o campo radiado, ao dipolo elétrico de Hertz de comprimento duas vezes menor. Então, para o dipolo curto de comprimento total $2l$, a diretividade no plano transversal é igual 1,5 e o módulo da resistência de radiação no espaço livre é igual a

$$R_r = 80\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2 \quad (\Omega) \quad (3.35)$$

Para o dipolo de meia onda com o comprimento de cada braço $l = \lambda/4$, Fig.3.9a, a expressão (3.33) se reduz a

$$E_{\theta} = j \frac{I_0\eta}{2\pi} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \theta)}{\sin \theta} \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.36)$$

A radiação máxima, como no caso anterior, está orientada no plano transversal $\theta = \pi/2$ e a largura do diagrama de radiação é um pouco menor. A largura do diagrama de radiação é normalmente caracterizada pelo ângulo de abertura $\Delta\theta$, em cujos limites a intensidade de campo não é menor que a intensidade de campo na direção de radiação máxima dividida por $\sqrt{2}$. Esse

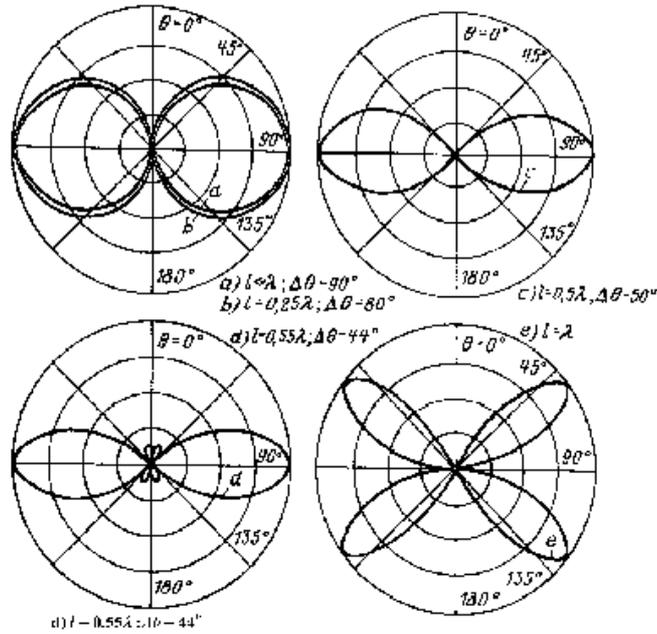


Figura 3.9: Diagramas direcionais de um dipolo simétrico.

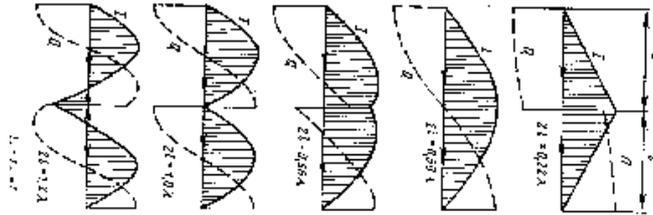


Figura 3.10: Distribuições de corrente e de carga em um dipolo elétrico.

ângulo de abertura é denominado de largura de feixe de meia potência. Os valores característicos de largura de feixe do diagrama de radiação no plano transversal de um dipolo simétrico estão indicados na Fig.3.9.

Aumentando-se o comprimento dos braços do dipolo para $l = \lambda/2$, o diagrama de radiação transversal do dipolo simétrico se estreita e, para $l > \lambda/2$, além do lobo principal aparecem lóbulos secundários. Aumentando-se ainda mais o comprimento dos braços do dipolo, o lobo principal começa a diminuir e os lóbulos secundários aumentam. Isso se deve ao surgimento de setores em oposição de fase na distribuição de corrente ao longo do dipolo, Fig.3.10. Como exemplo, para $l = \lambda$ não ocorre radiação na direção $\theta = 90^\circ$.

3.5 Noções de conjuntos

Qualquer radiador isolado pode ser combinado, com um elemento igual ou diferente, para formar um conjunto que tenha uma direção particular na qual a fase se adiciona e a radiação é concentrada. A Fig.3.11 mostra, como exemplo de um conjunto, dois dipolos elétricos elementares com comprimentos dl iguais, situados em quadratura espacial e temporal, isto é, dispostos no espaço com um ângulo de 90° entre eles e excitados com correntes defasadas também por 90° .

Somando-se as componentes E_θ e E_φ do campo elétrico radiado por cada um dos dipolos, obtidos de forma análoga à seção 3.2.2, obtém-se as seguintes expressões para o campo total radiado.

$$E_\theta = \frac{j\eta dl}{2\lambda} [-I_x \cos \varphi - I_y \sin \varphi] \cos \theta \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.37)$$

$$E_\varphi = \frac{j\eta dl}{2\lambda} [I_x \sin \varphi - I_y \cos \varphi] \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.38)$$

Considere que a relação de quadratura das correntes nos dipolos tem a forma

$$I_y = e^{-j90^\circ} I_x = -jI_x \quad (3.39)$$

Então, o vetor corrente total $I = I_x \hat{a}_x + I_y \hat{a}_y$ gira no sentido contrário aos ponteiros do relógio, completando uma revolução em um período de oscilação, quando se observa do infinito para o semi-eixo z positivo. Nesse caso, as componentes do campo elétrico tomam a forma mais simples

$$E_\theta = \frac{-j\eta I_x dl}{2\lambda} \cos \theta e^{-j\varphi} \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.40)$$

$$E_\varphi = \frac{-\eta I_x dl}{2\lambda} e^{-j\varphi} \frac{e^{-jkR}}{R} \quad (3.41)$$

Esses dois dipolos elementares se caracterizam por uma série de propriedades. Em primeiro lugar, considere a configuração de polarização do campo radiado. Para pontos de observação sobre o eixo z , pode-se concluir, supondo $\varphi = 0$ em (3.40) e (3.41), que as componentes E_θ e E_φ são produzidas, respectivamente, pelos dipolos $I_x dl$ e $I_y dl$. Com a condição (3.39) se deduz que a extremidade do vetor campo elétrico total radiado, em qualquer ponto do eixo z , descreverá uma circunferência no tempo, igual ao período de oscilação, em um plano perpendicular à direção de propagação da onda. Isso significa que o campo elétrico radiado tem polarização circular sobre o eixo z . Para todas as outras direções, a componente E_θ , devido a existência do fator $\cos \theta$, terá uma amplitude menor que a componente E_φ , mas ainda em quadratura de fase. Portanto, nessas direções o campo radiado terá polarização elíptica.

O sentido de rotação do vetor \mathbf{E} em qualquer ponto do espaço, exceto no plano xy , onde ocorre a polarização puramente linear, coincidirá com o sentido de rotação da corrente total nos dois dipolos. O sentido de rotação, para a direita ou para a esquerda, do vetor \mathbf{E} na onda eletromagnética plana será considerado com relação ao observador que olha na direção de propagação. Com base nessa direção, deduz-se que no semi-espaco superior $0 < \theta < \pi/2$ o campo radiado tem polarização elíptica e rotação para a direita e no semi-espaco inferior $\pi/2 < \theta < \pi$, rotação para a esquerda. O grau de elipticidade da polarização se caracteriza pela relação entre

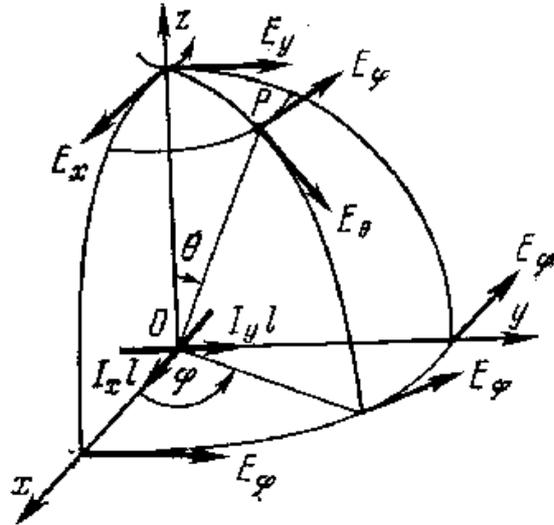


Figura 3.11: Dois dipolos elétricos em quadratura.

os eixos maior e menor da elipse de polarização, com o sinal dependendo do sentido de rotação (positivo para rotação à direita). No exemplo dos dois dipolos elementares, o coeficiente de elipticidade da polarização apresenta todos os possíveis valores, desde 1 para $\theta = 0$; zero para $\theta = \pi/2$ e -1 para $\theta = \pi$.

O diagrama espacial de potência normalizado é definido por

$$\frac{S(\theta, \varphi)}{S_{máx}} = F^2(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} (\cos^2 \theta + 1) \quad (3.42)$$

A Fig.3.12 mostra o diagrama de radiação espacial. Observa-se que não existe direção de radiação nula. A radiação máxima é obtida na direção do eixo z , isto é, para $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$. A diretividade, na direção de máxima radiação, é dada por

$$D_{máx} = \frac{8\pi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi (\cos^2 \theta + 1) \sin \theta d\theta d\varphi} = 1,5 \quad (3.43)$$

No plano xy , ou $\theta = \pi/2$, a diretividade se reduz ao valor mínimo $D_{mín} = 0,75$.

Finalmente, considere a curva característica de fase do campo radiado, dada pelo fator $\exp(-j\varphi)$ das equações (3.40) e (3.41). No plano xy , onde ocorre polarização linear, a característica de fase tem a forma de uma espiral, Fig.3.13. Aqui não é possível indicar o ponto do sistema emissor no qual as linhas equifases são circunferências. Portanto, obteve-se um exemplo de um sistema radiante que não tem centro de fase no plano xy .

Em resumo, pode-se concluir que existe a possibilidade de controlar a forma do diagrama de radiação e a característica de polarização do sistema radiante, combinando-se a radiação de somente duas fontes elementares. Isso se deve ao fenômeno de interferência de ondas, devido ao qual o campo se intensifica nas direções em que as correspondentes componentes se encontram em fase, e se atenua nas direções correspondentes a soma em oposição de fase.

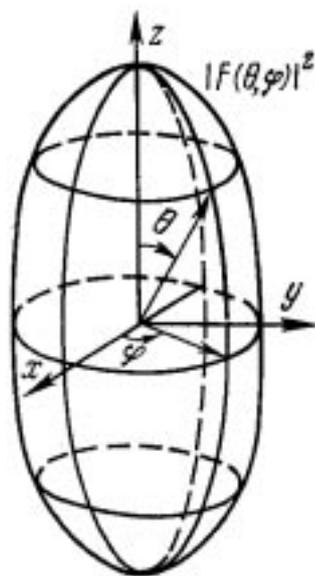


Figura 3.12: Diagrama direcional de dois dipolos elétricos em quadratura.

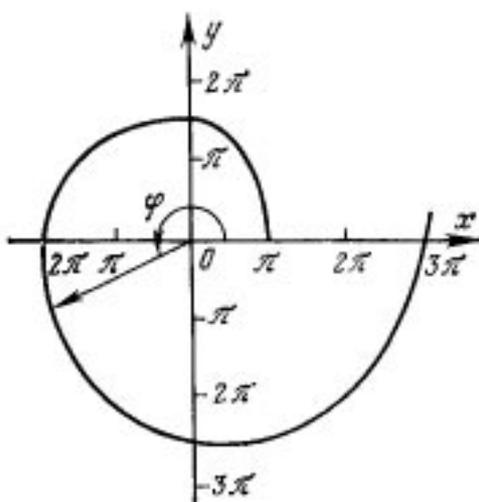


Figura 3.13: Diagrama de fase de dois dipolos em quadratura.

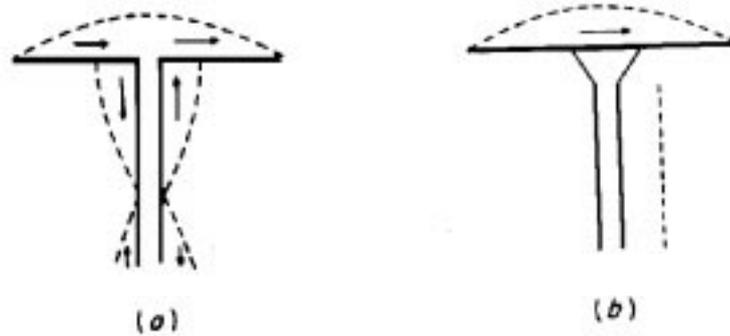


Figura 3.14: Alimentação de dipolos de meia onda em alta frequência.

Aumentado o número de fontes elementares, posicionando-as no espaço de forma mais complexa e escolhendo a distribuição de corrente, pode-se ampliar consideravelmente as possibilidades de obtenção de propriedades direcionais e de polarização dos sistemas radiantes. Portanto, a construção de sistemas radiantes se reduz em organizar a interferência necessária das ondas eletromagnéticas das fontes elementares.

3.6 Alimentação de antenas

A linha de alimentação tem um papel muito importante no funcionamento dos sistemas radiantes. Entre outras funções, a linha de alimentação canaliza a energia eletromagnética, assegura o regime correto dos circuitos de entrada e de saída do transmissor e do receptor e faz uma filtragem em frequência dos sinais de entrada.

A Fig.3.14a mostra a alimentação pelo centro do dipolo de meia onda, por meio de uma linha simétrica. Devido ao descasamento entre a linha paralela, com alta impedância característica, e o dipolo ressonante, com baixa resistência de entrada, essa maneira de excitação produz uma onda estacionária na linha de alimentação, como indicado na figura. Esse descasamento pode ser reduzido escolhendo-se o dielétrico da linha de modo a diminuir a sua impedância característica, ao custo de alguma perda de energia no dielétrico. O arranjo em delta ou em paralelo da Fig.3.14b pode resultar em um bom casamento de impedâncias e baixa onda estacionária na linha, se as várias dimensões são convenientemente escolhidas. Uma outra vantagem dessa alimentação é que no centro do dipolo ocorre um nulo de tensão, o que permite fixar o dipolo em suportes sem isolantes.

Como visto, o dipolo de meia onda tem uma impedância de entrada que é muito baixa para a conexão direta com uma linha de transmissão de fios paralelos e, então, algum tipo de estrutura de casamento de impedâncias é necessário para uma condição favorável de onda estacionária na linha. Uma maneira de se obter esse casamento é por meio do dipolo com estube, Fig.3.15. Fazendo-se o comprimento L um pouco menor que meio comprimento de onda, a impedância de entrada terá uma reatância capacitiva em série com a resistência de radiação. Para um comprimento S do estube menor que $\lambda/4$, a impedância de entrada da linha

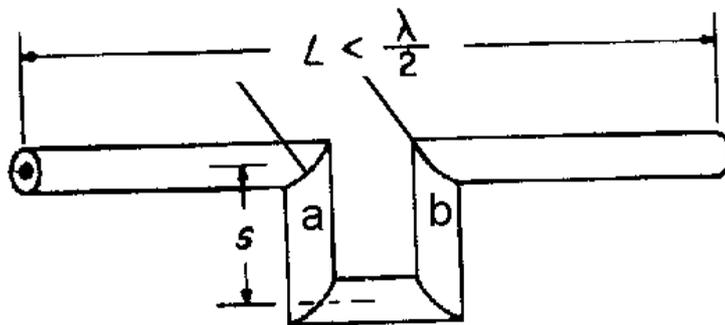


Figura 3.15: Dipolo com estube para casamento.

de transmissão em curto será uma reatância indutiva, com um módulo que pode ser ajustado para sintonizar a capacitância da antena. A impedância resultante nos terminais do dipolo será uma resistência pura, a resistência do circuito ressonante em paralelo. Pela escolha de L e S , essa resistência pode ser ajustada para qualquer valor desejado. Esse arranjo é mecanicamente bom, porque o trecho em curto do estube pode ser utilizado para suporte da antena sem o uso de isoladores.

Dobrar o dipolo é uma forma alternativa de se obter uma alta impedância de entrada, Fig.3.16. Esse método tem a vantagem adicional de também aumentar a largura de banda da antena, uma consideração importante para aplicações em FM e TV.

O dipolo dobrado de meia onda consiste essencialmente de dois radiadores de meia onda muito próximos um do outro e conectados pelas extremidades. Considerando somente as correntes radiantes, os dois elementos estão em paralelo e, se seus diâmetros são iguais, as correntes nos elementos serão iguais e no mesmo sentido. Se 1 A flui no centro de cada elemento, a corrente efetiva total será 2 A e a potência radiada será $(2I_1)^2 R_r \simeq 4 \times 73 I_1^2$ ou 4 vezes aquela radiada por um único elemento carregando 1 A . Contudo, a corrente liberada pelo gerador nos terminais $a - b$ é somente 1 A , tal que a resistência de entrada é 4 vezes aquela de um dipolo simples. Conectando-se três elementos com diâmetros iguais, como na Fig.3.16b, a resistência de entrada será aproximadamente 9 vezes a de um único dipolo.

Para entender o aumento na largura de banda do dipolo dobrado, considere o dipolo simples da Fig.3.17a, conectado em paralelo com uma linha de um quarto de comprimento de onda. Na frequência de ressonância, a resistência do dipolo está em paralelo com a impedância de entrada da linha de transmissão, a qual tem uma resistência de valor muito alto. Abaixo da ressonância, a impedância da antena torna-se capacitiva, mas a linha de transmissão torna-se indutiva, e a combinação em paralelo tende a permanecer com um fator de potência aproximadamente unitário. De forma contrária, acima da ressonância a impedância da antena torna-se indutiva e a impedância da linha torna-se capacitiva tal que a compensação novamente ocorre.

Embora a compensação esteja longe da perfeição, devido às susceptâncias não serem iguais e opostas, se a frequência varia muito da frequência de ressonância do dipolo, um ponto de compensação de susceptância perfeito (impedância de entrada é uma resistência pura) ainda é

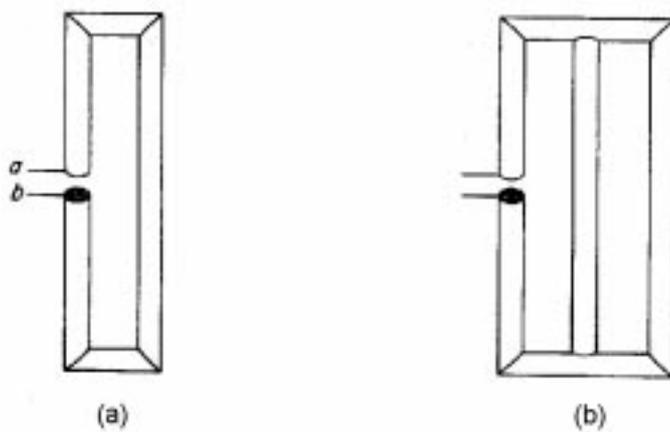


Figura 3.16: (a) Dipolo dobrado. (b) Dipolo com três elementos.

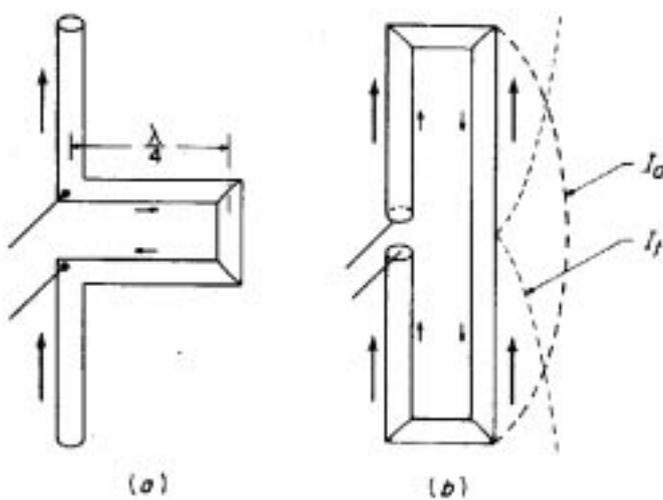


Figura 3.17: Distribuição de corrente num dipolo dobrado.

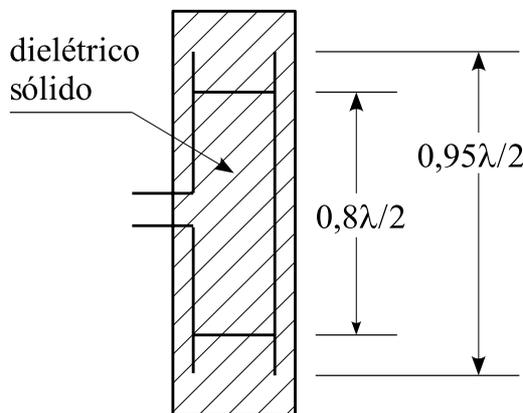


Figura 3.18: Antena dipolo dobrado para recepção de FM.

obtido. Abaixo da ressonância isso ocorre para as mesmas condições que levam para o casamento do dipolo com estube da Fig.3.15. Acima da ressonância, o ponto de compensação ocorre quando a susceptância capacitiva do estube é suficiente para sintonizar a parte indutiva da antena.

A resistência de entrada para esse casamento com estube será consideravelmente maior que para a frequência de ressonância, mas a relação de onda estacionária resultante é razoável sobre a faixa e, então, a largura de banda efetiva aumenta. Isso representa uma banda de frequência aproximada de dois para um.

As considerações anteriores também se aplicam para o dipolo dobrado que tem o estube (na verdade dois estubes em série) como característica intrínseca. Os elementos do dipolo dobrado carregam as correntes da antena, que estão no mesmo sentido nos dois elementos, e as correntes das linhas de transmissão, que estão em sentidos opostos nos dois elementos do dipolo, 3.17b. Na frequência de ressonância, as correntes da antena são relativamente grandes, chegando a um valor no centro de cada elemento igual a $I_a = V/R_{in} = V/4R_r$, ao contrário das correntes da linha de transmissão que são zero no centro, mas tem um valor $I_t = V/2Z_{ot}$ nas extremidades, em que Z_{ot} é a impedância característica de cada uma das duas seções da linha de transmissão em curto.

Em recepção de rádio FM comercial, um tipo comum de antena é o dipolo dobrado com material dielétrico flexível. Para uma linha de transmissão construída com esse material, a velocidade de fase e, então, o comprimento de onda, é cerca de 80% do valor no espaço livre. Assim, o comprimento elétrico da seção de um quarto de onda é $0,8 \times \lambda/4$ e o comprimento físico da linha deve ser menor que seria com o dielétrico ar. Por outro lado, a fina camada dielétrica cobrindo o condutor tem efeito quase que desprezível no comprimento de onda e na velocidade de fase aparente das correntes na antena, tal que na ressonância o comprimento físico da antena ainda é aproximadamente $L \simeq 0,95 \times \lambda/2$. A forma de satisfazer essas duas condições simultaneamente é mostrada na Fig.3.18. Os dois elementos são cortados em $0,95 \times \lambda/2$, mas as conexões em curto são separadas por uma distância de $0,8 \times \lambda/2$.

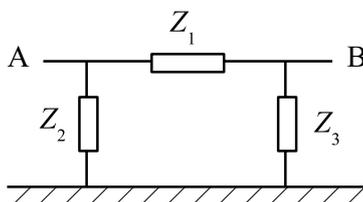


Figura 3.19: Circuito equivalente de uma impedância AB.

3.7 Baluns

O conhecimento do valor da impedância entre dois terminais, embora seja importante, não é suficiente para se conectar corretamente essa impedância a uma linha de transmissão, uma vez que existem acoplamentos entre os terminais e o terra. Esses acoplamentos de fuga para o terra podem ser representados pelo circuito equivalente da Fig.3.19. Existem dois casos especiais que devem ser considerados com detalhes.

O primeiro é quando $Z_2 = Z_3$ em magnitude e fase. Nesse caso, a impedância AB é dita balanceada e a diferença de potencial de A para o terra e de B para o terra são iguais em magnitude e opostas em fase.

O segundo caso especial é quando Z_2 ou Z_3 é zero. Nesse caso, um dos lados está no potencial de terra e a impedância é freqüentemente descrita como não-balanceada. Um exemplo comum de uma linha balanceada é a linha de fios paralelos. As linhas não-balanceadas são geralmente as de forma coaxial. Outros tipos de linhas, em que os condutores apresentem acoplamentos diferenciados para com o terra, também podem ocorrer. Um exemplo seria a linha de fios paralelos com condutores de espessuras diferentes, contudo tal linha não é usual.

Estando os dois condutores com potenciais diferentes com relação ao terra, a capacitância com relação ao terra dos condutores individuais é diferente, logo a corrente nos dois condutores pode ser diferente.

Com a finalidade de simplificar a conexão das linhas de transmissão balanceadas ou não-balanceadas com as antenas, estas são geralmente projetadas com impedâncias de entradas balanceadas ou não-balanceadas. Isso é conseguido assegurando a simetria da antena, onde uma entrada balanceada é requerida, ou escolhendo um ponto de alimentação no potencial terra, onde uma entrada não-balanceada é necessária.

Um exemplo simples de uma antena balanceada é a antena dipolo, Fig.3.20a. A Fig.3.20b ilustra uma antena monopolo, exemplificando uma antena desbalanceada. A Fig.3.20c mostra uma antena dipolo com o ponto de alimentação entre o centro e o final (artifício utilizado para se buscar valores diferentes da impedância de entrada). Tal antena apresenta um desequilíbrio, não sendo possível alimentá-la satisfatoriamente nem pela linha balanceada e nem pela linha não-balanceada.

Muitas vezes é necessário alimentar uma antena balanceada com um cabo coaxial, e, embora menos freqüente, alimentar uma antena não-balanceada com uma linha balanceada.

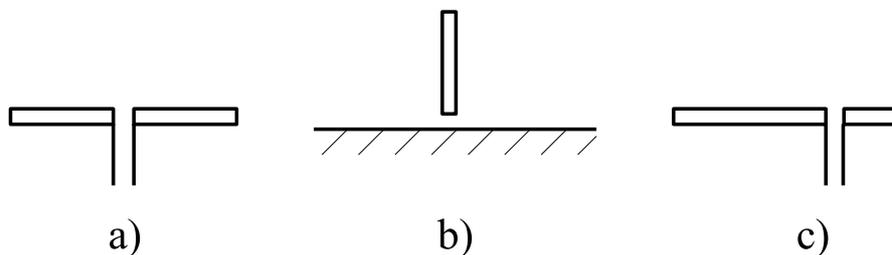


Figura 3.20: (a) antena dipolo com alimentação simétrica; (b) antena monopolo alimentada na base; (c) antena dipolo com alimentação assimétrica.

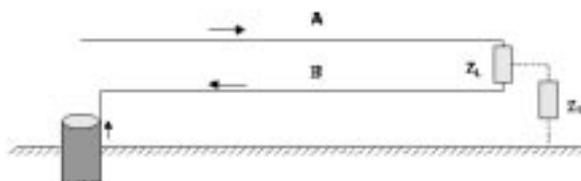


Figura 3.21: Linha não-balanceada conectada a uma linha balanceada.

Tais conexões, de forma a não afetar o funcionamento do sistema, requerem técnicas especiais. As estruturas que fazem com que o potencial e/ou as correntes nas duas partes da estrutura sejam iguais são conhecidas como baluns (*balanced-to-unbalanced converters*).

Se um cabo coaxial é ligado diretamente a uma antena balanceada, correntes serão induzidas na parte exterior da malha externa do coaxial, radiando campos eletromagnéticos em direções não desejadas. Essas correntes causam um desequilíbrio na distribuição de corrente no dipolo, alterando o lobo principal do diagrama de radiação, as vezes de forma drástica em antenas diretivas, afetando conseqüentemente o ganho da antena. Na recepção, sinais interferentes podem ser induzidos na parte externa do coaxial e acopladas para dentro do cabo, alimentando o receptor com sinais indesejados.

A dificuldade associada com a conexão entre um sistema não-balanceado com um sistema balanceado, pode ser compreendida considerando a linha coaxial fixada em um plano de terra e conectada a uma linha paralela, Fig.3.21. Nessa situação, Z_L é a impedância de carga e Z_S é uma impedância associada com as estruturas de suporte.

No sistema da Fig.3.21, as correntes resultantes podem ser vistas como produzidas por um gerador ideal, Fig.3.22. Nota-se que as correntes nas linhas A e B não são necessariamente iguais, uma vez que o fluxo total da corrente saindo do ponto b flui na linha A, mas as correntes totais que chegam em b vêm da linha B e da conexão com o terra. O objetivo principal dos *baluns* é prover com que as correntes nas linhas A e B da Fig.3.21 sejam semelhantes. Como introdução aos tipos de *baluns* utilizados, a Fig.3.23 ilustra um dispositivo capaz de introduzir uma simetria com relação ao terra, simetria esta essencial em todos os tipos de baluns ou nos sistemas balanceados.

A representação equivalente desse tipo de *balun* é mostrada na Fig.3.24. Nesse caso, nota-



Figura 3.22: Gerador idealizado do circuito da Fig.3.21.

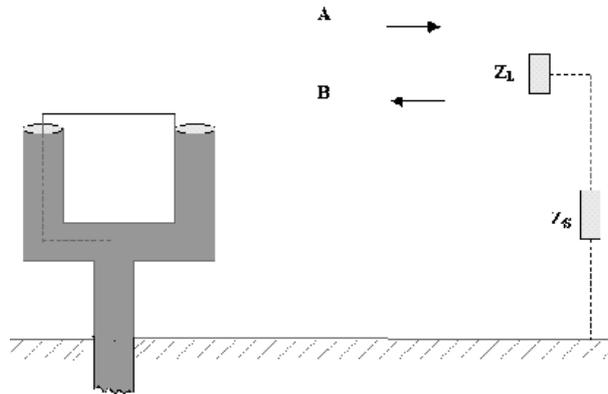


Figura 3.23: Conexão por meio de *balun*.

se que $I_A = I_B$. Porém, se o comprimento FC for curto, o cabo coaxial é quase curto-circuitado e muito pouca potência é entregue à carga. Para que o sistema opere satisfatoriamente, o comprimento FC deve ser da ordem de um quarto do comprimento de onda, podendo-se concluir de imediato que um *balun* do formato da Fig.3.23 é inerentemente de faixa estreita.

Uma técnica para aumentar a largura de faixa seria enrolar, sob a forma de bobina, o coaxial nos trechos de comprimento FC, introduzindo assim uma alta impedância. Os limites seriam aqueles que para a frequência mais baixa a impedância do trecho bobinado seria pequena quando comparada com a impedância de carga refletida na entrada da linha bifilar. O limite superior seria relativo ao ponto de ressonância dos trechos bobinados. Uma técnica de aumentar o efeito indutivo é enrolar os trechos citados em núcleos de ferrite, que apresentam o efeito de manter um alto nível de impedância sobre uma ampla faixa de frequências. Estruturas desse tipo, cuidadosamente elaboradas, podem operar em uma banda de até 10 para 1.

O *balun* mais simples, Fig.3.25, é constituído de um transformador com núcleo de ferrite para diminuir as perdas em alta frequência. Se a potência for pequena, usa-se toróide de ferrite, como no caso de circuitos de casamento de impedância em linhas de recepção de televisores.

Os *baluns* mais usuais são aqueles baseados em pedaços de linha curto-circuitadas de um quarto do comprimento de onda, Fig.3.26. Dessa forma, obtém-se uma alta impedância do ponto B para o lado externo da linha coaxial, não permitindo correntes no exterior da malha do cabo.

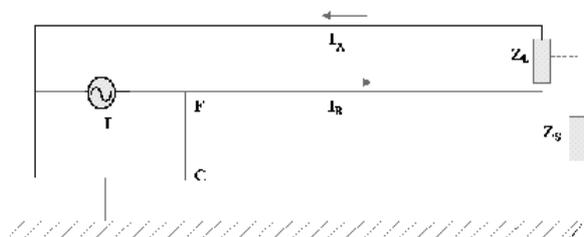


Figura 3.24: Circuito equivalente ao da Fig.3.23.

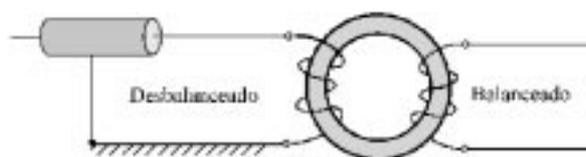


Figura 3.25: Balun de toróide de ferrite.

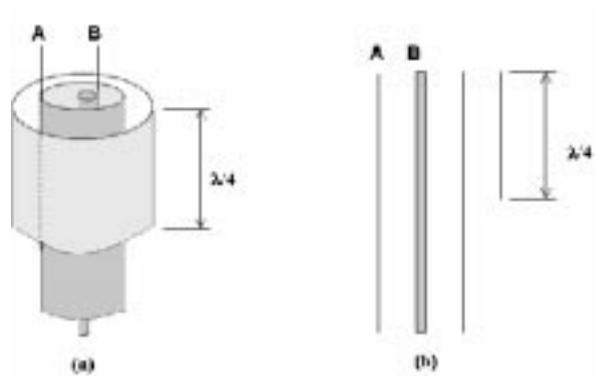


Figura 3.26: a) balun bazooka; b) corte transversal.

Capítulo 4

Parâmetros principais de antenas

4.1 Introdução

A antena é um componente indispensável em qualquer sistema de comunicação via rádio. Ela funciona como a interface entre os elementos do sistema que guiam a onda e o meio de propagação. O aparecimento das antenas está, portanto, associado às primeiras tentativas de comunicação por ondas eletromagnéticas, no final do século XIX.

Para o funcionamento eficaz, as antenas devem satisfazer certos requisitos. Entre eles cabe destacar em primeiro lugar duas condições.

1. A antena deve distribuir a energia eletromagnética no espaço (ou reaproveitar a energia incidente) de acordo com uma lei determinada, ou seja, deve ter uma característica de emissão (ou recepção) conhecida. Em determinada situação convém que a energia seja emitida (ou recebida) uniformemente em todas as direções; em outra se necessita o efeito diretivo, ou seja, a concentração do campo radiado em um feixe suficientemente estreito.
2. A emissão ou a recepção das ondas eletromagnéticas não deve ser acompanhada por um consumo inútil de energia em perdas ôhmicas na estrutura da antena. Em outras palavras, a antena deve ter o mais alto rendimento possível.

O campo de aplicação dos sistemas radiantes é amplo. No rápido desenvolvimento histórico, ao longo de menos de um século, as antenas se converteram, de um meio simples de aumentar o alcance dos sinais elétricos, em um componente determinante dos sistemas de comunicação via rádio.

As antenas se caracterizam por um grande número de parâmetros que permitem se fazer estimativas e comparações entre elas. Anteriormente já foram introduzidos o diagrama de radiação, a resistência de radiação, a eficiência e a diretividade. Existe uma relação unívoca entre alguns desses parâmetros. Partindo da existência desse vínculo, os parâmetros das antenas podem ser divididos em duas categorias: primários e secundários. Nos primários, pode-se incluir o diagrama de radiação, a resistência de radiação, a eficiência e o coeficiente de reflexão (ou impedância de entrada). Os parâmetros secundários são obtidos a partir dos primários. Entre eles se encontram, por exemplo, a largura de feixe do lobo principal, o nível de lóbulos secundários (laterais) e a faixa de frequências de operação (largura de banda).

Um dos parâmetros mais importantes das antenas é a sua curva característica de radiação (diagrama direcional). Ela é uma representação do vetor complexo normalizado $\mathbf{F}(\theta, \phi)$, que determina completamente, na região de campo distante, a distribuição angular e todas as propriedades de polarização e de fase do campo eletromagnético radiado. É necessário, para essa determinação, a indicação da posição da origem do sistema de coordenadas (R, θ, ϕ) com relação a qual se calcula a diferença de fase. No caso mais geral, a curva característica de radiação envolve o produto de três fatores

$$\mathbf{F}(\theta, \phi) = F(\theta, \phi)\mathbf{p}(\theta, \phi)e^{j\Phi(\theta, \phi)} \quad (4.1)$$

que define as características de amplitude, de polarização e de fase, respectivamente, do campo distante de uma antena. Cabe destacar que na função $\Phi(\theta, \phi)$ não se inclui a dependência da fase do campo distante com a distância pela lei $\exp(-jkR)$, da mesma forma que a dependência da amplitude do campo pela lei $1/R$ não entra na função amplitude $F(\theta, \phi)$.

4.2 Diagrama de radiação

Em (4.1), o fator real positivo $F(\theta, \phi)$ é a curva característica de radiação (diagrama direcional) de amplitude do campo. Esse fator é normalizado de modo que

$$\max [F(\theta, \phi)] = 1 \quad (4.2)$$

Elevado ao quadrado, $F(\theta, \phi)$ se transforma automaticamente na curva característica de radiação de potência. Então, a função $F^2(\theta, \phi)$ descreve a distribuição angular normalizada do vetor de Poynting total $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, na região de campo distante da antena.

A curva característica da amplitude de radiação de uma antena pode ser obtida tanto teórica como experimentalmente. Para a sua representação, se utilizam distintos métodos de construção gráfica. A Fig.4.1 mostra alguns diagramas de radiação de antenas.

A representação espacial da superfície total do diagrama direcional de amplitude, semelhante aos da Fig.4.1, é bastante complexa e, por isso, é comum se apresentar planos convenientes desse diagrama. Para antenas de baixa diretividade como, por exemplo, a antena dipolo, se utilizam as seções principais do sistema de coordenadas esféricas: o plano equatorial e o par de planos ortogonais meridianos. Quando as antenas são direcionais, se utilizam pares de seções perpendiculares, que passam pela direção de radiação máxima. Nesse caso, uma das seções escolhidas é o plano em que o lobo principal do diagrama tem largura mínima. Se a antena tem polarização linear, também se pode escolher o par de seções paralelas aos vetores campos elétrico e magnético, os denominados plano \mathbf{E} e plano \mathbf{H} .

Para representar as seções dos diagramas direcionais, se utilizam as coordenadas polares e cartesianas, assim como se utilizam diferentes escalas de amplitude: linear (para campo), quadrática (para potência) e logaritma (dB). A Fig.4.2 mostra diferentes formas de representação de um mesmo diagrama direcional bidimensional para comparação. Os diagramas direcionais polares têm como inconveniente a dificuldade de se determinar com exatidão as posições angulares

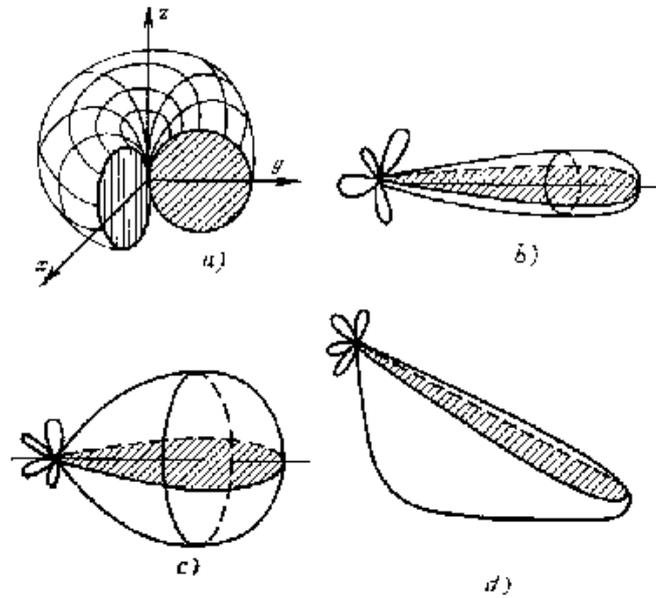


Figura 4.1: Diagramas de radiação típicos.

de zero e de máximo de radiação. A escala quadrática tende a omitir os lóbulos de pequena magnitude e, por isso, não servem para representar diagramas de antenas com baixa radiação lateral. A escala logaritma se estabelece pela relação

$$F_{dB}(\theta, \phi) = 20 \log F(\theta, \phi) = 10 \log F^2(\theta, \phi) \quad (4.3)$$

e descreve muito bem as particularidades dos diagramas direcionais de amplitude em um extenso intervalo dinâmico.

4.3 Polarização

O fator $\mathbf{p}(\theta, \phi)$ na equação (4.1) é o vetor unitário de polarização, com as componentes orientadas segundo as direções dos vetores básicos do sistema de coordenadas esféricas

$$\mathbf{p}(\theta, \phi) = p_\theta(\theta, \phi)\hat{a}_\theta + p_\phi(\theta, \phi)\hat{a}_\phi \quad (4.4)$$

O módulo do vetor \mathbf{p} sempre é igual à unidade, independentemente das direções θ, ϕ , isto é

$$\sqrt{|p_\theta|^2 + |p_\phi|^2} = 1 \quad (4.5)$$

As componentes p_θ e p_ϕ indicam, para cada direção θ, ϕ , o conteúdo relativo das componentes vertical e horizontal do vetor intensidade de campo elétrico na região de campo distante da antena, assim como a defasagem entre essas componentes.

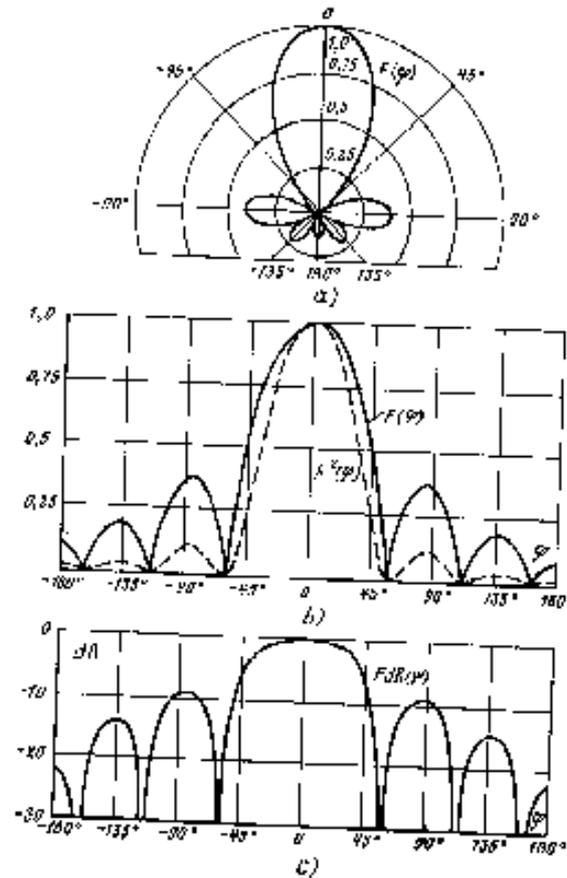


Figura 4.2: Formas de representação de diagramas direcionais em duas dimensões.

4.4 Área efetiva

A potência de sinal útil, dissipada na carga da antena receptora, pode ser escrita como

$$P_s = S_{inc} A_{ef} F^2(\theta_0, \phi_0) \psi |\xi|^2 (1 - |\Gamma|^2) \quad (4.6)$$

em que S_{inc} é o módulo do vetor de Poynting da onda incidente na antena, $F^2(\theta_0, \phi_0)$ é o valor da curva característica de radiação de potência normalizada no sentido de chegada da onda, ψ é o fator de perda por dissipação de energia na antena e na rede de casamento, $|\xi|^2$ é o coeficiente de polarização e Γ é o coeficiente de reflexão.

De acordo com a expressão (4.6) existem quatro condições para se aproveitar o máximo de potência recebida na carga.

1. a superposição exata da direção do máximo do diagrama de radiação com a direção de chegada da onda plana, isto é, $F^2(\theta_0, \phi_0) = 1$;
2. a redução ao mínimo das perdas ôhmicas de potência na antena e na rede de casamento, ou se trabalhar no limite $\psi \rightarrow 1$;

3. a adaptação exata da polarização da antena com a polarização da onda incidente, ou $|\xi|^2 = 1$;
4. a adaptação da antena com a linha de alimentação e o uso de uma carga casada, ou $\Gamma = 0$.

Cumprindo-se as quatro condições, a potência máxima disponível na carga da antena é igual ao produto do vetor de Poynting da onda incidente S_{inc} pela área efetiva da antena A_{ef} . Em conseqüência, por área efetiva da antena se considera a magnitude da frente de onda plana, da qual a antena recupera e transmite para a carga a potência recebida na direção do máximo do diagrama de radiação e para as condições de casamento de polarização e ausência de perdas ôhmicas.

4.5 Diretividade e Ganho

A diretividade de uma antena é dada pela relação da máxima intensidade de radiação (potência por unidade de ângulo sólido) $U(\theta, \phi)_{máx}$ para a intensidade de radiação média $U_{méd}$. Ou, para uma certa distância da antena, a diretividade pode ser expressada como a relação entre o valor máximo do vetor de Poyntig e o seu valor médio

$$D = \frac{U(\theta, \phi)_{máx}}{U_{méd}} = \frac{S(\theta, \phi)_{máx}}{S_{méd}} \quad (4.7)$$

Ambos os valores da intensidade de radiação e do vetor de Poynting devem ser medidos na região de campo distante da antena. O vetor de Poynting médio sobre uma esfera é dado por

$$S(\theta, f)_{méd} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi S(\theta, \phi) d\Omega = \frac{W}{m^2} \quad (4.8)$$

Então, a diretividade é igual a

$$D = \frac{1}{\frac{1}{4\pi} \int \int \frac{S(\theta, \phi)}{S(\theta, \phi)_{máx}} d\Omega} = \frac{1}{\frac{1}{4\pi} \int \int P_n(\theta, \phi) d\Omega} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (4.9)$$

em que P_n é o vetor de Poynting normalizado e Ω_A é a área de feixe da antena.

Como exemplo, para uma antena isotrópica (igual radiação em todas as direções) $P_n(\theta, \phi) = 1$ (para todo θ e ϕ), e então $\Omega_A = 4\pi$, o que significa uma diretividade unitária. Esta é a menor diretividade que uma antena pode apresentar. Logo, Ω_A deve sempre ser igual ou menor que 4π , enquanto a diretividade deve ser igual ou maior que a unidade.

O ganho de uma antena (com referência à fonte isotrópica sem perdas) depende da diretividade e da eficiência da antena. Se a eficiência não é igual a 100%, a ganho é menor que a diretividade. Então, o ganho é igual a

$$G = eD \quad (4.10)$$

em que e é o fator de eficiência ($0 \leq e \leq 1$). Desprezando o efeito de lóbulos secundários e as perdas, pode-se determinar o ganho por meio da expressão aproximada

$$D \simeq \frac{4\pi}{\theta_{HP}\phi_{HP}} \simeq \frac{41.000}{\theta_{HP}^\circ\phi_{HP}^\circ} \quad (4.11)$$

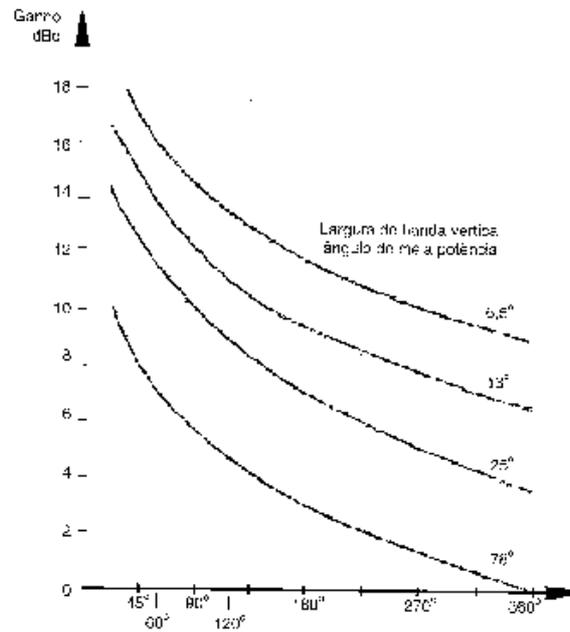


Figura 4.3: Ganho em função da largura de feixe.

em que θ_{HP} é a largura de feixe de meia potência no plano θ e ϕ_{HP} é a largura de feixe de meia potência no plano ϕ , Fig.4.3. Nessa figura, o dipolo de meia onda é usado como referência para o ganho de uma antena, então, em decibéis, tem-se que

$$dBi = dBd + 2,15 \quad (4.12)$$

em que dBi é o ganho relativo ao radiador isotrópico e dBd é o ganho relativo ao dipolo de meia onda.

O aumento da concentração de energia em uma direção pode ser obtido por meio de conjunto de antenas elementares. A Fig.4.4 mostra esse efeito utilizando-se conjuntos de dipolos de meia onda.

4.6 Relação frente-costas

A relação frente-costas é uma comparação entre o nível do feixe principal da antena com relação ao nível do lóbulo traseiro. Quanto maior o valor medido da relação frente-costas melhor a isolamento na parte posterior da antena, Fig.4.5. Esse parâmetro é importante no estudo da interferência de sinais provenientes de outras antenas.

4.7 Impedância

A impedância de entrada de uma antena é uma função da frequência e não pode ser descrita por uma expressão analítica simples. No entanto, para uma dada frequência, a impedância da antena pode ser representada por uma resistência em série com uma reatância. Em uma banda estreita

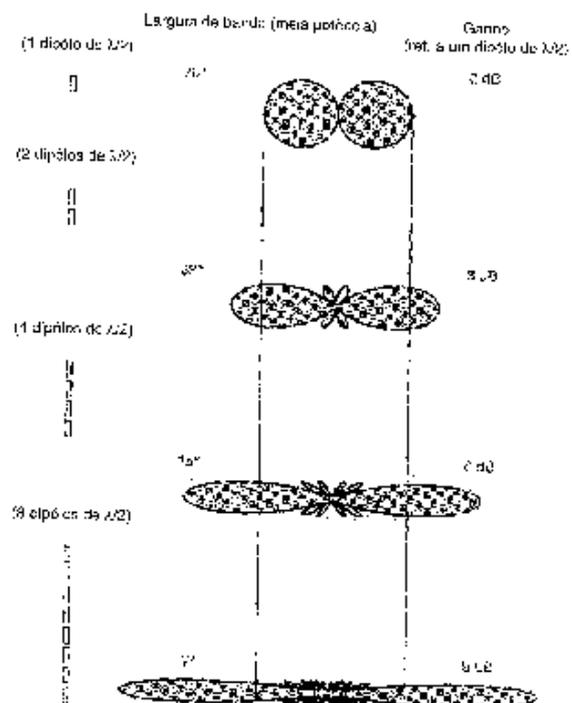


Figura 4.4: Aumento do ganho por meio de conjunto de dipolos de meia onda.

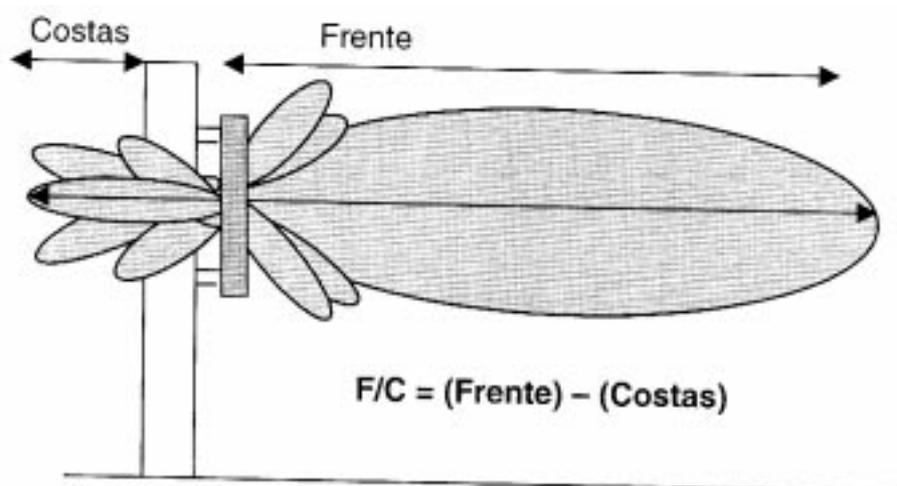


Figura 4.5: Relação frente-costas (diagrama em dB).

de freqüências, essa representação ainda pode ser utilizada, mas somente de forma aproximada. Quando a banda de freqüências é centrada na freqüência de ressonância da antena, uma melhor aproximação é obtida representando-se a antena como um circuito *RLC* série. Quando a faixa de operação estende-se sobre uma grande banda de freqüências, esta representação não é adequada.

4.8 Largura de banda

Os parâmetros das antenas mencionados anteriormente caracterizam o funcionamento das mesmas em uma única freqüência. Como em um sistema de comunicações se utilizam sinais com determinada largura de banda, um parâmetro importante das antenas é a sua largura de banda de freqüências de operação, em cujos limites os outros parâmetros da antena não excedem valores permitidos, estabelecidos por requisitos técnicos.

Os limites da banda de freqüências de operação são determinados por qualquer um dos parâmetros dependentes da freqüência. A largura de banda se define, por exemplo, pelo comportamento da impedância de entrada da antena, isto é, o coeficiente de onda estacionária na linha de alimentação deve se limitar abaixo de um determinado valor ao se variar a freqüência. A definição da banda também pode ser em função da variação da direção de máximo do diagrama de radiação, da variação da largura de feixe, da diminuição da diretividade, do aumento do níveis de lóbulos laterais etc.

Convencionalmente se considera de banda estreita as antenas com banda de freqüências de operação menor do que 10% da freqüência nominal. As antenas de banda larga podem ter uma largura de banda desde 10% até 50%. As antenas com bandas maiores, da ordem de uma ou várias oitava, se denominam de multibandas. E, finalmente, se a relação dos limites superior e inferior chega a 5:1 ou maior, a antena pode ser considerada como independente da freqüência.

4.9 Temperatura de ruído

Quando se estima a qualidade de uma antena receptora, se deve comparar a potência do sinal recebido com a potência total de ruído na entrada do receptor. Todos os ruídos da antena podem ser divididos em externos e internos. Normalmente, o ruído externo, recebido pela antena do espaço em redor, é o dominante. Esse ruído é originado por:

1. perturbações atmosféricas e industriais, isto é, descargas elétricas;
2. emissões de ruídos de fontes extraterrestres (cósmicas);
3. radiação térmica da superfície terrestre;
4. radiação de calor da troposfera e da ionosfera.

Como regra, os ruídos internos, originados pelo movimento térmico dos elétrons nos condutores não-ideais e em dielétricos da antena e da linha de alimentação, são menos importantes.

Uma vez que os ruídos internos e externos, pela sua composição espectral e influência no sistema de recepção, são completamente equivalentes entre si, o seu efeito total é estimado mediante um único parâmetro T_A , chamado de temperatura de ruído da antena, medido em graus Kelvin (K). A temperatura de ruído permite calcular a potência de ruído fornecida ao receptor pela antena, em uma banda de frequências Δf , pela fórmula

$$P_{r,A} = kT_A\Delta f \quad (4.13)$$

em que $k = 1,38 \times 10^{-23}$ W/(Hz×K) é a constante de Boltzmann.

Com a expressão (4.13) se realiza a substituição equivalente de todos os ruídos, tanto os recebidos como os originados pela antena, na banda de frequências de trabalho. Isso é análogo ao caso em que nos receptores de rádio e amplificadores os ruídos intrínsecos de diferentes origens são substituídos por um ruído equivalente da resistência de entrada, à qual se atribui a temperatura de ruído equivalente do receptor

$$T_{rec} = T_0(N - 1) \quad (4.14)$$

em que $T_0 = 300$ K é a temperatura ambiente e N é o fator de ruído do receptor. A diferença é que no receptor todos os ruídos intrínsecos, de maneira equivalente, são considerados na entrada, enquanto que na antena eles são considerados na saída. Em função disso, o cálculo das potências de sinal e de ruído fica simplificado quando a antena trabalha junto com o receptor adaptado. A potência total de ruído em todo o sistema de recepção (na entrada do receptor) é igual a

$$P_r = P_{r,A} + P_{r,rec} = k\Delta f(T_A + T_{rec}) \quad (4.15)$$

Capítulo 5

Tipos de antenas

5.1 Introdução

De acordo com seu desempenho com relação à frequência, as antenas podem ser divididas em quatro tipos básicos: Antenas eletricamente curtas, Antenas ressonantes, Antenas de banda larga e Antenas de abertura.

5.2 Antenas eletricamente curtas

Uma antena é eletricamente curta quando as suas dimensões são da ordem (ou menores) do que um décimo do comprimento de onda para a frequência de operação. Essa é a antena do tipo mais elementar e tem uma estrutura muito simples, com propriedades que não são sensíveis aos detalhes de construção. As principais características de uma antena eletricamente curta são baixa diretividade; baixa resistência de entrada; alta reatância de entrada; e baixa eficiência de radiação.

O monopolo vertical, usado nos carros para recepção de rádio AM, é um exemplo de uma antena eletricamente curta. Esse monopolo tem cerca de $0,003\lambda$ de comprimento e o seu diagrama é aproximadamente omnidirecional no plano horizontal. A utilização de monopolos, para simular um dipolo no espaço livre, é particularmente importante em baixas frequências, o que implica em grandes valores de comprimento de onda.

Nas faixas de VLF e HF (3 kHz a 300 kHz) a superfície terrestre comporta-se praticamente como um condutor perfeito. Além disso, as ondas de superfície polarizadas verticalmente sofrem atenuações muito menores que as polarizadas horizontalmente. Finalmente, as ondas espaciais propagando-se pela atmosfera serão sensivelmente menos afetadas pelas condições momentâneas da ionosfera ou pelos distúrbios ionosféricos. Dessa forma, a aplicação de monopolos verticais curtos é praticamente uma imposição nessas faixas de frequências.

Monopolos verticais eletricamente curtos têm uma baixa resistência de radiação e uma reatância capacitiva relativamente alta. Nas frequência próximas da frequência de operação, a antena pode ser considerada como um circuito concentrado, consistindo de uma resistência (de radiação mais perdas) e uma capacitância em série. Para um melhor aproveitamento da potência, a reatância capacitiva deve ser cancelada por um indutor conveniente e a impedância

resistiva resultante casada para a linha de alimentação da antena.

Uma forma de se diminuir a reatância capacitiva é crescer eletricamente a antena. A carga de topo realiza este objetivo, permitindo o fluxo de cargas na extremidade da antena, o que produz uma intensidade de corrente equivalente a do monopolo de $\lambda/4$, Fig.5.1. Na prática, sistema de fixação também é constituído de condutores, sendo necessária a colocação de isolantes entre o sistema de fixação e o sistema radiante, Fig.5.2. Nessas situações, a única estrutura responsável pelo efeito de carga de topo, na frequência de operação, é aquela de dimensão L_T .

Na faixa de ondas médias (MF), compreendida no espectro de 300 kHz a 3 MHz, o solo terrestre não se comporta como um condutor perfeito. Nessa situação, utiliza-se um sistema de terra para simular um condutor perfeito. Esse sistema é composto por condutores de cobre, dispostos radialmente a partir da base da antena e dela isolados, conforme a vista de topo da Fig.5.3. Em geral, são empregados 120 radiais, ligeiramente enterrados no solo, de comprimentos em torno de $\lambda/4$, suficiente para simular adequadamente um solo condutor de dimensões teóricas infinitas. As alturas adotadas para os monopolos variam de $\lambda/6$ a $5\lambda/8$, dependendo das características de operação e fatores econômicos. Pelas dimensões envolvidas, esses radiadores verticais poderão ser, mecanicamente, torres auto-suportadas ou torres estaiadas, Fig.5.4.

As antenas eletricamente curtas são ineficientes devido às perdas ôhmicas na estrutura. O diagrama de radiação é independente do tamanho da antena. Uma antena eletricamente curta comporta-se como um simples dipolo elétrico e/ou magnético. O dipolo elétrico é fisicamente realizável, enquanto que o dipolo magnético é simulado por uma corrente circular. Embora o diagrama de radiação e a diretividade de uma antena eletricamente curta sejam independentes do tamanho e da frequência, a resistência de radiação e, especialmente, a reatância não são. Isso faz com que seja difícil se transferir potência da antena para uma carga, ou de um gerador para a antena, quando a frequência varia. Uma antena com essa característica tem um alto Q, em que Q é definido como $2\pi f$ vezes o valor de pico da energia armazenada sobre a potência média radiada. Na prática, um alto Q significa que a impedância de entrada é muito sensível a uma pequena variação da frequência.

5.3 Antenas ressonantes

As antenas que operam em uma única frequência ou em uma pequena faixa de frequências são denominadas de ressonantes. As suas características principais são ganho baixo ou moderado; impedância de entrada real; e largura de banda estreita.

Na faixa de HF (3 a 30 MHz) – comprimentos de onda entre 100 m e 10 m –, é possível construir estruturas da ordem de grandeza do comprimento de onda utilizado. Em aplicações na faixa de HF, grande ênfase é dada sobre os dipolos de meia onda que, por maior facilidade de utilização, são operados em polarização horizontal. Essa escolha de polarização também pode ser analisada lembrando-se que, na faixa de HF, o mecanismo de radiação fundamental é a propagação ionosférica. Desse modo, a finalidade principal do serviço é, por exemplo, operar segundo um ângulo de partida de 20° e causar pouca interferência com os sistemas vizinhos.

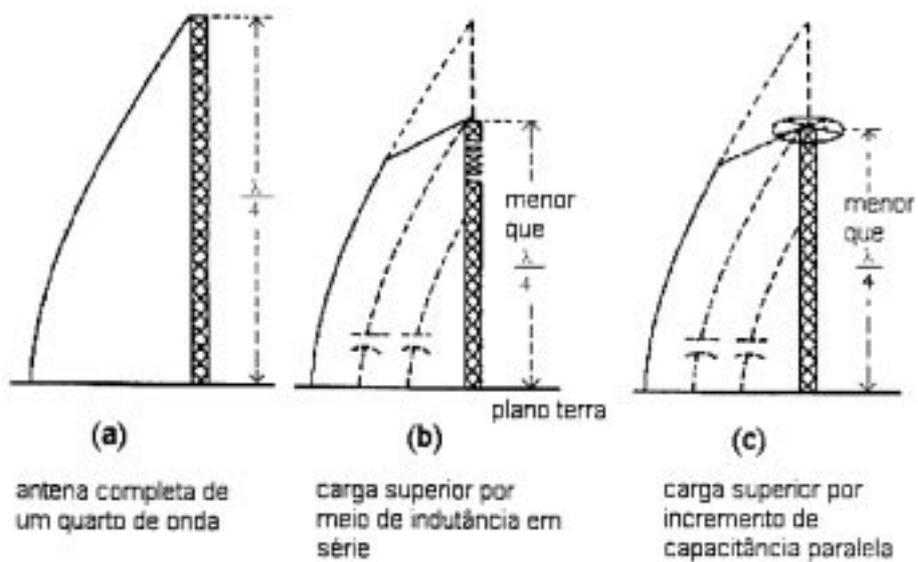


Figura 5.1: Antena eletricamente curta com carga de topo.

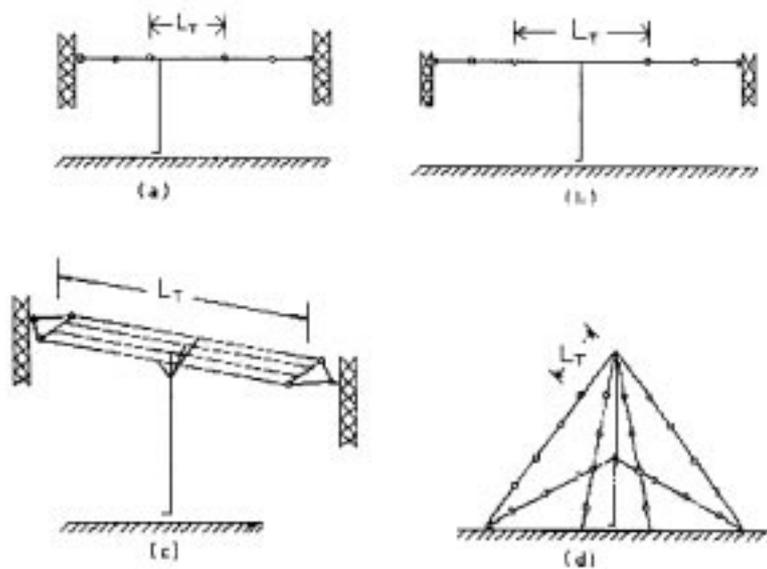


Figura 5.2: Tipos de carga de topo.

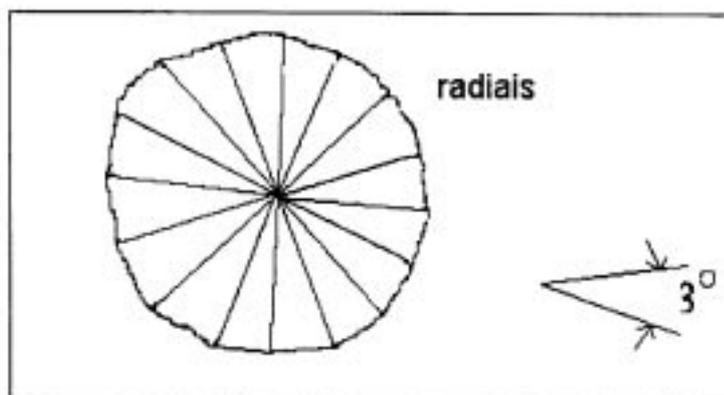


Figura 5.3: Sistema de radiais.

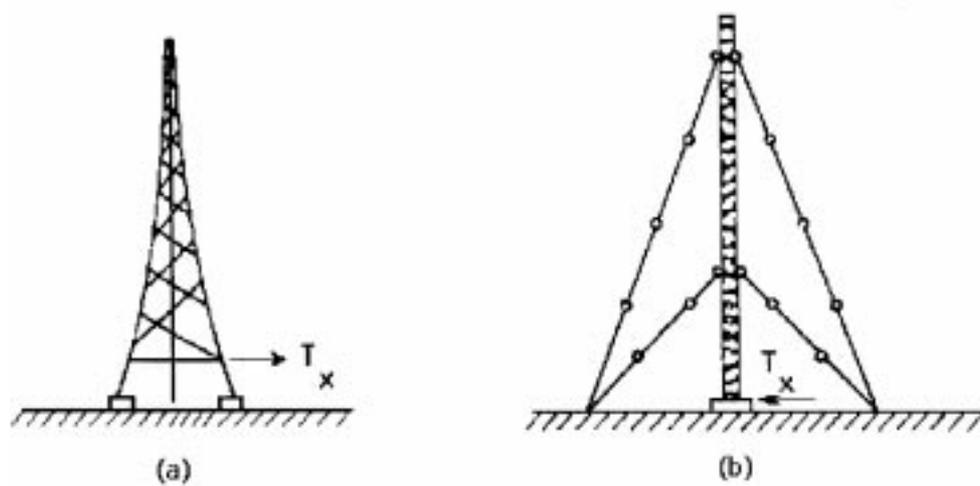


Figura 5.4: Antenas transmissoras de rádio AM.

O dipolo vertical seria diretivo em planos verticais contendo seu eixo, mas espalharia o sinal igualmente ao seu redor. Com o dipolo horizontal, a direcionalidade no plano horizontal é aproveitada para minimizar interferências.

Nas aplicações em VHF (30 a 300 MHz), as relações comprimento/diâmetro dos dipolos serão baixas, tornando possível a utilização de tubos rígidos em substituição aos fios de cobre. Nessa faixa, os comprimentos de onda são da ordem de 10 m a 1 m. Uma facilidade decorrente é a fixação do dipolo diretamente por seus terminais, Fig.5.5a, evitando-se a necessidade de utilização de torres laterais para tensionamento do fio, como na situação de HF mostrada na Fig.5.5b. Uma segunda facilidade é a possibilidade do emprego tanto de polarização vertical quanto de horizontal, decorrente dos menores comprimentos envolvidos.

Os dipolos de meia onda são extremamente utilizados nos sistemas de comunicações em VHF, seja atuando isoladamente, Fig.5.6a, seja como elemento ativo das antenas Yagi, Fig.5.6b, ou nas antenas log-periódicas (por exemplo, na recepção de sinais de TV, na faixa de 50 MHz a 220 MHz), Fig.5.6c.

O dipolo com plano refletor encontra aplicações quando é necessária a redução (ou supressão) da radiação traseira e/ou aumento do ganho. Uma aplicação importante encontra-se nos painéis transmissores de sinais de TV. Para melhores resultados quanto à impedância de entrada, os dipolos empregados são de onda completa e com uma relação comprimento/diâmetro baixa, de modo a poder operar satisfatoriamente ao longo da faixa de 6 MHz de cada canal. Comercialmente são encontrados em grupos de dois ou quatro dipolos por plano refletor e com determinados níveis de ganho e diagrama resultantes. A Fig.5.7 mostra um painel com quatro dipolos em frente a uma grade condutora, desenvolvido para a faixa de 174 MHz a 223 MHz, e com ganho típico de 11 dB com relação ao dipolo de meia onda.

Uma observação interessante é que, com a utilização de dipolos de onda completa, é possível suportá-los pelo ponto médio de cada braço à grade metálica de sustentação do conjunto. Essa possibilidade é devida à distribuição de tensão sobre o dipolo, tendo um nulo nesses pontos considerados, Fig.5.8. Uma outra antena utilizada em VHF é a antena vertical com plano de terra, Fig.5.9. As hastes horizontais atuam como terra virtual podendo-se, para alterar níveis de impedância e ângulos de cobertura dos diagramas verticais, inclinar ou não essas hastes.

5.4 Antenas de banda larga

Quando a antena tem uma performance aceitável em um ou mais parâmetros (diagrama, ganho, e/ou impedância) sobre uma largura de banda de 2:1 com relação às frequências superior e inferior de operação, ela é classificada como de banda larga. As suas características principais são ganho baixo ou moderado; ganho constante; impedância de entrada real; e largura de banda grande.

Nas antenas ressonantes, a onda incidente a partir do ponto de alimentação é refletida pela extremidade do condutor, criando uma distribuição de onda estacionária. Se a onda refletida é de pequena intensidade, a estrutura é denominada de antena de onda caminhante. De forma

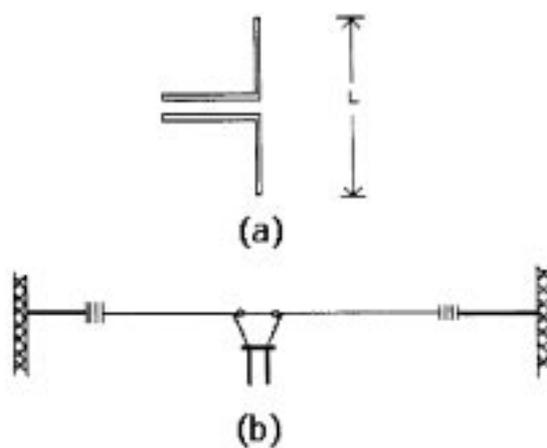


Figura 5.5: Antenas dipolo para as faixas de VHF e HF.

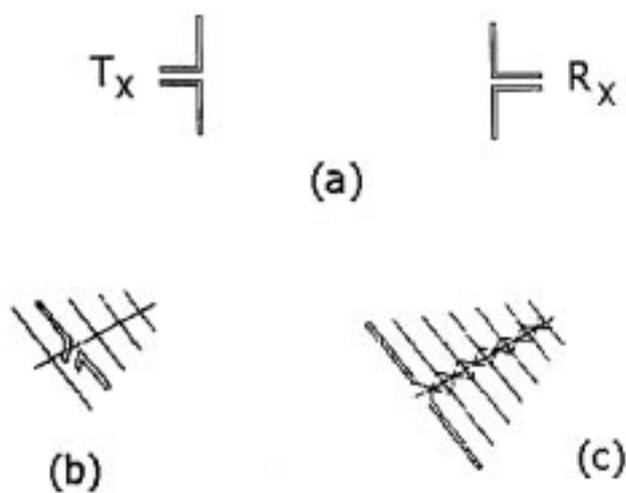


Figura 5.6: Antenas dipolo, Yagi e Log-periódica.

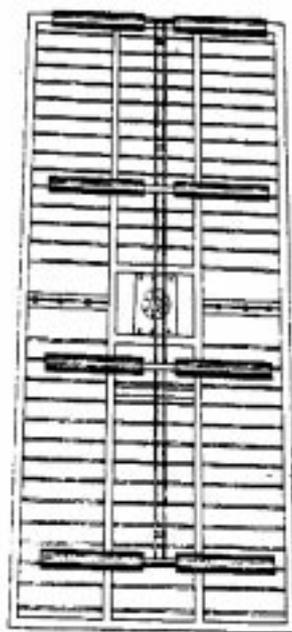


Figura 5.7: Painel de dipolos para transmissão de sinais de TV.

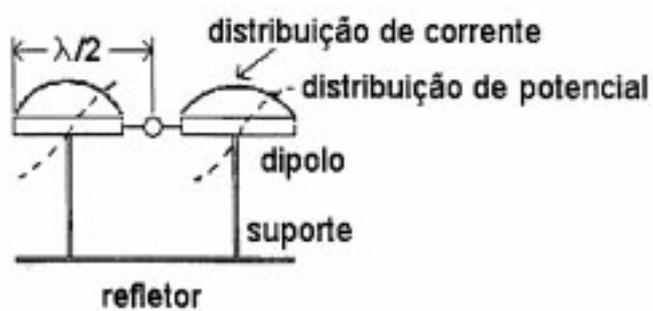


Figura 5.8: Distribuição de tensão em um dipolo de onda completa.

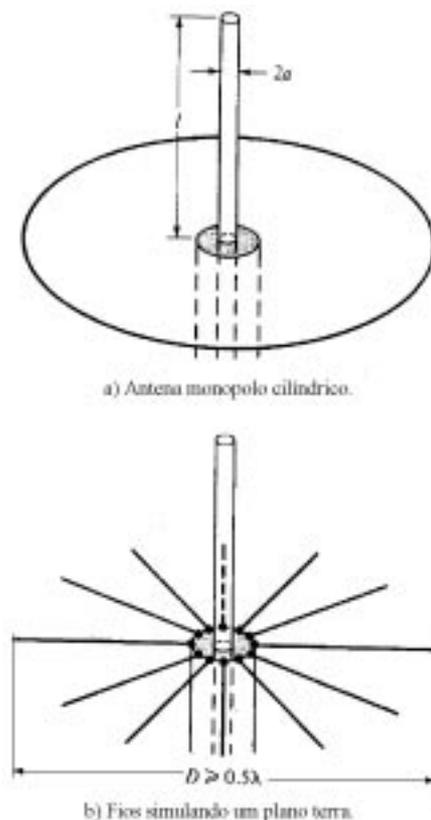


Figura 5.9: Antena monopolo para VHF.

contrária à antena ressonante, que suporta onda estacionária, uma antena de onda caminhante atua como uma estrutura guiante para a onda. Ondas caminhantes podem ser criadas usando uma carga casada na extremidade para evitar reflexão. Também, as antenas muito longas podem dissipar a maior parte da potência, restando uma pequena fração para ser refletida. Essas antenas tendem a ter uma largura de banda de 2:1.

O fio reto carregando uma onda caminhante pura é a antena de onda caminhante mais simples. Um fio longo é aquele que tem um comprimento maior que meio comprimento de onda. A Fig. 5.10 mostra essa estrutura com uma carga casada R_L para evitar reflexão. A impedância de entrada de uma antena de onda caminhante é predominantemente real. Isso pode ser entendido lembrando-se que a impedância de uma linha de transmissão de baixa perda é igual à impedância característica da linha (real), se a linha suporta uma onda caminhante pura. A resistência de radiação desse tipo de antena é da ordem de 200 a 300 Ω . A resistência da terminação deve ser igual ao valor da resistência de radiação.

A antena ressonante em V pode se tornar uma antena de onda caminhante terminando-se o fio com cargas casadas, Fig. 5.11. O diagrama em cada braço é mostrado separadamente, bem como o diagrama resultante. Uma extensão dessa antena é a antena rômica, Fig. 5.12. A operação dessa antena pode ser melhor visualizada comparando-se com uma linha de transmissão que foi separada na sua parte central e tem, conseqüentemente, um valor maior de impedância característica. O resistor de carga R_L deve ter um valor conveniente para casamento com a linha

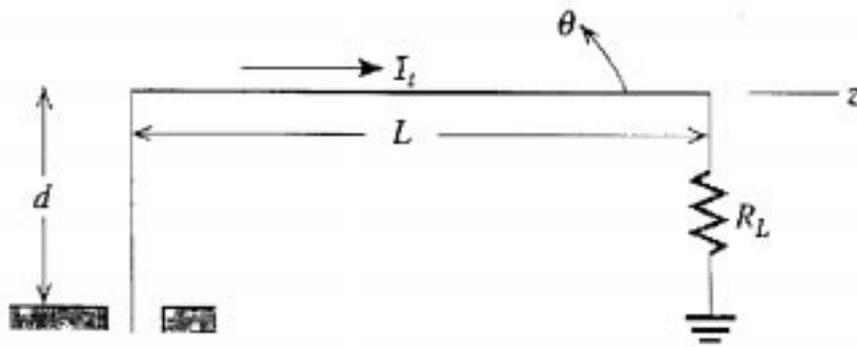


Figura 5.10: Antena de onda caminhante de fio longo.

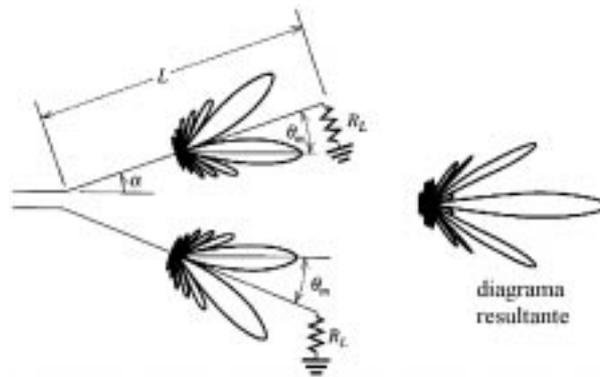


Figura 5.11: Antena de onda caminhante em V.

de transmissão e deve absorver as ondas caminhantes carregadas pela antena. Como a separação entre as linhas é grande relativamente ao comprimento de onda, a estrutura radia. Se projetado de forma conveniente, um diagrama diretivo com um único feixe na direção longitudinal pode ser obtido. A impedância da antena rômbrica tem valor típico da ordem de 600 a 800 Ω .

Dentre as antenas de banda larga, o dipolo dobrado é uma das mais utilizadas. Ele é formado por dois dipolos cilíndricos ligados pela extremidade, como mostra a Fig.5.13 para aplicações em HF e VHF. O dipolo dobrado apresenta uma impedância de cerca de 4 vezes a do dipolo de meia onda ou 260 Ω . Esse valor aproxima-se bastante dos 300 Ω de impedância característica de uma linha de transmissão de fios paralelos comercial, possibilitando um bom casamento dipolo-linha. Os dipolos dobrados são utilizados, por exemplo, no sistema de estações costeiras para comunicações com navios.

Uma antena de banda larga é caracterizada por uma região ativa. As ondas propagantes se originam no ponto de alimentação e caminham para a região ativa onde grande parte da potência é radiada. Uma antena de banda larga com geometria circular tem uma região ativa em que a circunferência é um comprimento de onda e produz polarização circular. Um exemplo é a antena helicoidal, Fig.5.14, que pode alcançar uma largura de banda de 2:1. Essa antena pode ser considerada como a interface entre a antena linear (quando o diâmetro da hélice tende a

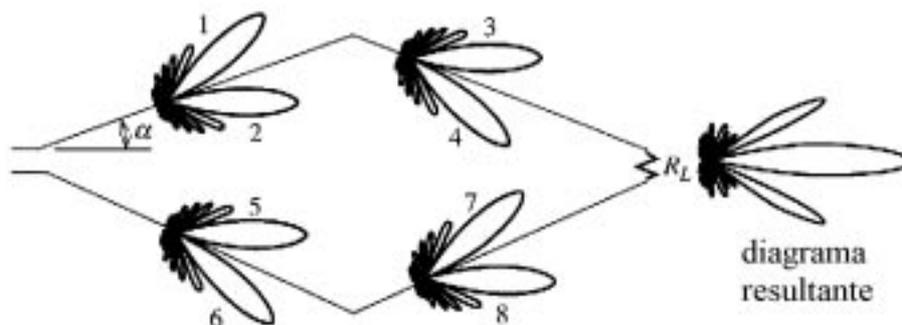


Figura 5.12: Antena rômica.

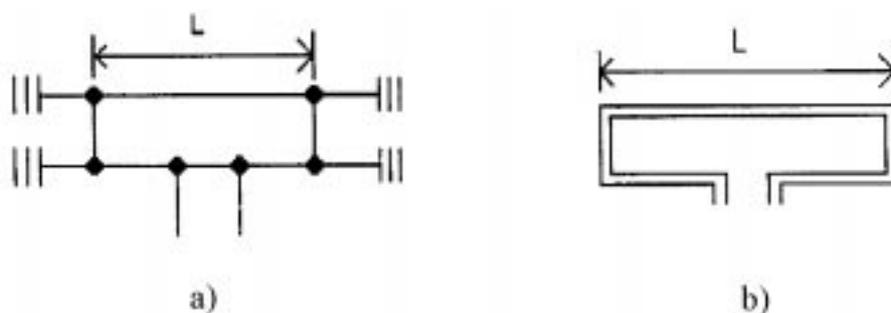


Figura 5.13: Dipolo dobrado para aplicações em a) HF e b) VHF.

zero) e a antena em anel (quando os espaçamentos entre as espiras tendem a zero). Em função de suas dimensões, as antenas helicoidais apresentam as seguintes possibilidades de radiação: modo normal (ou transversal), modo dos quatro lobos e modo axial (ou longitudinal). O modo axial é o mais importante para aplicações em sistemas de comunicações ponto a ponto, entre as frequências de aproximadamente 200 MHz a 600 MHz. Nesse modo, pode-se também construir conjuntos planos formados por duas ou quatro helicoidais, Fig.5.15, conseguindo-se ganhos típicos de 15 dB e 18 dB, respectivamente.

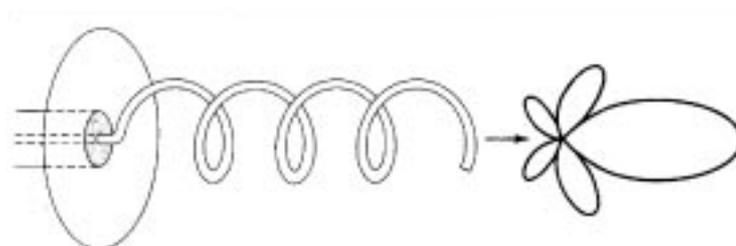


Figura 5.14: Antena helicoidal no modo axial com plano terra.

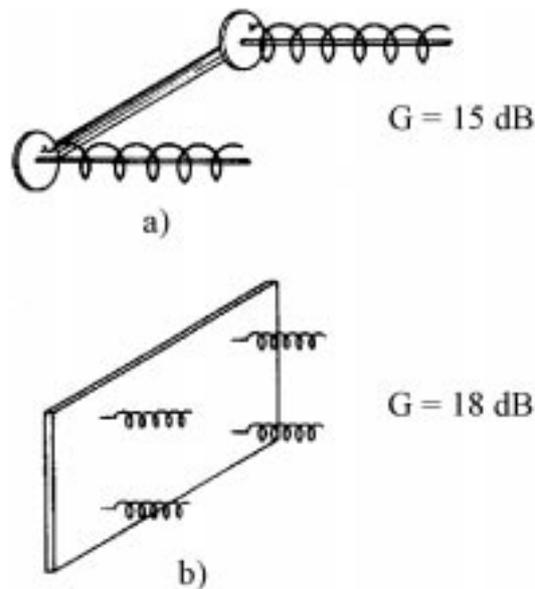


Figura 5.15: Conjuntos formados por antenas helicoidais.

5.5 Antenas de abertura

As antenas vistas anteriormente podem ser analisadas em termos da distribuição de corrente na estrutura. Existe uma outra classe de antenas, mais convenientemente denominadas de antenas de abertura, na qual a radiação ocorre através de uma abertura. Pode-se fazer uma analogia com a pupila do olho humano, que é uma abertura para as ondas luminosas. A Fig.5.16 mostra alguns exemplos dessa classe de antenas. Para alto ganho, uma das dimensões da antena de abertura deve ter o tamanho de vários comprimentos de onda. Então, não é surpresa que elas encontrem aplicações mais importantes na faixa de microondas, onde o comprimento de onda é da ordem de poucos centímetros. As características principais dessas antenas são ganho alto; ganho aumenta com a frequência; impedância de entrada aproximadamente real; e largura de banda moderada.

Tratando-se de uma abertura operando isolada (guia, corneta), esta será a eficiência total da abertura. Os refletores operam em várias configurações como a *focal-point* e a *cassegrain*. Na primeira configuração, estuda-se a associação de uma estrutura radiante (guia, corneta) com um sistema refletor de formato parabólico, Fig.5.17a. Na segunda, associa-se a estrutura radiante a um sistema composto por um refletor, de formato hiperbólico (subrefletor), acoplado a um segundo refletor (refletor principal) de formato parabólico, Fig.5.17b. Para a determinação da eficiência do sistema (alimentador mais refletor), deve-se considerar não apenas a eficiência de iluminação da abertura do refletor mas, também, o fato de que parte da energia radiada pelo alimentador não é interceptada pela abertura (transbordamento) e que o alimentador e seus suportes bloqueiam uma outra parte da energia radiada (bloqueio). Então, o ganho do sistema será

$$G = \eta_t \eta_b D \quad (5.1)$$

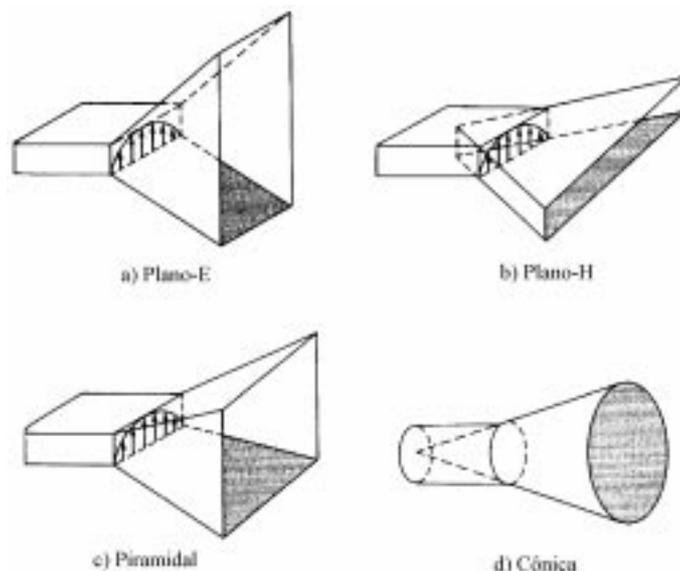


Figura 5.16: Antenas de abertura

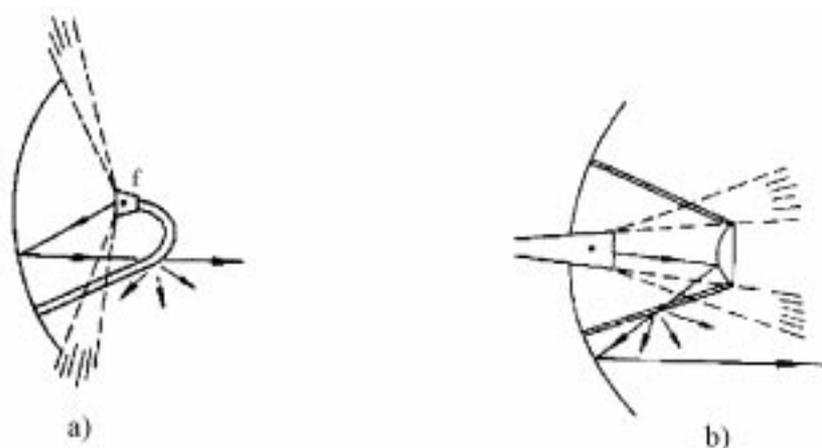


Figura 5.17: Antenas refletoras

em que η_t é a eficiência de transbordamento, η_b é a eficiência de bloqueio e D é a diretividade do alimentador.

Em adição ao transbordamento e bloqueio, existe, inerente à própria geometria da superfície do refletor, o aparecimento de componentes de campo radiado em polarização ortogonal à original (cruzada), acarretando mais uma perda devida a uma eficiência de polarização cruzada η_x , então (5.1) torna-se

$$G = \eta_t \eta_b \eta_x D \quad (5.2)$$

Antenas parabólicas comerciais em sistemas *focal-point* apresentam uma eficiência total da ordem de 55%, enquanto que nos sistema *cassegrain* a eficiência total situa-se na faixa de 65% a 70%.

Capítulo 6

Propagação de Ondas Eletromagnéticas

6.1 Introdução

A onda eletromagnética radiada por uma antena tende, em geral, a se propagar para todas as direções a partir da antena, a menos que isso seja alterado elétrica ou mecanicamente. A energia radiada por uma antena transmissora pode alcançar a antena receptora por diferentes caminhos de propagação. A onda pode, por exemplo, caminhar nas proximidades e paralela à superfície da terra. Nesse caso, ela é afetada por absorção em prédios e árvores, pela densidade de gases da atmosfera e por objetos no seu caminho de propagação. Elas também podem ser espalhadas por objetos refletores de radiofrequência. Esse tipo de sinal é denominado de onda terrestre e é a principal fonte de energia na área de cobertura primária de uma estação. As ondas terrestres podem ser convenientemente divididas em onda de superfície e onda espacial, que por sua vez pode ser subdividida em onda direta e onda refletida.

As ondas que chegam no receptor, depois de reflexão ou espalhamento na ionosfera, são conhecidas como ondas ionosféricas ou ondas celestes. A ionosfera é a área da atmosfera que se estende de cerca de 50 km até cerca de 400 km acima da superfície da terra.

As ondas que são refletidas ou espalhadas na troposfera (região da atmosfera dentro de 10 quilômetros da superfície da terra) são denominadas de ondas troposféricas.

Neste capítulo, o canal de radiocomunicação é introduzido em termos de ondas radiadas, a partir da propagação em espaço livre e concluindo com o efeito do terreno sobre a onda eletromagnética.

6.2 Propagação no espaço livre

Quando a antena está localizada no espaço livre, isto é, remota da terra e de qualquer obstrução, a densidade de potência (a potência por unidade de área) é igual a

$$S = \frac{P_T G_T}{4\pi d^2} \quad (6.1)$$

em que P_T é a potência total radiada, G_T é o ganho da antena transmissora na direção da antena receptora, e d é o ponto de observação (considerado na região de campo distante).

A potência disponível na antena receptora é

$$P_R = SA_{ef} = \frac{P_T G_T}{4\pi d^2} A_{ef} = \frac{P_T G_T \lambda^2 G_R}{4\pi} \quad (6.2)$$

em que G_R e A_{ef} são, respectivamente, o ganho e a área efetiva da antena receptora. Da relação 6.2, obtém-se

$$\frac{P_R}{P_T} = G_T G_R \left[\frac{\lambda}{4\pi d} \right]^2 \quad (6.3)$$

que é uma relação fundamental conhecida como equação de Friis. A relação entre o comprimento de onda, a frequência e a velocidade de propagação ($c = \lambda f$) pode ser usada para escrever 6.3 na forma alternativa

$$\frac{P_R}{P_T} = G_T G_R \left[\frac{c}{4\pi f d} \right]^2 \quad (6.4)$$

A perda de propagação no espaço livre é convenientemente expressada em dB, a partir da equação 6.4 como

$$L_F = 10 \log \frac{P_R}{P_T} = 10 \log G_T + 10 \log G_R - 20 \log f - 20 \log d + 147,6 \quad (6.5)$$

Quando as duas antenas são isotrópicas, a perda básica no caminho de propagação é

$$L_B = -32,44 - 20 \log f_{MHz} - 20 \log d_{km} \quad (6.6)$$

A equação 6.4 mostra que a propagação no espaço livre obedece a lei do inverso da distância ao quadrado, de modo que a potência diminui em 6 dB quando a distância do enlace dobra (ou se reduz em 20 dB por década), equação 6.5. Do mesmo modo, as perdas no caminho aumentam com o quadrado da frequência de transmissão, tal que as perdas também aumentam de 6 dB quando a frequência dobra. Antenas com altos ganhos podem ser utilizadas para diminuir essas perdas. Essas antenas são relativamente fáceis de se construir para frequências na faixa de VHF e superiores. Isso fornece uma solução para enlaces fixos ponto a ponto, mas não para enlaces móveis em VHF ou UHF nos quais cobertura omnidirecional é necessária.

6.3 Intensidade de campo

Em algumas situações, é conveniente se escrever uma expressão para a intensidade de campo elétrico em uma determinada distância da antena transmissora. Isso pode ser feito a partir da relação entre intensidade de campo e densidade de potência dada por

$$S = \frac{E^2}{\eta} \quad (6.7)$$

Então, substituindo-se 6.1 em 6.7, tem-se que

$$\frac{E^2}{120\pi} = \frac{P_T G_T}{4\pi d^2} \quad (6.8)$$

de onde se obtém

$$E = \frac{\sqrt{30 P_T G_T}}{d} \quad (6.9)$$

Finalmente, nota-se que a máxima potência que pode ser liberada para os terminais de um receptor casado é dada por

$$P = \frac{E^2 A_{ef}}{\eta} = \frac{E^2}{120\pi} \frac{\lambda^2 G_R}{4\pi} = \left(\frac{E\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{G_R}{120} \quad (6.10)$$

6.4 Potência efetiva isotropicamente radiada

Um conceito freqüentemente utilizado em sistemas de comunicações é o da potência efetiva isotropicamente radiada (EIRP). Ela é definida como o ganho de uma antena transmissora em uma dada direção, multiplicado pela potência líquida aceita dos transmissores conectados. A potência efetiva radiada ERP é similar à EIRP, mas com o ganho da antena sendo relativo ao dipolo de meia onda e não à antena isotrópica. Como um exemplo, para observador localizado na direção de máxima radiação de uma antena transmissora com potência de entrada P_T , a potência $EIRP$ é igua a

$$EIRP = P_T G_T \quad (6.11)$$

6.5 A atmosfera

O estudo da propagação de ondas eletromagnéticas considera principalmente as propriedades e efeitos do meio real no qual as ondas caminham entre as antenas transmissora e receptora. Como a atmosfera da terra não é uniforme, variando com a altura e localização geográfica, ou mesmo com o tempo (dia, noite, estação, ano), a falta de uniformidade influencia apreciavelmente a passagem das ondas eletromagnéticas através dela. O conhecimento da composição da atmosfera da terra é extremamente importante na solução desse problema e, então, para o entendimento da propagação da onda, várias camadas da atmosfera são distinguidas. Elas são a troposfera, a estratosfera e a ionosfera. Suas posições relativas são mostradas na Fig.6.1.

6.5.1 Troposfera

A troposfera é a camada que está em contato com a superfície terrestre e se estende até a uma altitude de aproximadamente 11 km. A principal característica dessa camada é que a temperatura decresce numa razão de 6,5 a 7 graus centígrados por quilômetro de altitude. Na troposfera estão presentes alguns tipos de gases como o oxigênio, o nitrogênio e o bióxido de carbono, além de vapor d'água, chuvas, neves e poluição. O estudo do comportamento físico dessa camada é feito por meio de três parâmetros: pressão atmosférica, temperatura e pressão do vapor d'água. Os principais fenômenos, no que diz respeito à propagação das ondas eletromagnéticas na troposfera, são:

1. Refração: fenômeno causado pela variação do índice de refração da camada em função da variação da altitude.

2. Reflexão: a onda eletromagnética sofre reflexão em superfícies como lagos, rios, mares, planícies, obstáculos planos etc.
3. Difração: fenômeno causado por obstáculos pontiagudos no caminho da propagação, provocando dispersão (difração) da onda no ponto.
4. Absorção: a energia da onda é absorvida, principalmente pelo oxigênio e vapor d'água, além de outros tipos de absorção.

6.5.2 Estratosfera

A estratosfera é uma camada intermediária entre a troposfera e a ionosfera, se estendendo de uma altitude de cerca de 11 km a aproximadamente 50 km. A principal característica dessa camada é ter a temperatura constante com a altura. Por isso, ela é também denominada de camada isotérmica. A propagação da onda eletromagnética não sofre nenhuma alteração significativa nessa camada. Portanto ela não desperta interesse para as comunicações via rádio.

6.5.3 Ionosfera

A ionosfera é caracterizada pelo grau de ionização, que varia de intensidade durante o dia e, principalmente, do dia para a noite. A modificação do grau de ionização altera a propagação das ondas eletromagnéticas nessa camada. A ionosfera começa em uma altitude de cerca de 50 km e se estende a uma altura de aproximadamente 400 km, podendo ser subdividida em várias sub-camadas, de acordo com os diferentes graus de ionização. As camadas mais altas são as mais fortemente ionizadas. A Fig.6.2 ilustra o meio de propagação formado pela superfície terrestre e a atmosfera. As sub-camadas e algumas de suas características são listadas a seguir.

1. Camada D (50 - 90 km) - perda por absorção.
2. Camada E (90 - 150 km) - baixa densidade de ionização; possibilita transmissões em HF acima de 2.000 km.
3. Camada F (150 - 400 km) - durante o dia é dividida em duas sub-camadas F1 e F2; a camada F1 é similar à camada E com baixa densidade de ionização; a camada F2 permite transmissões em HF acima de 4.000 km.

6.6 Propagação na atmosfera

Existem dois modos principais de propagação das ondas eletromagnéticas entre o transmissor e o receptor: a onda terrestre, que se propaga diretamente do transmissor para o receptor, e a onda celeste, que caminha até à camada eletricamente condutora da atmosfera (a ionosfera) e é refletida de volta para a terra. Comunicações em longas distâncias ocorrem principalmente por meio das ondas celestes, e as transmissões em curtas distância e todas as comunicações

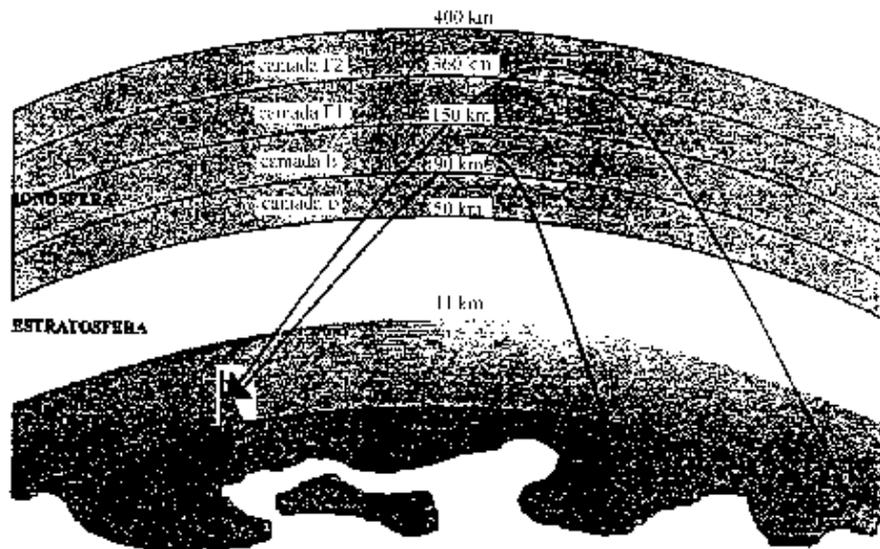


Figura 6.2: Propagação da onda ionosférica.

em UHF ocorrem por meio das ondas terrestres. Algumas formas de transmissão consistem na combinação dessas duas.

A propagação da onda terrestre é em parte afetada pelas características elétricas da terra (solo ou água), e por difração, ou encurvamento, da onda com a curvatura da terra. Essas características diferem entre localidades, mas são praticamente constantes ao longo do tempo. Por outro lado, a propagação da onda celeste é variável, uma vez que o estado da ionosfera está sempre variando, afetando a reflexão, ou a refração, da onda.

6.7 Modos de propagação

A energia eletromagnética se propaga, na forma de ondas de rádio, a partir de uma antena transmissora. Existem diversas maneiras nas quais essas ondas se deslocam, dependendo da frequência de transmissão. Ondas que se propagam via camadas da ionosfera são conhecidas como ondas ionosféricas ou ondas celestes. Aquelas que se propagam sobre outros caminhos na camada mais baixa da atmosfera (a troposfera) são denominadas de ondas troposféricas, enquanto que aquelas que se propagam muito perto da superfície da Terra são genericamente chamadas de ondas terrestres. As ondas terrestres podem ser convenientemente divididas em ondas espaciais e ondas de superfície. As ondas espaciais podem ser subdivididas em ondas diretas, que se propagam através de um caminho direto entre as antenas transmissora e receptora, e ondas refletidas, que chegam na antena receptora depois de serem refletidas pela terra. A Fig.6.3 resume essa divisão.

As ondas de superfície são guiadas pela superfície da terra que, devido não ser perfeitamente condutora, extrai energia da onda à medida em que ela se propaga, transformando em perdas por dissipação. A atenuação dessa onda é, então, diretamente afetada pelas características

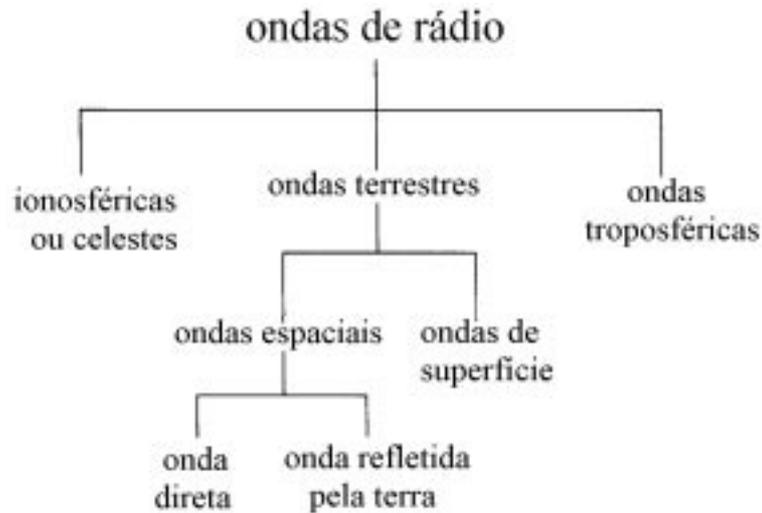


Figura 6.3: Modos de propagação das ondas de rádio.

elétricas da terra (constante dielétrica e condutividade) ao longo do caminho de propagação.

A importância de cada uma dessas ondas em qualquer caso particular depende da distância de propagação e da frequência de transmissão.

6.7.1 VLF

Na faixa de VLF o comprimento de onda é muito longo, da ordem de 10^5 m, e, portanto, as antenas são muito grandes. Por razões práticas elas são posicionadas muito próximo da superfície. As ondas eletromagnéticas são guiadas por uma espécie de guia de onda formado pela terra e pela ionosfera. Devido às variações na altura da camada D da atmosfera, a altura efetiva desse guia de onda também varia a partir da superfície da terra.

A faixa de VLF é utilizada em telegrafia a longas distâncias e em sistemas de navegação. Ela também é usada em comunicações com submarinos, já que as frequências altas são rapidamente atenuadas pela água do mar. Transmissões digitais são sempre usadas mas a largura de banda disponível nessa faixa de frequências é muito pequena e a taxa de dados é, então, extremamente baixa.

6.7.2 LF e MF

Para frequências entre kHz e alguns MHz (as bandas LF e MF) a onda terrestre é o modo dominante de propagação e as características de radiação são intensamente influenciadas pela presença da terra. Em LF a onda de superfície é utilizada para comunicações em longa distância e navegação. As antenas são ainda fisicamente muito grandes e transmissores de alta potência são usados. O aumento da largura de banda disponível em MF permite o seu uso comercial em rádio AM. Embora a atenuação da onda de superfície seja mais alta do que na faixa de LF, comunicação sobre distâncias de diversas centenas de quilômetros são ainda possíveis, particularmente durante o dia. à noite, a propagação da onda celeste via camada D da ionosfera é possível na faixa de

MF e isso leva à possibilidade de interferência entre sinais chegando em um mesmo ponto, um por meio da onda terrestre e o outro pela onda celeste. A interferência pode ser construtiva ou destrutiva, dependendo da fase das ondas e da variação temporal na altura da camada D, tornando o sinal alternadamente fraco e forte. Esse fenômeno, chamado de *fading*, também é produzido por diversos outros mecanismos e sempre ocorre quando a energia pode se propagar por meio de mais de um caminho.

6.7.3 HF

Propagação da onda terrestre também ocorre em HF, mas a onda ionosférica é dominante nessa faixa de frequências. As camadas ionizadas dentro da ionosfera (as camadas D, E e F) existem em alturas de vários quilômetros acima da superfície da terra e a comunicação em grande distância pode ocorrer por meio de um ou vários saltos. A altura das diferentes camadas varia durante a hora do dia, a estação do ano e a localização geográfica. Isso causa severos problemas que têm atraído a atenção de pesquisadores durante muitos anos e ainda é de grande interesse.

6.7.4 VHF e UHF

Frequências em VHF e UHF são normalmente muito altas para ocorrer a propagação da onda pela ionosfera. As comunicações ocorrem por meio das componentes direta e refletida da onda terrestre. Nessas bandas, as antenas têm tamanhos relativamente pequenos e podem ser posicionadas com vários comprimentos de onda distante da terra. Nessas condições a onda espacial é predominante. A largura de banda disponível é tal que rádio FM de alta qualidade e canais de televisão podem ser disponibilizados, mas a propagação é normalmente restrita para pontos dentro do horizonte e a cobertura é essencialmente local. A análise da propagação da onda espacial em VHF e UHF necessita levar em conta os problemas da reflexão da terra e de obstáculos naturais ou artificiais. Difração em árvores e prédios e refração na camada mais baixa da atmosfera são também importantes.

6.7.5 SHF

Frequências em SHF são normalmente chamadas de microondas e este termo é algumas vezes usado para descrever a parte da banda de UHF acima de cerca de 1,5 GHz. O caminho de propagação deve estar em linha de visada entre o transmissor e o receptor, caso contrário as perdas serão extremamente altas. Nessas frequências é possível projetar antenas compactas de alto-ganho, normalmente do tipo refletora, que concentra a radiação em uma direção desejada. Frequências de microondas são usadas para comunicações via satélite, enlaces terrestres ponto a ponto, radares e sistemas de comunicações de curtas distâncias.

6.7.6 EHF

O termo ondas milimétricas é as vezes utilizado para descrever as frequências em EHF (entre 30 GHz e 300 GHz). Comparando-se com frequências menores, enormes larguras de banda são

disponíveis nessa parte do espectro. Propagação em linha de visada é predominante e, embora a interferência da onda refletida pela terra seja possível, ela é insignificante, devido a rugosidade da terra ser muito maior em comparação com o comprimento de onda envolvido. Somente quando a terra é muito suave, ou uma superfície de água está presente, é que as ondas refletidas têm um papel significativo. Na banda de ondas milimétricas os mais importantes efeitos que têm de ser considerado são espalhamentos por chuva, em certas frequências, absorção por nevoeiro, vapor d'água e outros gases atmosféricos. A Fig.6.4 mostra a atenuação por oxigênio e vapor d'água não-condensado, em função da frequência. Pode-se observar que para algumas frequências existe uma intensa linha de absorção, por exemplo a absorção por vapor d'água em 22 GHz e a absorção por oxigênio em 60 GHz. No entanto, entre esses pontos existem janelas onde a atenuação é muito menor.

6.8 O efeito da atmosfera

A camada inferior da atmosfera, conhecida como troposfera, se estende da superfície da terra até a uma altura de cerca de 11 quilômetros. é nessa região que as nuvens são formadas. Em frequências acima de 30 MHz ocorrem três fenômenos com as ondas que se propagam em linha de visada na troposfera. Em primeiro lugar, flutuações localizadas do índice de refração podem causar espalhamento. Em segundo lugar, qualquer variação abrupta do índice de refração com a altura pode causar reflexão. Finalmente, um fenômeno mais complicado, conhecido como duto, pode também ocorrer. Todos esses mecanismos podem carregar energia além do horizonte óptico e então têm um potencial de causar interferência entre diferentes sistemas de rádio comunicação.

Variações nas condições climáticas dentro da troposfera, como mudança de temperatura, pressão e umidade causam variação no índice de refração do ar. Grandes variações no índice de refração com a altura produzem refração da onda de rádio e o efeito pode ser muito significativo em todas as frequências, para baixos ângulos de elevação, especialmente no aumento de alcance das ondas de rádio para distâncias muito além do horizonte óptico, Fig.6.5. De todas as influências que a atmosfera pode exercer nos sinais de rádio, a refração é um dos que têm maiores efeitos em sistemas ponto a ponto em VHF e UHF.

Uma atmosfera ideal é aquela na qual a constante dielétrica é unitária e a absorção é zero. Na prática, a constante dielétrica do ar é maior do que a unidade e depende da pressão total, da pressão de vapor d'água e da temperatura do ar. A constante dielétrica varia, então, com as condições do tempo e com a altura acima da terra. Normalmente, mas nem sempre, ela diminui com o aumento da altura. A consequência de variações na constante dielétrica com a altura é que as ondas eletromagnéticas são encurvadas enquanto se propagam, em uma curva que as mantém mais próximas da terra do que se elas fizessem um percurso retilíneo. A Fig.6.6 mostra o encurvamento do feixe no plano vertical, devido ao fenômeno da refração da onda eletromagnética.

O índice de refração da atmosfera (n) tem um valor médio igual a 1,000315 ao nível do

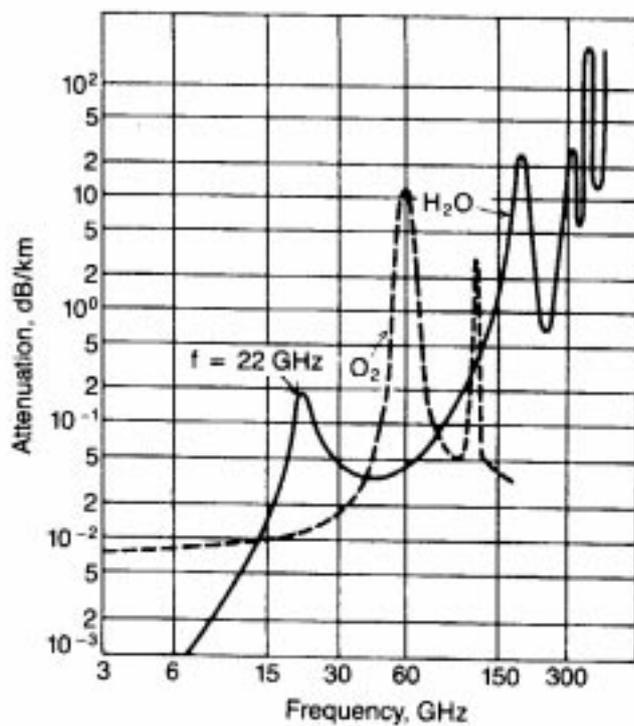


Figura 6.4: Atenuação por oxigênio e vapor d'água no nível do mar.

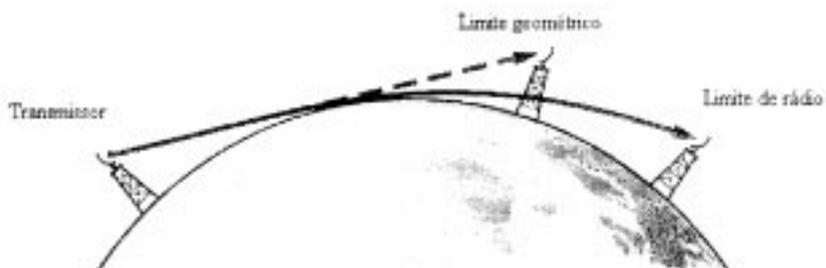


Figura 6.5: Propagação de ondas eletromagnéticas além do horizonte óptico.

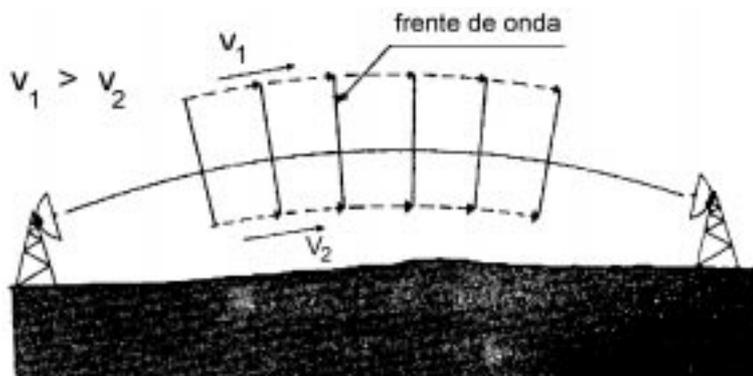


Figura 6.6: Encurvamento da onda eletromagnética.

mar. Esse é um número inconveniente. Devido a esse fato define-se a refratividade N , como

$$N = (n - 1) \times 10^6 \quad (6.12)$$

Substituindo-se n por 1,000315 na expressão (6.1) obtém-se para N um valor de 315 unidades. A refratividade para enlaces abaixo de 100 GHz é definida como

$$N = \frac{77,6}{T} \left[P + \frac{4810e}{T} \right] \quad (6.13)$$

em que P é a pressão total em milibars, e é a pressão parcial devido ao vapor d'água em milibars e T é a temperatura absoluta em Kelvins. Como exemplo, se $P = 1000$ mb, $e = 10$ mb e $T = 290^\circ$ então $N = 312$.

Na prática P , e e T tendem a diminuir exponencialmente com a altura e, então, N também diminui com a altura. O valor de N para uma altura h pode ser escrito em termos de um valor N_s para a superfície da terra como

$$N(h) = N_s e^{-h/H} \quad (6.14)$$

em que $N_s = 315$ e $H = 7,35$ km.

No estudo de propagação de ondas eletromagnéticas a informação mais importante é o gradiente do índice de refração (isto é, como o índice varia sobre a frente de onda), e não o valor absoluto desse índice. Embora o gradiente atmosférico seja exponencial com a altura, ele pode ser aproximado como um gradiente linear nas proximidades da terra, onde o feixe de onda caminha. O gradiente da refratividade é definido como

$$G = \frac{dN}{dh} \quad (6.15)$$

O gradiente tem um valor aproximado de 39 N-unidades por quilômetro, em condições normais. Embora esse valor pareça pequeno, ele tem grande efeito na propagação de ondas de rádio. Esse valor muda com o tempo, levando a condições de propagação anômalas.

6.8.1 Raio efetivo da terra

Devido à refração do sinal, a onda de rádio não percorre uma linha reta. O encurvamento do raio depende do gradiente da refratividade em cada ponto ao longo do caminho. Tomando-se uma média do gradiente sobre o percurso, pode-se considerar que o raio segue uma trajetória curva, em um arco com raio r . Este raio é inversamente proporcional ao gradiente médio do índice de refração sobre o caminho, sendo obtido por

$$\frac{1}{r} = \frac{dn}{dh} \quad (6.16)$$

Assim como a onda de rádio não segue uma linha reta, a superfície da terra sobre a qual ela caminha não é plana. A superfície da terra pode ser considerada como sendo um arco de raio médio de 6.370 km. Se um perfil linear para N é assumido (isto é, gradiente uniforme), o encurvamento para baixo do raio da onda pode ser determinado admitindo-se que ele percorre

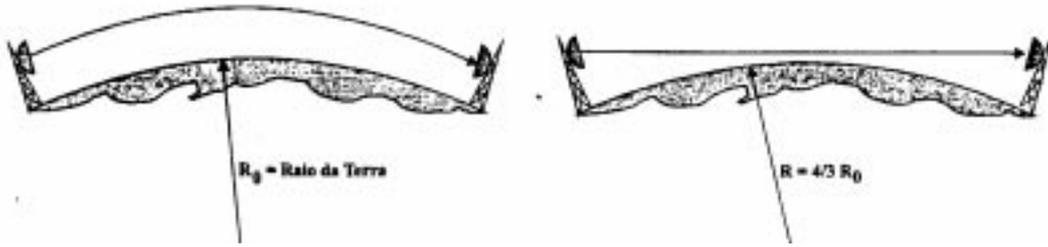


Figura 6.7: Raio efetivo da terra.

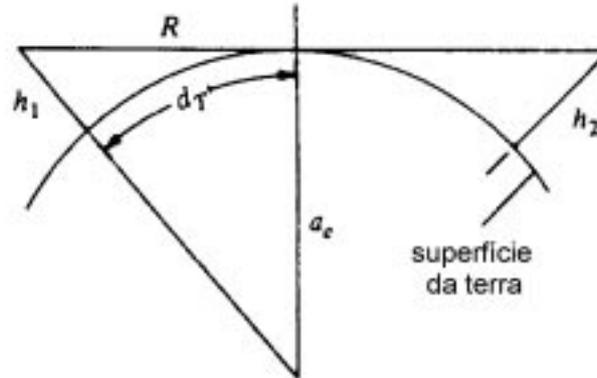


Figura 6.8: Distância para o horizonte.

um caminho reto, com o raio da terra sendo dado por um valor efetivo. Para a atmosfera padrão o fator apropriado para a obtenção do raio efetivo é $K = 4/3$, de modo que o raio efetivo é $4/3$ vez o raio real. A Fig.6.7 ilustra o conceito de raio equivalente. Então, o raio efetivo da terra é igual a $a_e = 8.497$ km. Com referência à Fig.6.8, observa-se que $(h_1 + a_e)^2 = R^2 + a_e^2$, de modo que $R^2 = 2h_1 a_e + h_1^2 \simeq 2h_1 a_e$. Como a altura da antena é pequena comparada com a distância para o horizonte, tem-se que R é aproximadamente igual à distância d_T . Então a distância para o horizonte é dada por $d_T = (2h_1 a_e)^{1/2}$.

Para outros gradientes do índice refrativo o raio efetivo deve ser ajustado apropriadamente. O raio efetivo pode ser encontrado pela relação

$$\frac{1}{r_e} = \frac{1}{r} + \frac{dn}{dh} \quad (6.17)$$

Definindo-se $K = r_e/r$, obtém-se

$$K = \frac{1}{1 + r dn/dh} = \frac{157}{157 + G} \quad (6.18)$$

A Fig.6.9 mostra a variação do raio equivalente da terra, em função do parâmetro K . Na prática, a atmosfera nem sempre se comporta de acordo com esse modelo idealizado e os caminhos de propagação das ondas de rádio são perturbados.

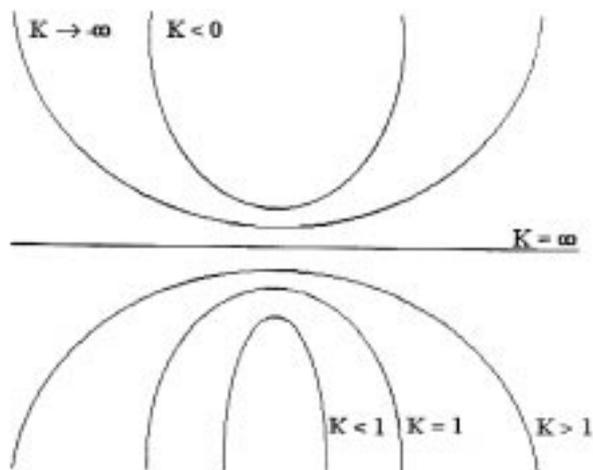


Figura 6.9: Representação da variação do raio da terra com relação ao parâmetro K .

6.9 Efeitos do terreno

O terreno pode influenciar na propagação em visada em dois aspectos: obstrução e reflexão. Montanhas, prédios, árvores ou a própria superfície da terra podem bloquear parcialmente o feixe, causando a atenuação por obstrução. Regiões razoavelmente planas, como mares, lagos e planícies podem refletir o feixe de ondas com oposição de fase em relação ao sinal direto, causando a atenuação por interferência.

6.9.1 Princípio de Huygens

Quando uma frente de onda encontra um obstáculo ou uma descontinuidade que não é grande em comparação com o comprimento de onda, pode-se utilizar o princípio de Huygens para se obter uma solução para o problema. Esse princípio sugere que cada ponto de uma frente de onda atua como uma fonte de frentes de ondas secundárias que se combinam para produzir uma nova frente de onda na direção de propagação. A Fig.6.10 mostra uma frente de onda que se encontra na posição AA' . Ondas esféricas se originam em cada ponto do plano AA' para formar a nova frente de onda BB' , que é tangencial a todas as ondas com iguais raios.

Considerações das ondas originadas em todos os pontos do plano AA' levam para uma expressão para o campo, em qualquer ponto de BB' , na forma de uma integral, cuja solução mostra que o campo em qualquer ponto de BB' é exatamente o mesmo do ponto mais próximo em AA' , com sua fase retardada por $2\pi d/\lambda$. As ondas então se propagam ao longo de linhas retas normais às frentes de ondas.

6.9.2 Difração por obstáculo

A análise descrita anteriormente se aplica somente se a frente de onda é infinita em todas as direções. Na prática ela se aplica se AA' é grande comparado ao comprimento de onda. A Fig.6.11 mostra uma situação onde essa condição é violada. Observa-se da figura que além do



Figura 6.10: Princípio de Huygens aplicado à propagação de ondas planas.

obstáculo (que é assumido ser impenetrável ou perfeitamente absorvente) somente uma frente de onda semi-infinita CC' existe. A teoria dos raios sugere que nenhum campo eletromagnético existe na região de sombra abaixo da linha pontilhada BC , mas o princípio de Huygens estabelece que as ondas que se originam em todos os pontos em BB' , por exemplo em P , se propagam na região de sombra e o campo, em qualquer ponto dessa região, será a resultante de interferências de todas essas ondas. O encurvamento aparente das ondas de rádio em torno de uma obstrução é conhecido como difração.

Para se introduzir alguns conceitos associados com difração considere um transmissor T e um receptor R no espaço livre, Fig.6.12. Considere também um plano normal à linha de visada em qualquer ponto entre T e R. Nesse plano constrói-se círculos concêntricos de raios arbitrários. Então, qualquer onda que alcance R via qualquer ponto nesses círculos caminhará uma distância maior do que pelo percurso TOR. Em termos da geometria da Fig.6.13 o comprimento adicional no percurso é

$$\Delta \simeq \frac{h^2 (d_1 + d_2)}{2 d_1 d_2} \quad (6.19)$$

em que assumiu-se $h \ll d_1, d_2$. A correspondente diferença de fase é

$$\Delta\phi = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi h^2 (d_1 + d_2)}{\lambda 2 d_1 d_2} \quad (6.20)$$

6.9.3 Zonas de Fresnel

Da Fig.6.12 observa-se que, no plano passando através de O, pode-se construir uma família de círculos tendo a propriedade de que o comprimento total de T para R, via cada círculo, seja $n\lambda/2$ maior do que a distância TOR, em que n é um inteiro. O círculo mais interno representa o caso $n = 1$, com um excesso de percurso igual a $\lambda/2$. Os raios dos círculos individuais dependem da localização do plano imaginário com relação às extremidades. Os raios são maiores na metade do percurso e diminuem com a proximidade das extremidades. Esses pontos definem uma família de

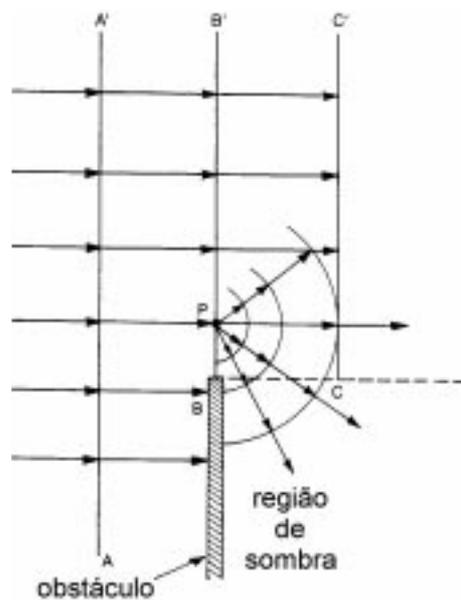


Figura 6.11: Difração por obstáculo.

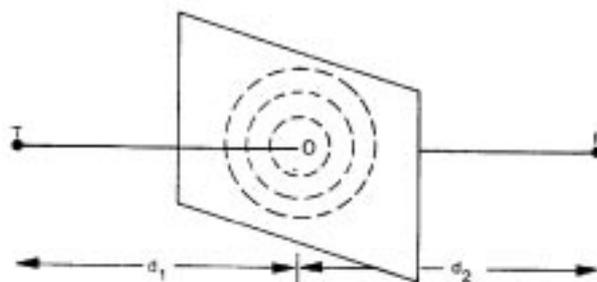


Figura 6.12: Família de círculos definidos em um plano imaginário entre transmissor e receptor.

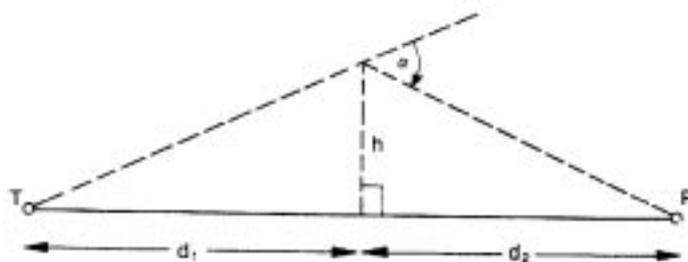


Figura 6.13: Geometria da difração por gume de faca.

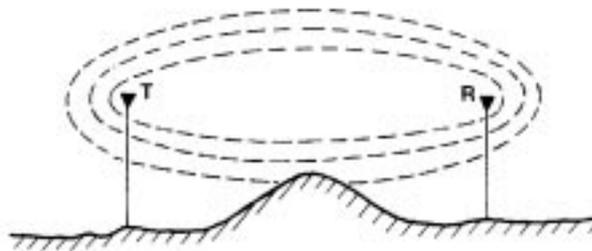


Figura 6.14: Família de elipsóides definindo as três primeiras zonas de Fresnel.

elipsóides como ilustrado na Fig.6.14. O raio de qualquer uma dessas curvas pode ser expresso em termos de n e das dimensões da Fig.6.13 como

$$h = r_n = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} \quad (6.21)$$

Essa é uma aproximação válida para $d_1, d_2 \gg r_n$ e, então, não é realista para as vizinhanças dos terminais. O volume envolvido pelo elipsóide definido por $n = 1$ é conhecido como a primeira zona de Fresnel. O volume entre os elipsóides definidos por $n = 1$ e $n = 2$ é a segunda zona de Fresnel etc. As contribuições para o campo no ponto de recepção das sucessivas zonas de Fresnel tendem a estar em oposição de fase e, portanto, se interferem destrutivamente.

6.9.4 Perdas por difração

Se uma superfície plana absorvente ideal é colocada entre T e R, ela terá pouca influência no campo quando bem afastada da linha de visada. O campo em R terá o valor do espaço livre. Ele começa a oscilar quando aumenta-se a altura do anteparo bloqueando, então, cada vez mais o campo das zonas de Fresnel abaixo da linha de visada. A amplitude da oscilação diminui até que o anteparo alcance a linha de visada, quando então exatamente metade do valor do campo é obstruído e a atenuação é de 6 dB. Para alturas além desse valor, a oscilação cessa e a intensidade do campo diminui.

Para determinar a atenuação de forma quantitativa usa-se a teoria clássica da difração e pode-se substituir qualquer obstrução ao longo do caminho por um plano absorvente colocado na mesma posição. O plano é normal ao percurso direto e se prolonga para o infinito em todas as direções, exceto verticalmente onde ele termina na altura da obstrução original. Difração por gume de faca é o termo usado para descrever essa situação e todas as reflexões na terra são ignoradas. As integrais de Fresnel são usadas para se expressar a difração por gume de faca. A Fig.6.15 mostra a perda por difração em dB relativa ao espaço livre. Na zona de sombra abaixo da linha de visada a perda aumenta continuamente. Acima da linha de visada ocorre oscilação sobre o valor do espaço livre, a amplitude da oscilação decrescendo, com a atenuação tendendo para zero quando o percurso torna-se totalmente desobstruído. Para obstrução de metade do campo a perda é 6 dB, mas da Fig.6.15 observa-se que quando 60% da primeira zona de Fresnel está desobstruída, a perda com relação ao espaço livre é zero. Na prática, então,

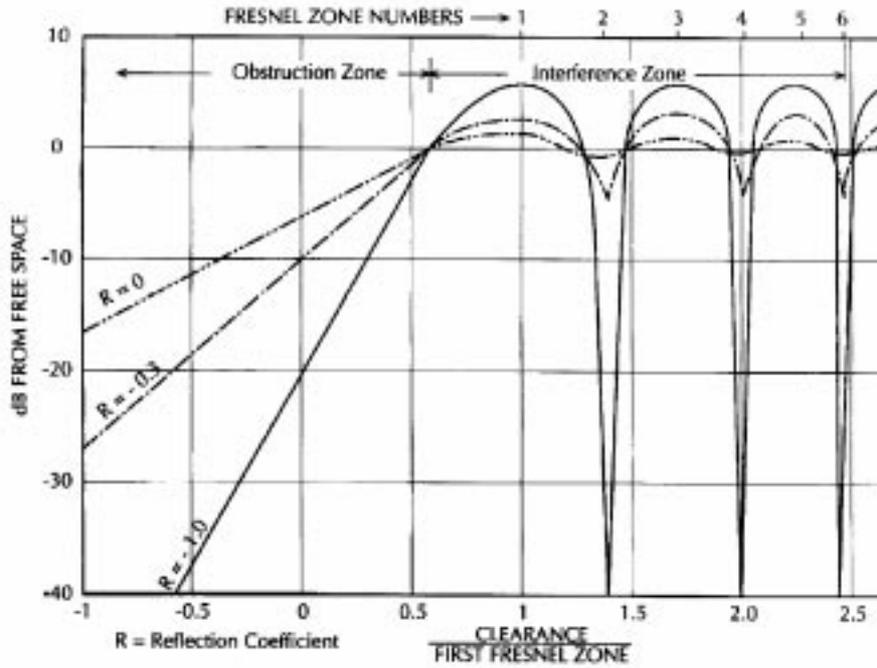


Figura 6.15: Perdas por difração sobre o espaço livre para um obstáculo gume de faca.

projeta-se enlaces ponto a ponto com as alturas das antenas de modo a desobstruir a maior parte da primeira zona de Fresnel.

6.10 Antenas localizadas sobre a terra plana

Os fenômenos de interferência associados com antenas localizadas sobre a terra plana podem ser determinados estudando-se os campos mostrados na Fig.6.16.

Com referência à Fig.6.16, o campo que chega na antena receptora por meio do percurso direto produz uma voltagem proporcional a

$$f_1(\theta_1)f_2(\theta'_1)\frac{e^{-jkR_1}}{4\pi R_1} \tag{6.22}$$

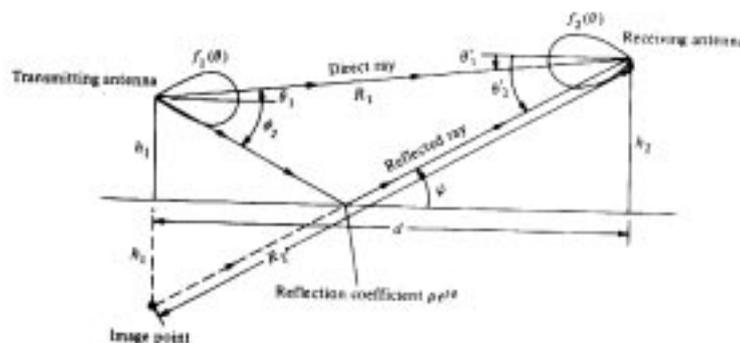


Figura 6.16: Raios direto e refletido.

em que f_1 e f_2 são os diagramas das intensidades de campo das duas antenas. A voltagem produzida pela onda indireta é proporcional a

$$f_1(\theta_2)f_2(\theta'_2)\rho e^{j\phi}\frac{e^{-jkR_2}}{4\pi R_2} \quad (6.23)$$

em que $\rho e^{j\phi}$ é o coeficiente de reflexão na terra. Na situação prática usual h_1 e h_2 são muito menores do que a separação d , então os ângulos θ_1 , θ_2 , θ'_1 , θ'_2 são muito pequenos, e os diagramas de radiação das antenas podem ser assumidos constantes na faixa dos ângulos envolvidos. A voltagem total recebida será proporcional a

$$\left| f_1(\theta_1)f_2(\theta'_1)\frac{e^{-jkR_1}}{4\pi R_1} \left[1 + \rho e^{j\phi}\frac{f_1(\theta_2)f_2(\theta'_2)}{f_1(\theta_1)f_2(\theta'_1)}e^{-jk(R_2-R_1)} \right] \right| = \left| f_1(\theta_1)f_2(\theta'_1)\frac{e^{-jkR_1}}{4\pi R_1} \right| F \quad (6.24)$$

O fator F , chamado de fator de ganho de percurso, mostra como o campo na antena receptora difere do valor que ele teria em condições de espaço livre. Quando pode-se assumir $f_1(\theta_2) \approx f_1(\theta_1)$ e $f_2(\theta'_2) \approx f_2(\theta'_1)$, o fator F é

$$F = \left| 1 + \rho e^{j\phi - jk(R_2-R_1)} \right| \quad (6.25)$$

O fator de ganho de percurso é o fator de conjunto da antena em uma altura h_1 e sua imagem abaixo da superfície, com a excitação relativa $\rho e^{j\phi}$. Da Fig.6.16 pode-se determinar $R_1 = [d^2 + (h_2 - h_1)^2]^{1/2}$ e $R_2 = [d^2 + (h_2 + h_1)^2]^{1/2}$. Quando h_1 e h_2 são muito pequenos comparados com d , a expansão binomial resulta em

$$R_1 \approx d + \frac{1}{2}\frac{(h_2 - h_1)^2}{d} \quad (6.26)$$

e

$$R_2 \approx d + \frac{1}{2}\frac{(h_2 + h_1)^2}{d} \quad (6.27)$$

de onde obtém-se

$$R_2 - R_1 = \frac{2h_1h_2}{d} \quad (6.28)$$

Se $\rho e^{j\phi} = -1$ então

$$F = \left| 1 - e^{-jk2h_1h_2/d} \right| = 2 \left| \sin \frac{kh_1h_2}{d} \right| \quad (6.29)$$

Isso mostra que o efeito da interferência pode dobrar a intensidade do campo com relação ao seu valor no espaço livre. Definindo-se o ângulo de elevação como na Fig.6.17, sendo dado por $\tan \psi_0 = h_2/d$, e substituindo-se na equação (6.18), tem-se

$$F = 2 |\sin(kh_1 \tan \psi_0)| \quad (6.30)$$

A relação (6.18) é plotada na forma de um diagrama de cobertura mostrando a variação de F com h_2 e d , isto é, com ψ_0 , para valores fixos de h_1 e λ , dados como uma relação h_1/λ . Observe que F é máximo quando

$$\tan \psi_0 = \frac{1}{kh_1} \left(\frac{\pi}{2} + n\pi \right) = \frac{\lambda}{h_1} \left(\frac{1}{4} + \frac{n}{2} \right) \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6.31)$$

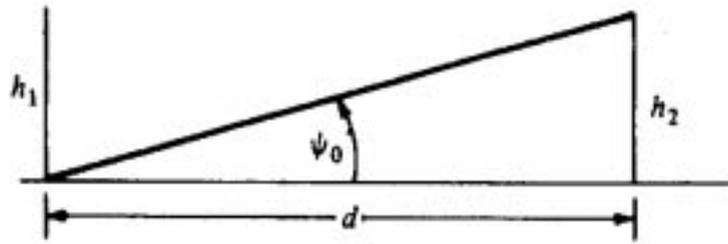


Figura 6.17: Ângulo de elevação.

e é mínimo quando

$$\tan \psi_0 = \frac{\lambda}{h_1} \frac{n}{2} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (6.32)$$

O diagrama de cobertura é um gráfico da intensidade relativa do campo como uma função da direção no espaço a partir da antena transmissora. Ele é análogo ao diagrama de intensidade de campo de uma antena. Em qualquer diagrama de cobertura, os parâmetros fixos são a altura h_1 da antena transmissora e o comprimento de onda λ . A distância d para a localização da antena receptora e a altura h_2 da antena receptora são parâmetros variáveis, e cada par de valores h_2, d determina um ponto no espaço. O diagrama de cobertura é um gráfico com curvas $F/r = \text{constante}$ no plano h_2d . Em muitas situações a distância r em linha de visada entre as antenas é aproximadamente igual à distância horizontal d . As várias curvas F/r que são plotadas são escolhidas para representar o mesmo nível de sinal que seria obtido em uma distância de um múltiplo, ou fator múltiplo, de uma referência conveniente no espaço livre r_f . Por exemplo, $F/r = m/r_f$ ou $F = mr/r_f \approx md/r_f$, com $m = 1, \sqrt{2}, 2, \dots$ ou $1/\sqrt{2}, 1/2, \dots$. A diferença no nível de sinal entre sucessivas curvas é portanto 3 dB. Usando-se (6.18) encontra-se que as curvas com nível de sinal constante são dadas por (em que assume-se $r \approx d$)

$$F = 2 \left| \sin \frac{kh_1 h_2}{d} \right| = m \frac{d}{d_f} \quad (6.33)$$

quando o coeficiente de reflexão é igual a -1 . Para o caso da terra plana é mais conveniente se usar (6.19), com (6.20) e (6.21), o que resulta em

$$2 |\sin kh_1 \tan \psi_0| \approx 2 |\sin kh_1 \psi_0| = m \frac{d}{d_f} \quad (6.34)$$

em que considerou-se $h_1 \gg \lambda$ e n pequeno, tal que $\tan \psi_0 \approx \psi_0$. As relações anteriores mostram que os lobos são estreitos, com a separação angular entre eles pequena. Por exemplo, se $h_1 = 100\lambda$, então os lobos são separados por $\lambda/2h_1 = 1/200$ rad, ou por aproximadamente $0,3^\circ$. A Fig.6.18 mostra um diagrama de cobertura típico. Com esse diagrama pode-se determinar a intensidade de campo na antena receptora com relação ao valor no espaço livre. Por exemplo, se a altura da antena receptora for de 10 m, a Fig.6.18b mostra que a intensidade do sinal recebido em uma distância de 3,2 km é a mesma que a intensidade em uma distância de 2 km em condições de espaço livre. A mesma figura mostra que elevando-se a antena para uma altura de 25 m, uma

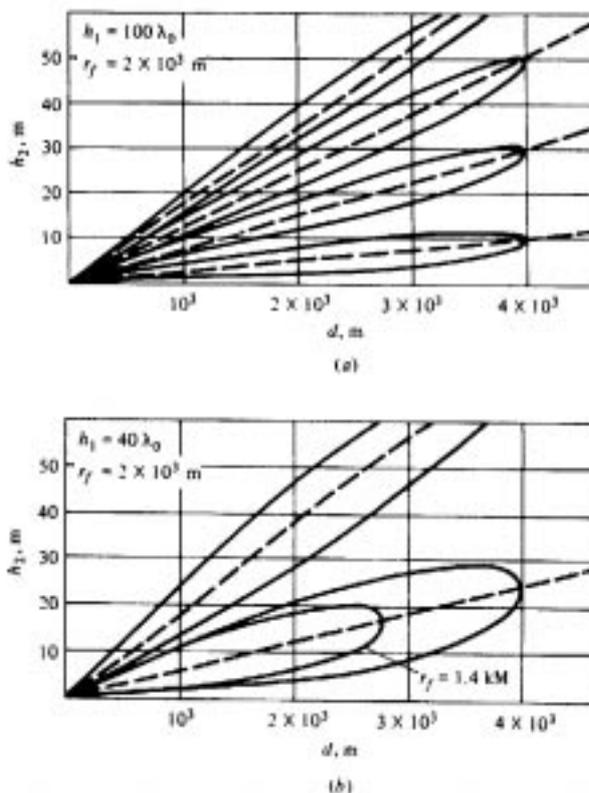


Figura 6.18: Diagrama de cobertura para a terra plana com coeficiente de reflexão igual a -1 .

intensidade de sinal máxima em 4 km seria recebida. Este nível de sinal é o mesmo que em 2 km com condições de espaço livre.

A potência recebida é proporcional ao campo elétrico ao quadrado, tal que

$$P_r = P_t \left(\frac{\lambda}{4\pi d} \right)^2 G_t G_r \sin^2 \left(\frac{2\pi h_1 h_2}{\lambda d} \right) \quad (6.35)$$

Quando $d \gg h_1, h_2$, essa relação torna-se

$$\frac{P_r}{P_t} = G_t G_r \left(\frac{h_1 h_2}{d^2} \right)^2 \quad (6.36)$$

A relação (6.25) é conhecida como a equação de propagação sobre a terra plana. Ela difere da relação no espaço livre, equação (4.3), em dois aspectos. Primeiro, como uma consequência da consideração $d \gg h_1, h_2$, o ângulo é pequeno e λ cancela na equação (6.25) tornando-a independente da frequência. Em segundo lugar, ela mostra a dependência da potência com o inverso da quarta potência da distância, ao contrário da lei do inverso da distância ao quadrado para o espaço livre. Isso significa um decaimento mais rápido na potência recebida com a distância, 12 dB para cada vez que a distância dobra.

Deve-se lembrar que a equação (6.25) somente se aplica quando $d \gg h_1, h_2$. Perto do transmissor a equação (6.24) deve ser usada e existem máximos e mínimos na intensidade do sinal, como mostra a Fig.6.19.

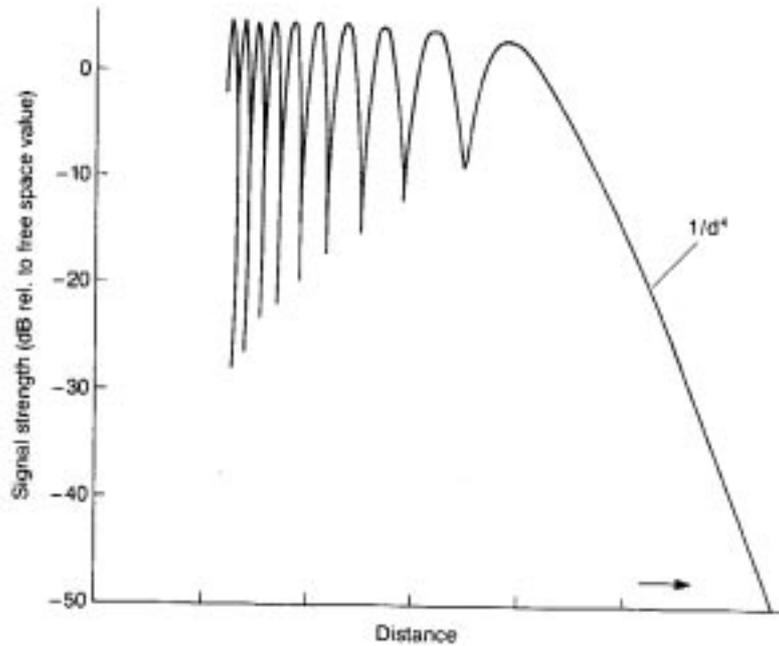


Figura 6.19: Variação da intensidade do sinal com a distância.

6.10.1 Coeficientes de reflexão

Os diagramas mostrados na Fig.6.18 foram obtidos tomando-se $\rho = 1$ e $\phi = \pi$. Na prática essa é uma boa aproximação do coeficiente de reflexão, para polarizações vertical e horizontal, quando o ângulo ψ é pequeno (da ordem de 1° ou menor). Caso contrário o coeficiente de reflexão pode variar consideravelmente para a polarização vertical, mas, para ângulos menores do que 10° , ainda é aproximadamente -1 para polarização horizontal. A determinação dos coeficientes de reflexão é resumida a seguir.

O solo, embora não seja um bom condutor como o cobre, tem uma condutividade finita que deve ser levada em consideração na determinação da onda refletida. Isso pode ser feito considerando-se o solo da terra com uma constante dielétrica complexa da forma

$$\varepsilon' = \varepsilon \left(1 + \frac{\sigma}{j\omega} \right) \quad (6.37)$$

As equações e os coeficientes de reflexão obtidos para dielétricos perfeitos se aplicam diretamente para dielétrico com perdas, se a constante dielétrica é substituída pela equivalente constante dielétrica complexa, como a da equação (6.26).

O coeficiente de reflexão para polarização horizontal é

$$\rho e^{j\phi} = \frac{\sin \psi - \sqrt{(\varepsilon_r - jx) - \cos^2 \psi}}{\sin \psi + \sqrt{(\varepsilon_r - jx) - \cos^2 \psi}} \quad (6.38)$$

em que $x = \sigma/\omega\epsilon_0 = 18 \times 10^3 \sigma/f(\text{MHz})$, σ é a condutividade da terra, ε_r é a permissividade relativa da terra e ψ é o ângulo de incidência com relação à normal. Observa-se de (6.27) que o coeficiente de reflexão é complexo e então a onda refletida difere em módulo e fase da onda incidente. A Fig.6.20 mostra como esse coeficiente varia com o ângulo de incidência.

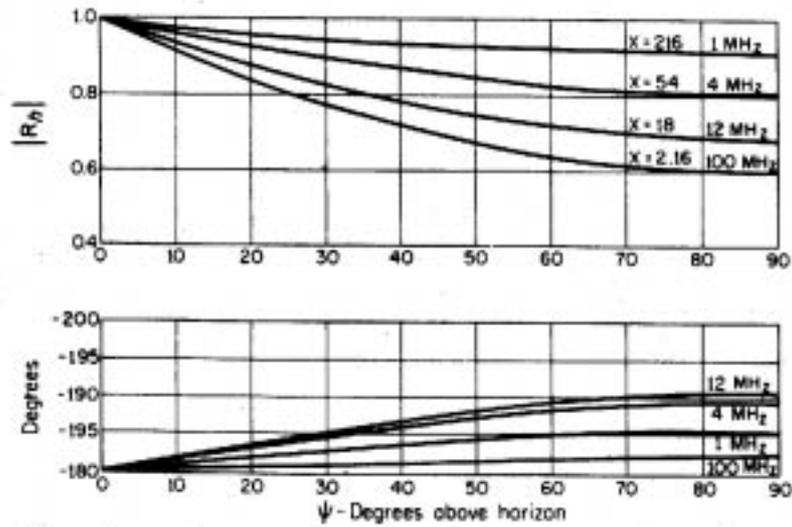


Figura 6.20: Magnitude e fase do coeficiente de reflexão para polarização horizontal.

Para polarização vertical o coeficiente de reflexão é

$$\rho e^{j\phi} = \frac{(\varepsilon_r - jx) \operatorname{sen}\psi - \sqrt{(\varepsilon_r - jx) - \cos^2\psi}}{(\varepsilon_r - jx) \operatorname{sen}\psi + \sqrt{(\varepsilon_r - jx) - \cos^2\psi}} \quad (6.39)$$

A Fig.6.21 mostra a variação de (6.28) com o ângulo de incidência.

6.11 Antenas localizadas sobre a terra esférica

A relação (6.14) pode ser utilizada para o cálculo do campo recebido em qualquer localização, mas deve-se notar que para terra esférica existe uma certa quantidade de divergência da onda refletida pela terra, Fig.6.22. Esse efeito pode ser considerado usando-se um fator de divergência na equação (6.14). Então, para antenas localizadas sobre a terra esférica, Fig.6.23, com um raio efetivo r_e (atmosfera padrão), a expressão para o fator de ganho de percurso é

$$\begin{aligned} F &= \left| 1 + D\rho e^{j\phi - jk\Delta R} \right| \\ &= \{ [1 + D\rho \cos(\phi - k\Delta R)]^2 + [D\rho \operatorname{sen}(\phi - k\Delta R)]^2 \}^{1/2} \\ &= \left[(1 + D\rho)^2 - 4D\rho \operatorname{sen}^2\left(\frac{\phi - k\Delta R}{2}\right) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (6.40)$$

em que D é o fator de divergência e ΔR é a diferença de percurso. O fator de divergência é dado por

$$D = \left[1 + \frac{2d_1d_2}{r_e(h'_T + h'_R)} \right]^{-1/2} \quad (6.41)$$

em que os parâmetros são mostrados na Fig.6.23.

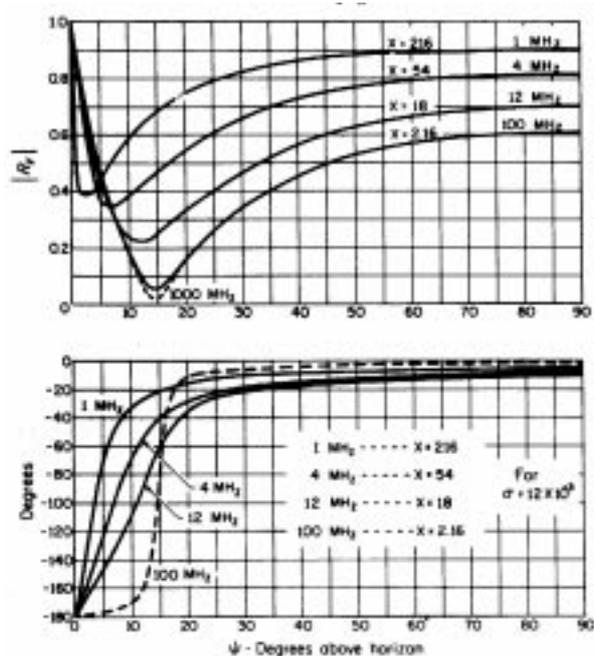


Figura 6.21: Magnitude e fase do coeficiente de reflexão para polarização vertical.

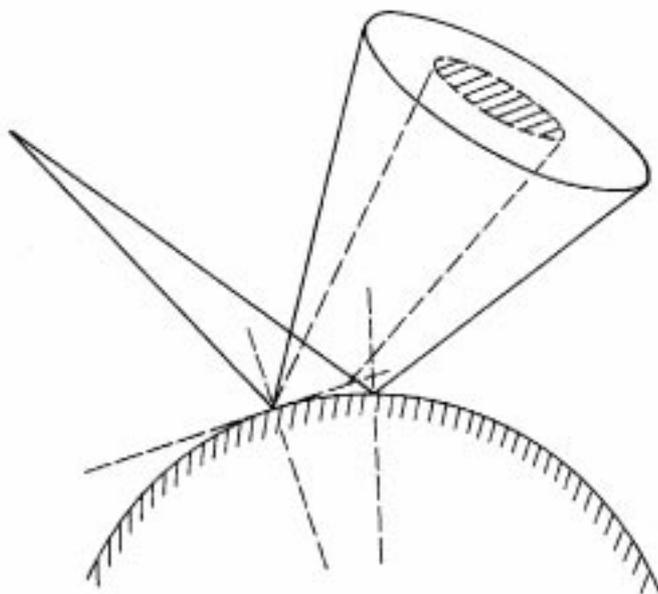


Figura 6.22: Divergência dos raios refletidos pela terra esférica.

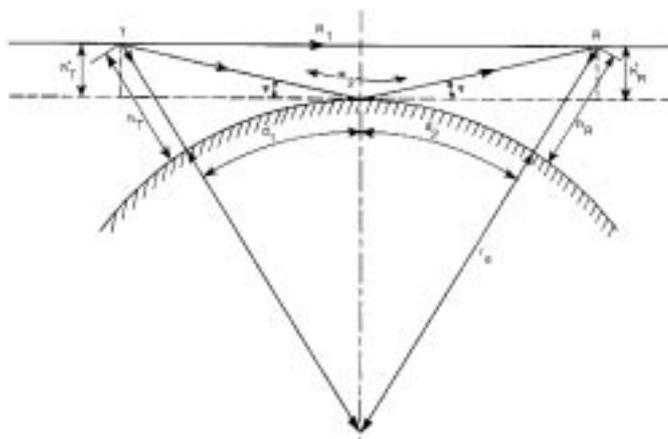


Figura 6.23: Duas antenas mutuamente visíveis localizadas sobre a terra esférica.



Figura 6.24: Reflexão da onda eletromagnética em solo rugoso.

6.12 Rugosidade da terra

Nas considerações anteriores, a superfície da terra foi considerada plana e lisa. Entretanto, na realidade a superfície terrestre não é nem plana nem lisa. Na maioria dos casos ela é irregular, com exceção das superfícies dos mares, rios e lagos.

A onda refletida no solo rugoso tem menor intensidade que a refletida em uma superfície lisa devido a dispersão da onda em todas as direções. Mesmo os raios refletidos que chegam na antena receptora estão defasados entre si por percorrerem distâncias diferentes. A Fig.6.24 ilustra o conceito de rugosidade.

Da Fig.6.25 conclui-se que a diferença de percurso entre os raios A e B é

$$\Delta l = 2d \sin \psi \quad (6.42)$$

A diferença de fase entre os raios é

$$\Delta \phi = \frac{4\pi d \sin \psi}{\lambda} \quad (6.43)$$

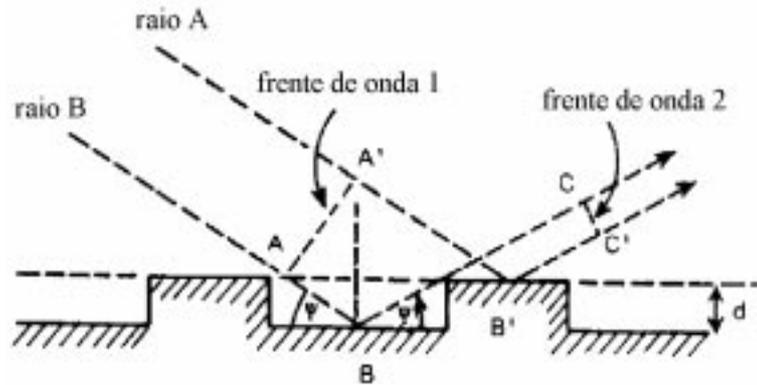


Figura 6.25: Modelo idealizado da superfície da terra.

Assim, dependendo da defasagem considerada, a rugosidade da superfície será mais ou menos significativa no cálculo do sinal recebido. Em geral, adota-se o valor $\Delta\phi = \pi/2$ como um limite entre a superfície lisa e rugosa, de tal forma que quanto menor for o valor de $\Delta\phi$ em relação a $\pi/2$ mais a superfície refletora se aproxima de um espelho, e quanto maior for $\Delta\phi$ em relação a $\pi/2$ mais a superfície se torna difusa, refletindo em todas as direções. Para $\Delta\phi = \pi/2$, os dois raios da Fig.6.25 chegam na antena receptora defasados de 90 graus, de forma que a soma vetorial será $\sqrt{2}$ maior que cada um deles, o que dará uma diferença máxima de 3 dB. O valor $\Delta\phi = \pi/2$ é arbitrário, porém é o valor mais utilizado em telecomunicações. Para $\Delta\phi = \pi/2$ tem-se

$$d = \frac{\lambda}{8 \sin \psi} \quad (6.44)$$

Referências

- [1] Robert E. Collin, *Antennas and Radiowave Propagation*, McGraw Hill, 1985.
- [2] Roger F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1961.
- [3] Simon Ramo, J.R. Whinnery e T. Van Duzer, *Fields and Waves in Communication Electronics*, 3rd Ed., John Wiley, 1994.
- [4] Edward C. Jordan e Keith G. Balmain, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd Ed., Prentice-Hall, New Delhi, 1971.
- [5] Trevor Manning, *Microwave Radio Transmission Design Guide*, Artech House, 1999.
- [6] David Parsons, *The Mobile Radio Propagation Channel*, John Wiley, 1992.
- [7] Joseph J. Carr, *Practical Antenna Handbook*, TAB Books, McGraw-Hill, 1994.
- [8] IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas, IEEE Standard 145-1993, IEEE: 445 Hoes Lane, Piscataway, NJ, 1993.
- [9] W.L. Stutzman e G.A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, John Wiley, 1998.
- [10] Gerald Hall, Editor, *The ARRL Antenna Book*, The American Radio Relay League, USA, 1988.
- [11] A.W. Rudge, K.Milne, A.D. Olver e P. Knight, Editores, *The Handbook of Antenna Design*, Peter Peregrinus, 1986.
- [12] C.A. Balanis, *Antenna Theory - Analysis and Design*, John Wiley, 1982.
- [13] H. Jasik, *Antenna engineering handbook*, McGraw Hill, 1961.
- [14] W.L. Weeks, *Antenna engineering*, McGraw Hill, 1968.
- [15] J.D. Kaus, *Electromagnetics*, 4.^a edição, McGraw Hill, 1992.
- [16] Paris e Hurd, *Teoria eletromagnética básica*, Guanabara Dois.
- [17] Paul Rohan, *Introduction to Electromagnetic Wave Propagation*, Artech House, 1991.
- [18] Albert A. Smith, Jr., *Radio Frequency Principles and Applications*, IEEE Press, 1998.
- [19] M. Dolukhanov, *Propagation of Radio Waves*, Mir Publishers, 1971.