

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**EXPANSÃO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS EM
UMA COMBINAÇÃO DE ONDAS PLANAS**

ALENIR FERREIRA DA SILVA

ORIENTADOR: FRANKLIN DA COSTA SILVA

PUBLICAÇÃO: PPGENE.DM 483/2012

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**EXPANSÃO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS EM
UMA COMBINAÇÃO DE ONDAS PLANAS**

ALENIR FERREIRA DA SILVA

**DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA
ELÉTRICA DA FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE
BRASÍLIA COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A
OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA.**

APROVADA POR:

Prof. Franklin da Costa Silva, Dr (ENE-UnB)

(Orientador)

Prof. Leonardo R. A. X. de Menezes

(Examinador Interno)

Prof. Paulo Henrique Sales Wanderley (IFB-DF)

(Examinador Externo)

BRASÍLIA/DF, 18 DE JULHO DE 2012.

FICHA CATALOGRÁFICA

Silva, Alenir Ferreira

Expansão de Campos Eletromagnéticos em uma Combinação de Ondas Planas [Distrito Federal] 2012.

Xii, 62p, 210 x 297 mm (ENE/FT/UnB, Mestre, Engenharia Elétrica, 2012). Dissertação de Mestrado – Universidade de Brasília. Faculdade de Tecnologia. Departamento de Engenharia Elétrica.

1 - Expansão em Ondas Planas

2 - Espectro Angular

3 - Medidas em Antenas

I. ENE/FT/UnB

II. MESTRE

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SILVA, A. F. (2012).

Expansão de Campos Eletromagnéticos em uma Combinação de Ondas Planas.

Dissertação de Mestrado em Engenharia Elétrica, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 62p.

CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Alenir Ferreira da Silva

TÍTULO:

Expansão de Campos Eletromagnéticos em uma Combinação de Ondas Planas.

GRAU: Mestre

ANO: 2012

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa dissertação de mestrado pode ser reproduzida sem autorização por escrito do autor.

Alenir Ferreira da Silva

Endereço: Rua Barão de Melgaço, 1556

Bairro: Pôrto CEP.: 78025 – 300 Cuiabá – MT – Brasil.

alenir.cefetmt@gmail.com

Dedicado aos sobrinhos

João Victor Ferreira da Silva

que considero como meu filho,

Renato da Silva Bezerra pelo

incentivo a mim dedicado e

aos estudantes.

AGRADECIMENTOS:

Agradeço primeiramente a Deus que por sua vontade permitiu-me vida e saúde para realizar o MINTER.

A toda minha família a quem devo muito pela paciência e amor sem limites a mim dedicado.

Aos colegas do Mestrado e aos amigos pelo incentivo e colaboração em todos os momentos que precisei.

À CAPES pelo apoio financeiro.

Aos Professores do MINTER UNB/IFMT pelos ensinamentos e trocas de experiências durante esses dois anos que estivemos juntos, principalmente ao Professor Doutor Franklin da Costa Silva, meu orientador, pelo estímulo e motivação, pelo apoio e colaboração tão determinantes para a realização deste trabalho.

RESUMO

EXPANSÃO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS EM UMA COMBINAÇÃO DE ONDAS PLANAS

Em muitos livros de eletromagnetismo, principalmente os para cursos introdutórios, tem-se a afirmação que ondas planas uniformes, as que na maioria das vezes são apresentadas como à primeira solução das Equações de Maxwell, podem representar qualquer campo eletromagnético. Neste trabalho, o desenvolvimento para a expansão de campos eletromagnéticos bi-dimensionais é apresentado. Também, serão introduzidos conceitos básicos para a compreensão das técnicas de varredura em campo próximo de antenas, uma vez que, o espectro angular é uma das ferramentas empregadas para obtenção de parâmetros, como os relacionados a campos distantes de uma antena.

Autor: Alenir Ferreira da Silva

Orientador: Franklin da Costa Silva

Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, julho de 2012

ABSTRACT

REALISTIC FIELDS REPRESENTED BY PLANE WAVES

Plane waves generally appear as the first solution of Maxwell's equations. In many books of introductory electromagnetism there is the assertion that uniform plane waves can represent any electromagnetic field. In this work, the development for the expansion of two-dimensional electromagnetic fields is presented. Also, the basic concepts are introduced to the understanding of the techniques of scanning near field antenna, since the angular spectrum is a tool used to obtain parameters such as those related to a far field antenna

Author: Alenir Ferreira da Silva

Advisor: Franklin da Costa Silva

Programa de Pós-graduação em Engenharia Elétrica

Brasília, July, 2012

INDICE

1 . INTRODUÇÃO.....	1
2. ONDAS PLANAS.....	2
2.1 – Introdução.....	2
2.2 - Ondas planas.....	2
2.3 - Polarização de ondas eletromagnéticas.....	5
2.4 - Fluxo de potência em uma onda plana.....	8
2.5 - Especificação do campo em um ponto genérico.....	8
3. ESPECTRO ANGULAR PARA CAMPOS BIDIMENSIONAIS.....	11
3.1 - Considerações iniciais	11
3.2 - Espectro angular para campos magnéticos transversos	13
3.3 - Ondas evanescentes	15
3.4 - Transformada de Fourier do espectro angular	18
3.5 - Exemplos de difração de uma onda plana por uma fenda.....	19
3.6 - Determinações do campo distante com empregos do espectro angular.....	22
3.7 - Considerações sobre campo distante de uma antena	29
3.8 - As seis componentes do campo bidimensional	31
4. APLICAÇÕES – MEDIDAS DE ANTENAS.....	34
4.1 - Introdução	34
4.2 - Diagramas de radiação	34

4.3 – Formas de medições de campo próximo de uma antena	36
4.4 - Descrições de um sistema de medidas planar	39
5 – CONCLUSÕES	48
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	49

LISTA DE FIGURAS

Fig. 2.1 - Uma onda plana se propagando na direção do vetor \hat{u}	3
Fig. 2.2 - Os vetores campo elétrico \vec{E} e magnético \vec{H} com relação a \hat{u}	4
Fig. 2.3 – Planos separados por uma distância d na direção de propagação.....	5
Fig. 2.4. Comportamento espacial dos campos elétrico e magnético, numa onda polarizada linearmente.....	5
Fig. 2.5 - Duas ondas ortogonais linearmente polarizadas.....	6
Fig. 2.6 - Vista em perspectiva de uma onda circularmente polarizada a esquerda.....	7
Fig. 2.7 - Alguns tipos de polarização. A onda aproxima-se do observador.....	7
Fig. 2.8 - Geometria para determinação do campo de uma onda plana no ponto P quando se conhece o campo sobre o plano contendo o ponto O.....	9
Fig. 3.1 – Geometria bidimensional para os campos que são uniformes em y , que é perpendicular ao plano da figura.....	12
Fig. 3.2 – Mostrando as componentes do campo no ponto P (x, z) para uma onda plana TM.....	13
Fig. 3.3 - Onda plana não homogênea.....	16
Fig. 3.4 - Onda incidente em uma fronteira formada por dielétrico-ar sendo $\theta_i > \theta_{critico}$.	17
Fig. 3.5 - Representação de θ no plano θ -complexo: O contorno Γ corresponde a $s = \text{sen}\theta$	18
Fig. 3.6 - Abertura em uma superfície condutora de espessura infinitesimal iluminada por uma onda plana normalmente incidente.....	20
Fig. 3.7 - Ilustração da função $\text{sinc}(u) = \frac{\text{sen}(\pi u)}{\pi u}$	21
Fig. 3.8 - Coordenadas cilíndricas (r, ψ) do ponto P.....	22
Fig. 3.9 - Função sinal $z = \text{sgn}(x)$	24
Fig. 3.10 - Representação gráfica da função $\cosh\theta$ para $-5 \leq \theta \leq 5$	26
Fig. 3.11 - Função $e^{x(1-\cosh\theta)}$ em função de x . (Esboços de $\frac{e^{-x\theta^2}}{2}$ são também mostrados em linhas tracejadas).....	26

Fig. 3.12 - Contorno Γ_s	28
Fig. 3.13 - Componentes TM do campo distante no ponto (r, θ)	29
Fig. 3.14 - Raios associados com campo distante.....	30
Fig. 3.15 – TE Componentes do campo distante no ponto (r, θ)	32
Fig. 3.16 – Representação completa do campo bidimensional irradiada a partir da abertura A no semi-espaço $z \geq 0$	33
Fig. 4.1 - Procedimento de verificação da potência recebida em função da direção	35
Fig. 4.2 - Potência recebida normalizada conforme Rx move ao longo do círculo da figura 4.1.....	35
Fig. 4.3 - Geometrias de aquisição de campo próximo	36
Fig. 4.4 - Regiões exteriores a uma antena	37
Fig. 4.5 - Sondas formadas por guias de onda retangulares com diferentes dimensões para cobrirem uma alta faixa de frequências	38
Fig. 4.6 - Varredura nos três sistemas de coordenadas	39
Fig. 4.7 - Sistema de coordenadas para varredura planar	39
Fig. 4.8 - Medidas do coeficiente de reflexão	41
Fig. 4.9 - Esquema de um sistema de medidas de campo próximo	43
Fig. 4.10 - Configuração de um subsistema de RF em ondas milimétricas	44
Fig. 4.11 - Representação esquemática simplificada de um subsistema de RF	45
Fig. 4.12 - Sistema de varredura em forma de quadro de 1,5 por 1,5 m, 50 GHz	46
Fig. 4.13 - Sistema de varredura em forma de T invertido, 0,9x0,9m, 100 GHz	46
Fig. 4.14 - Esquema do processo de medição de campo próximo	47

LISTA DE SIMBOLOS, NOMENCLATURA E ABREVIACOES

AUT - Antena sob Teste

CATR - Ambiente compacto para teste de antena

PNFS - Varredura do campo próximo planar

RF - Rdio frequência

Tx - Transmissão

Rx - Recepo

RAM - Materiais absorventes de ondas eletromagnéticas

IF - Frequência intermediária

VNA - Analisador vetorial de rede

FFT - Transformada rápida de Fourier

GPIB - Interface de barramento de uso geral

LO - Oscilador local

1 - INTRODUÇÃO

Considerando que a Física busca entendimento para os fenômenos que ocorrem na natureza e a engenharia aplica os conceitos físicos para melhorar as nossas condições de vida, e considerando também que o eletromagnetismo busca explicar a relação entre fenômenos eletromagnéticos, este trabalho se propõe a apresentar a expansão de campos eletromagnéticos com o emprego de ondas planas. Também, serão introduzidos conceitos básicos para a compreensão das técnicas de varredura em campo próximo de antenas, uma vez que, o espectro angular é uma das ferramentas empregadas para obtenção de parâmetros, como os de campos distantes de uma antena.

Assim, no capítulo 2 é apresentada uma introdução aos conceitos básicos de ondas planas, polarização de ondas eletromagnéticas e de densidade de potência. No capítulo 3, a expansão de campos eletromagnéticos em ondas planas de forma bi-dimensional, separando os campos conforme sua polarização com relação a um determinado plano. O enfoque para a expansão de campos eletromagnéticos será feito com o emprego de ondas planas se propagando em várias direções, isto é, o espectro angular. No capítulo 4 os princípios básicos de medidas de antenas em campo próximo são apresentados, com ênfase a geometria planar. Finalmente, são apresentadas as conclusões onde sugestões para trabalhos futuros são listadas.

2 - ONDAS PLANAS

2.1 – Introdução

Neste trabalho será designada simplesmente por onda plana, a onda plana uniforme, a qual é a mais simples representação de uma perturbação eletromagnética, aparecendo quase sempre como a primeira resposta de solução das equações de Maxwell [1]. Uma vez que o objetivo é a representação de um campo eletromagnético por um somatório de ondas individuais, em uma mesma frequência, considera-se a propagação em meios lineares, onde as propriedades do meio não se alteram com as intensidades dos campos. Este procedimento, conhecido como o teorema da superposição, embora extremamente útil, apresenta esta limitação com relação à dependência linear das propriedades do meio.

Neste capítulo é apresentada uma introdução aos conceitos básicos de ondas planas, polarização de ondas eletromagnéticas e de densidade de potência.

2.2 - Ondas planas

Uma vez que as análises sejam feitas para uma única frequência, nota-se que uma onda pode ser representada como uma função complexa de duas ou mais coordenadas de espaço e a do tempo, este estabelecido pelo fator $\exp(j\omega t)$. Então podemos citar as seguintes conceituações sobre ondas planas: primeiro, ondas são referidas como planas se suas superfícies de fase planar são iguais [2]; segundo, ondas planas são soluções exatas das equações de Maxwell [3]. Ondas planas são perturbações eletromagnéticas bem definidas, apresentando, por exemplo, para uma onda se propagando na direção \hat{u} , os vetores de campo elétrico perpendicular ao vetor campo magnético e perpendiculares à direção \hat{u} . A uniformidade deste campo é estabelecida pelos mesmos valores do campo se estendendo por todo o plano perpendicular a \hat{u} , conforme ilustra a figura 2.1.

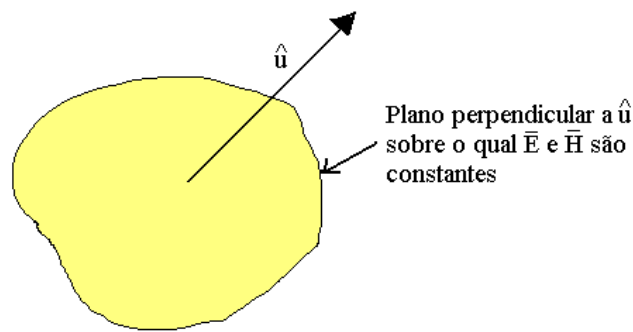


Fig. 2.1 - Uma onda plana se propagando na direção do vetor \hat{u} [3].

Considerando que a onda eletromagnética plana se propaga em um meio isotrópico, onde as propriedades dos meios independem da direção dos campos, não limitado, sem perdas e possui uma única frequência de dependência temporal $\exp(j\omega t)$, ela apresenta características próprias, como por exemplo, a direção de propagação da onda plana representada por um vetor é caracterizada por uma única direção. Também, os campos elétricos \vec{E} e magnéticos \vec{H} são constantes em amplitude e fase, e se relacionam pela proporcionalidade $\vec{E} = \eta \vec{H}$, sendo η é a impedância intrínseca do meio, dada por

$$\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}, \quad (2.1)$$

a qual é a raiz quadrada da relação entre a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do meio, considerado aqui sem perdas. Para o vácuo, $\eta_0 = 376,7$ ohms, resultado das unidades de $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ henrys/metro $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ farads/metro. Pelo fato que, η dado pela equação (2.1), apresenta uma relação entre os campos elétrico e magnético, para uma onda plana se propagando em apenas uma direção, este fator recebe a denominação de impedância. Impedância tem seu uso tão comum em engenharia, que muitas vezes esquecemos que sua definição é apenas para campos senoidais e entre pontos muito próximos [4]. Salienta-se aqui que embora a unidade seja ohms, o valor estabelecido, $\eta_0 = 376,7$ ohms, não representa perdas ôhmicas, apenas uma relação entre os campos. Neste caso, esta relação, estando à onda se propagando em apenas uma direção, isto é, sem reflexões, representa também a impedância de onda.

Os vetores campo elétrico \vec{E} e magnético \vec{H} e a direção de propagação \hat{u} , ilustrados na figura 2.2, são perpendiculares entre si e formam um conjunto dado pela regra da mão

direita, e podem ser representados nos eixos dos sistemas de coordenadas cartesianas nas direções $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$.

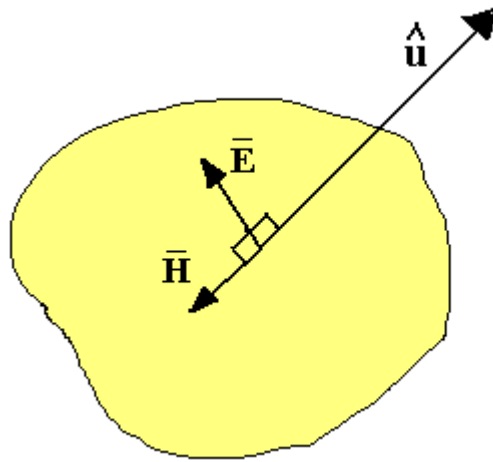


Fig. 2.2 - Os vetores campo elétrico \bar{E} e magnético \bar{H} com relação a \hat{u} [3].

Na figura 2.3 observa-se que, em meios sem perdas, em todo o espaço, as magnitudes dos campos elétricos e magnéticos são iguais, mas ocorre um retardamento de fase desses campos na direção de propagação da onda dado por

$$\bar{E} = E_0 e^{-jkd\hat{u}}, \quad (2.2)$$

onde k representa a constante de fase, isto é, a grandeza que representa o retardamento da fase da onda plana e é dada pela equação

$$k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} \quad (2.3)$$

e em função do comprimento de onda λ , torna-se

$$k = 2\pi/\lambda. \quad (2.4)$$

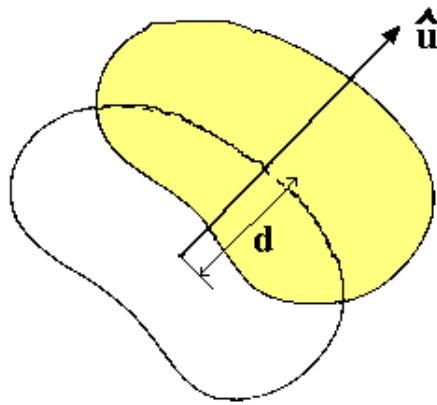


Fig. 2.3 – Planos separados por uma distância d na direção de propagação[3].

2.3 - Polarização de ondas eletromagnéticas

A polarização da onda eletromagnética é definida como a posição estabelecida pelo vetor campo elétrico no espaço. Por exemplo, para uma onda eletromagnética, observando o vetor campo elétrico, olhando para a direção de propagação da onda, a polarização é dada pela figura traçada pela ponta do vetor campo elétrico no espaço. A figura 2.4 ilustra o comportamento espacial dos campos elétrico e magnético, numa onda com polarização linear.

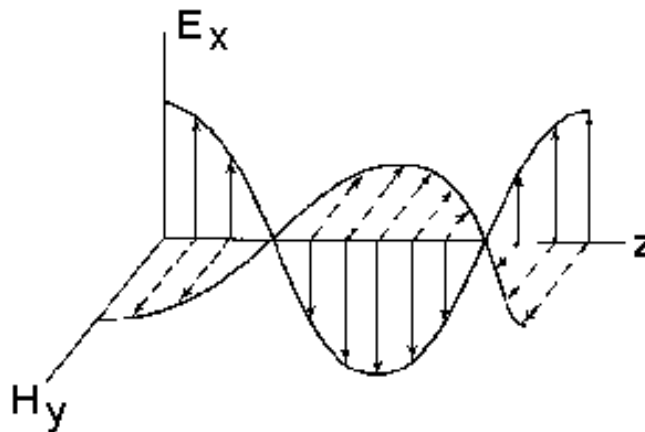


Fig. 2.4. Comportamento espacial dos campos elétrico e magnético, numa onda polarizada linearmente.

A propagação de qualquer onda plana na direção \hat{u} , pode ser representada como a soma de múltiplos escalares de quaisquer duas ondas planas linearmente polarizadas, não colineares, \vec{E}_1 e \vec{E}_2 [3]. Uma representação mais conveniente é estabelecida quando estas duas ondas planas apresentam um ângulo reto entre elas, conforme ilustra a figura 2.5.

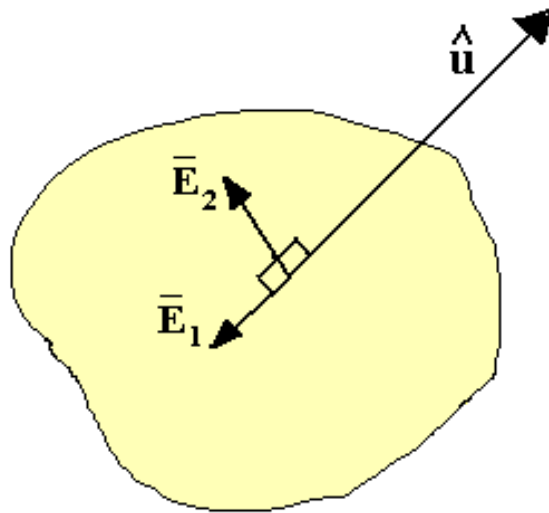


Fig. 2.5 - Duas ondas ortogonais linearmente polarizadas [3].

Uma onda se propagando na direção positiva do eixo z, circularmente polarizada tem equação igual a

$$\bar{E} = E_0 \hat{x} \pm jE_0 \hat{y}, \quad (2.5)$$

com E_0 sendo uma constante, observa-se a diferença de fase de 90 graus entre as componentes. O sinal negativo corresponde a uma onda circularmente polarizada com o sentido de rotação na direção horária ou à direita. Para melhor compreensão, o campo elétrico resultante dado na equação (2.5) pode ser escrito em sua forma instantânea

$$\bar{E}_{inst} = Real[\bar{E}] = Real[E_0 e^{j\omega t} \hat{x} \mp jE_0 e^{j\omega t} \hat{y}] \quad (2.6)$$

ou

$$\bar{E}_{inst} = E_0 \cos(\omega t) \hat{x} \mp E_0 \cos(\omega t + \pi/2) \hat{y} = E_0 [\cos(\omega t) \hat{x} \pm \text{sen}(\omega t) \hat{y}]. \quad (2.7)$$

Na figura 2.6 uma vista em perspectiva é mostrada para uma onda com polarização circular no sentido anti-horário, onde $t_4 > t_3 > t_2 > t_1$.

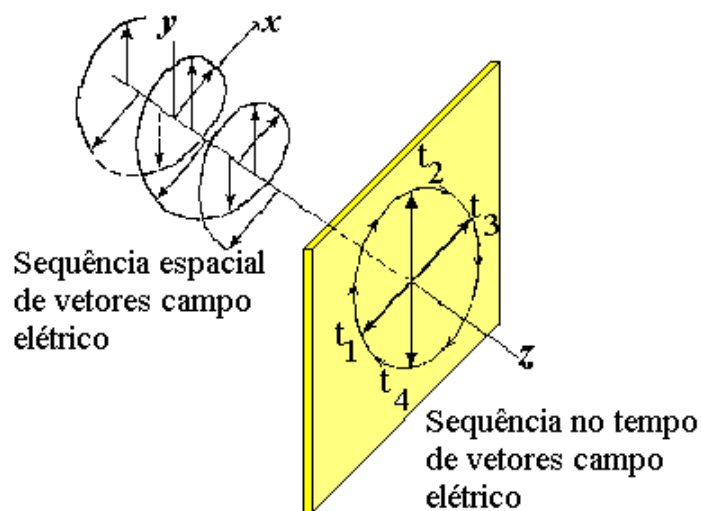


Fig. 2.6 - Vista em perspectiva de uma onda circularmente polarizada a esquerda [5].

Mas se as fases das componentes são iguais a onda resultante é linearmente polarizada. Para ser elípticamente polarizada, basta que as amplitudes das componentes, bem como a fase entre elas, sejam arbitrárias. Os três tipos de polarização, linear, circular e elíptica estão mostrados na figura 2.7.

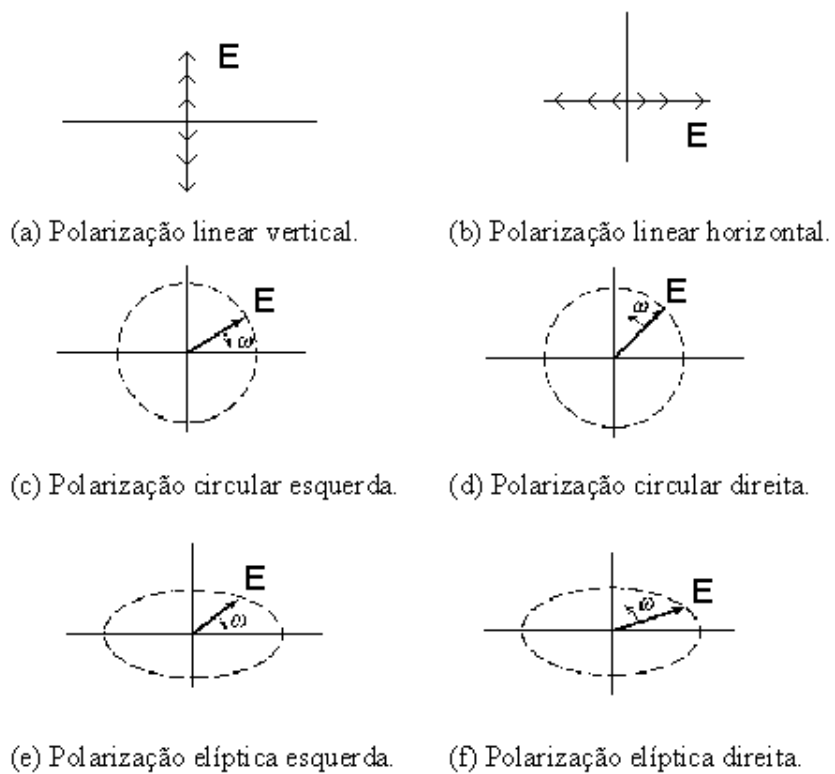


Fig. 2.7 - Alguns tipos de polarização. A onda aproxima-se do observador [5].

2.4 - Fluxo de potência em uma onda plana

O fluxo de potência para uma onda plana, bem como para qualquer outra onda eletromagnética, com dependência harmônica no tempo, no domínio $\exp(j\omega t)$, é dado pela relação

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \text{Real}[\bar{E}X\bar{H}^*] \quad (2.8)$$

o qual é a média do vetor de Poynting em um ciclo da frequência de oscilação, $f = \frac{2\pi}{\omega}$. \bar{H}^* representa o conjugado complexo de \bar{H} . Observa-se que o fluxo de potência \bar{S} em watts por metro quadrado é na mesma direção de \hat{u} , isto é, no sentido da propagação do campo eletromagnético. Em meios sem perdas, os campos elétrico e magnético não somente são ortogonais como também em fase entre si. Neste caso, a densidade de potência pode ser expressa pelas relações [3]

$$\bar{S} = \frac{|\bar{E}|^2}{2\eta} \hat{u} = \frac{\eta|\bar{H}|^2}{2} \hat{u}. \quad (2.9)$$

2.5 - Especificação do campo em um ponto genérico

Estando uma onda plana se propagando na direção \hat{u} em um meio sem perdas, isotrópico, ilimitado, sendo o campo vetorial elétrico \bar{E}_0 no plano contendo o ponto O, como ilustrado na figura 2.8, então o vetor campo elétrico no ponto P, cujo vetor posição com relação ao ponto O é \bar{r} , é dado pela expressão [3]

$$\bar{E}(\bar{r}) = \bar{E}_0 e^{-jk\hat{u}\cdot\bar{r}}, \quad (2.10)$$

uma vez que na equação (2.10), $\hat{u} \cdot \bar{r}$ representa a distância d ilustrada na figura 2.8.

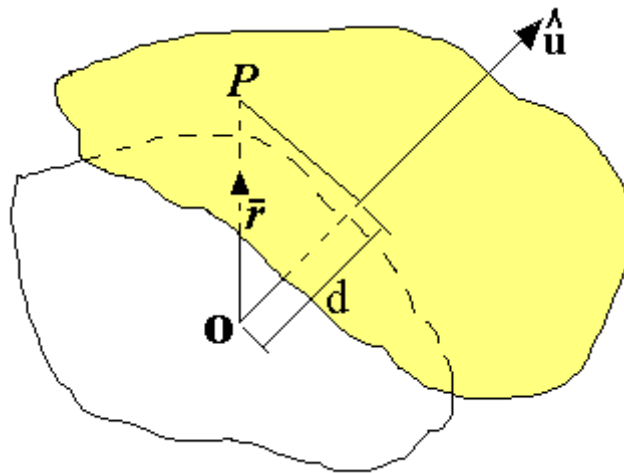


Fig. 2.8 - Geometria para determinação do campo de uma onda plana no ponto P quando se conhece o campo sobre o plano contendo o ponto O [3].

Na onda plana em estudo, para qualquer polarização o campo elétrico tem que ser ortogonal a direção de propagação, ou seja

$$\hat{u} \cdot \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (2.11)$$

Note que o campo magnético tem que ser perpendicular a ambos, \hat{u} e $\vec{E}(\vec{r})$, e tratando-se de um meio ilimitado, sem reflexões, a amplitude de seu fasor está relacionada com o de $\vec{E}(\vec{r})$ pela impedância característica do meio η , ou seja

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{\hat{u} \times \vec{E}(\vec{r})}{\eta} = \frac{\hat{u} \times \vec{E}_0 e^{-jk\hat{u}\cdot\vec{r}}}{\eta}. \quad (2.12)$$

A expressão para o fluxo de potência de uma onda plana, de acordo com a equação (2.9), resulta em

$$\vec{S} = \frac{|\vec{E}_0|^2}{2\eta} \hat{u}. \quad (2.13)$$

Aqui é importante observar que a constante de fase k e a direção de propagação \hat{u} podem ser escritas em uma única grandeza

$$\vec{k} = k\hat{u}, \quad (2.14)$$

algumas vezes denominado número de onda vetorial da onda plana [3], a qual tem a virtude de fornecer em um único símbolo a frequência, $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ e a direção de propagação da onda. O campo elétrico em um ponto P fica então

$$\bar{E}(\bar{r}) = \bar{E}_0 e^{-j\bar{k}\cdot\bar{r}} \quad (2.15)$$

e uma expressão análoga para o campo magnético [3].

A onda plana é realmente considerada como entidade matemática simples, mas que nunca pode existir no mundo físico real, pois demandaria energia infinita. Porém, seu conhecimento e estudo tem importância pelo fato de sobre certas aberturas no espaço, o campo eletromagnético se comporta como uma onda plana. Um exemplo pode ser citado como no caso da região de campo distante de antenas, onde a onda esférica pode ser aproximada por uma onda plana. Outro fato é que é possível representar os campos reais por superposição de ondas planas propagando em direções diferentes. Como exemplo pode-se citar o campo em um guia de ondas retangular, operando no modo dominante, constituído pela superposição de duas ondas planas propagando em direções inclinadas em relação ao eixo do guia de ondas, formando um conjunto de ondas planas. Ao conjunto de ondas planas, discreto ou contínuo, representando um campo eletromagnético real e arbitrário, dá-se o nome de espectro angular.

3 - ESPECTRO ANGULAR PARA CAMPOS BIDIMENSIONAIS

3.1 - Considerações iniciais

Este capítulo enfocará a expansão de campos eletromagnéticos em ondas planas, isto é, a representação de um campo com o emprego de ondas planas se propagando em várias direções. A análise ficará restrita a campos bi-dimensionais, considerando no sistema de coordenadas cartesianas, sem variação com relação à coordenada y . A solução será construída separando os campos conforme sua polarização com relação ao plano x - z . Para campos com o campo elétrico paralelo ao plano x - z , resultando que o campo magnético fique totalmente transversal a este plano, temos os campos denominados magnéticos transversais (TM). Para campos onde o vetor campo elétrico fique totalmente transversal ao plano x - z , temos os campos denominados transversais elétricos (TE). Salienta-se aqui, TE ou TM com relação ao plano x - z . Será apresentada uma análise mais detalhada apenas para os campos TM, sendo que os campos TE são obtidos por dualidade. Assim, a solução abrangendo todas as seis componentes, três para o campo elétrico e três para o campo magnético são determinadas.

A figura 3.1 ilustra o sistema de coordenadas cartesianas com os campos supostos uniformes com relação a y , dependentes somente de (x,z) , sendo x - y o plano de abertura. Os campos de interesse serão formados por um conjunto de ondas planas na metade do espaço $z \geq 0$, percorrendo direções diferentes e conseqüentemente devem ser paralelas ao plano x - z e a sua direção \hat{u} faz com o eixo z um ângulo θ . Na região $z < 0$ se encontram as fontes e todas as ondas planas seguem para a metade do espaço $z \geq 0$, fazendo com que o ângulo θ , assumido aqui real, limitado entre $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$.

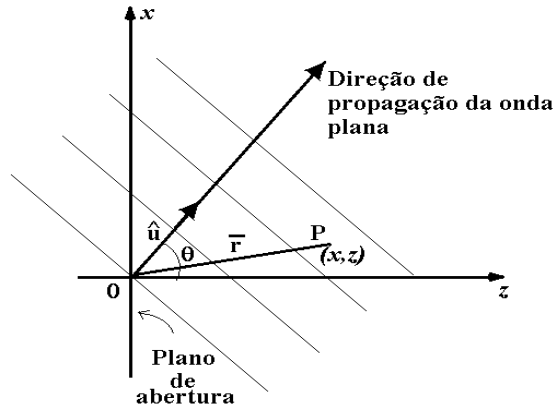


Fig. 3.1 – Geometria bidimensional para os campos que são uniformes em y , que é perpendicular ao plano da figura [3].

Pelo fato de ter sido estabelecida uma dependência bi-dimensional dos campos, tem-se que

$$\vec{r} = x\hat{u}_x + z\hat{u}_z, \quad (3.1)$$

onde \hat{u}_x e \hat{u}_z são os vetores unitários nas direções y e z respectivamente. O vetor unitário na direção de propagação da onda plana fica

$$\hat{u} = \text{sen}\theta\hat{u}_x + \text{cos}\theta\hat{u}_z. \quad (3.2)$$

Seguindo a notação utilizada em [3] onde se considera

$$s = \text{sen}\theta \quad (3.3)$$

e

$$c = \text{cos}\theta = \sqrt{1 - s^2}. \quad (3.4)$$

O vetor de direção unitário pode ser reescrito como

$$\hat{u} = s\hat{u}_x + c\hat{u}_z, \quad (3.5)$$

sendo s e c cossenos de direção e projetando OP , conforme a figura 3.1, sobre a direção da onda plana, tem-se que

$$\hat{u} \cdot \vec{r} = sx + cz \quad (3.6)$$

e o campo elétrico em qualquer ponto (x,z) para $z \geq 0$, pode ser escrito por

$$\bar{E}(x, z) = \bar{E}_0 e^{-jk(sx+cz)}, \quad (3.7)$$

sendo \bar{E}_0 o campo elétrico vetorial na origem O .

Geralmente os campos eletromagnéticos são expressos em campos TM e campos TE. Conforme a figura 3.1, considerando inicialmente apenas componentes do campo elétrico paralelas ao plano (x,z) , resulta que o campo magnético está transversal ao plano citado e obviamente a direção de propagação das ondas planas relativas as componentes do campo elétrico. A este campo refere-se como TM, campo magnético transversal. O outro campo, com vetor campo elétrico perpendicular ao plano, é chamado TE, campo elétrico transversal. Assim sendo, uma análise mais detalhada será feita para os campos TM e estendida aos campos TE.

3.2 - Espectro angular para campos magnéticos transversos

Em duas dimensões, as ondas planas que representam campos TM, têm o vetor campo elétrico paralelos ao plano de propagação conforme ilustrado pela figura 3.2.

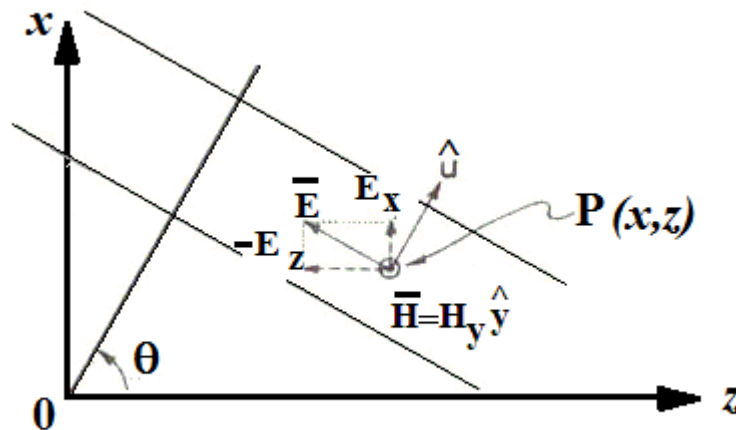


Fig. 3.2 – Mostrando as componentes do campo no ponto $P(x, z)$ para uma onda plana TM [3].

As componentes cartesianas do campo eletromagnético em $P(x,z)$, quando E_0 é a amplitude do fasor campo elétrico da onda plana quando esta passa na origem, serão dadas por

$$\begin{aligned}
E_x(x, z) &= E_0 \cos\theta e^{-jk(sx+cz)} \\
E_z(x, z) &= -E_0 \sin\theta e^{-jk(sx+cz)} \\
H_y(x, z) &= \frac{E_0}{Z} e^{-jk(sx+cz)},
\end{aligned} \tag{3.8}$$

onde Z é a impedância e k a constante de fase do meio. E_y , H_x e H_z são considerados iguais a zero.

Um conjunto de ondas planas se propagando em diferentes direções pode ser convenientemente representado por uma função espectral $A(\theta)$, sendo que a amplitude do campo elétrico da onda plana se propagando na direção θ é dada por $A(\theta)d\theta$. Existe uma analogia entre esta representação e a de campos no domínio do tempo e da frequência, onde a função espectral é análoga à função espectro de frequências.

Desta forma, as componentes de campo dadas nas equações (3.8), são obtidas substituindo E_0 por $A(\theta)d\theta$ e integrando na faixa de ângulos para o qual o espectro angular é definido, resultando para a componente x do campo elétrico

$$E_x(x, z) = \int A(\theta) \cos\theta e^{-jk(sx+cz)} d\theta. \tag{3.9}$$

Uma representação do espectro angular, como usada em [3], consiste em expressar a dependência do espectro não diretamente em termos de θ , mas sim, em termos de $\sin\theta$. Neste caso, substituindo $A(\theta)$ por $F(s)$, e observando que $ds = \cos\theta d\theta$ a equação (3.9) fica

$$E_x(x, z) = \int F(s) e^{-jk(sx+cz)} ds. \tag{3.10}$$

Estendendo os limites de integração por todo o eixo real, não ficando restritos ao estabelecidos pela relação $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, onde a faixa de s seria ± 1 , assim para um campo TM bidimensional, tem-se

$$\begin{bmatrix} E_x(x, z) \\ E_z(x, z) \\ H_y(x, z) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) \begin{bmatrix} 1 \\ -s/c \\ (Z/c)^{-1} \end{bmatrix} e^{-jk(sx+cz)} ds, \tag{3.11}$$

sendo $c = \sqrt{1-s^2}$. Observa-se aqui que os campos estabelecidos pelas equações (3.11), em termos de uma única função $F(s)$, porém apenas para campos TM. Também, deve-se

notar que as equações (3.11) representam os campos em qualquer local a direita do plano de abertura, isto é para $z \geq 0$.

3.3 – Ondas evanescentes

Com o objetivo de um melhor entendimento das equações (3.11), isto é, da representação em duas dimensões de um campo TM, a contribuição diferencial da componente x do campo elétrico é dada por [3]

$$dE_x(x, y) = F(s)e^{-jk(sx+cz)} ds. \quad (3.12)$$

Se $|s| \leq 1$, θ está na faixa de $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, e a onda plana elementar da equação (3.12) é do tipo homogênea como foi descrita no capítulo 2. A onda se propaga com a velocidade dada pelas características do meio, $1/\sqrt{\mu\epsilon}$, e transfere potência para a região $z \geq 0$. Esse fenômeno é conhecido como parte visível ou de propagação do espectro angular.

Se $|s| \geq 1$, s assumido ainda real, o cosseno agora é imaginário, ficando

$$c = \sqrt{1 - s^2} = \pm j\chi, \quad (3.13)$$

sendo χ real e positivo. Substituindo na equação (3.12), escolhendo $c = -j\chi$ para que os campos permaneçam finitos quando $z \rightarrow \infty$ (condição de contorno para campos radiados) tem-se

$$dE_x(x, y) = F(s)e^{-jksx} e^{-k\chi z} ds. \quad (3.14)$$

Isto significa que temos uma onda plana com determinada complexidade, isto é, não homogênea, cuja amplitude não é constante ao longo do plano de fase constante. Suas propriedades são as seguintes:

1. Sobre o eixo x se encontra a direção de propagação da onda, ou seja, paralelo ao plano de abertura, positivo ou negativo dependendo do sinal de s. A figura 3.3 ilustra frentes de onda de fase constante de uma onda plana não homogênea.

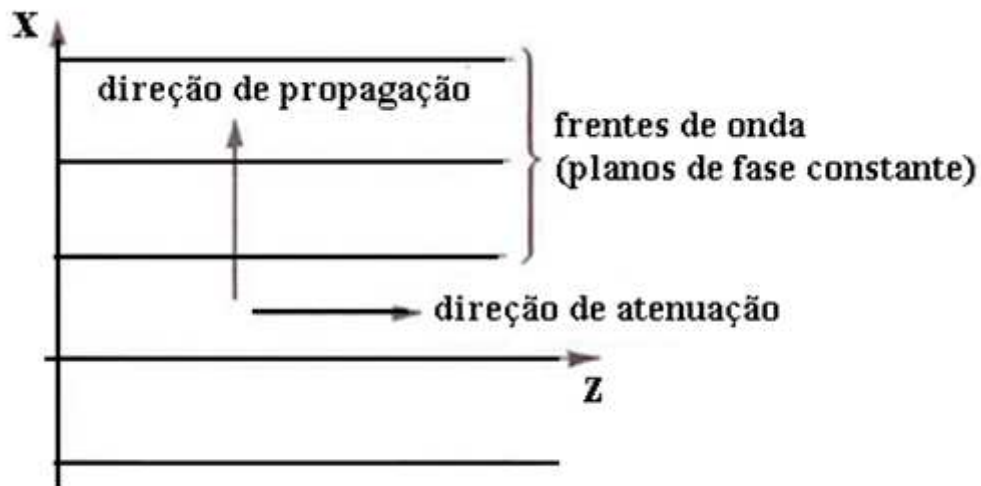


Fig. 3.3 - Onda plana não homogênea.

2. As componentes dos campos têm amplitudes chamadas evanescentes que atenuam exponencialmente na direção z . A distância do plano de abertura, cuja amplitude da onda plana da equação acima diminuiu de e^{-1} ($=0,3679$) do seu valor em $z = 0$ é

$$z = \frac{\lambda}{2\pi\chi}, \quad (3.15)$$

sendo χ é real e positivo. Para distâncias χ de poucos comprimentos de onda o campo é atenuado de forma a se tornar insignificante.

3. Da equação (3.14), restaurando sua dependência do tempo, podemos escrever que

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{\omega}{s\omega\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{1}{s\sqrt{\mu\epsilon}}. \quad (3.16)$$

Uma vez que $|s| > 1$, a velocidade é mais lenta do que a da propagação de ondas planas homogêneas no meio. Estas ondas transportam energia, mas não se propagam para a região $z \geq 0$. Ondas associadas a uma superfície, como no caso da em estudo associada ao plano de abertura, recebem o nome de ondas de superfície.

Como ilustração de surgimento de onda de superfície, pode-se citar como exemplo, a incidência de uma onda plana oriunda de um dielétrico, na interface dielétrico-ar como ilustrada na figura 3.4.

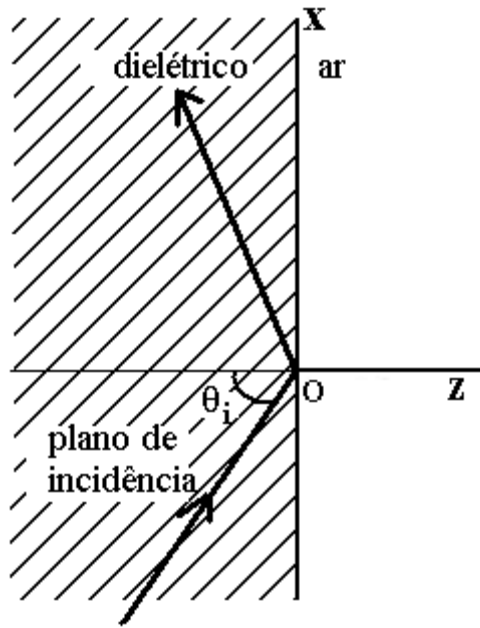


Fig. 3.4 - Onda incidente em uma fronteira formada por dielétrico-ar sendo $\theta_i > \theta_{crítico}$ [3].

Aqui o plano de abertura é o plano relativo à separação dos dois meios. Se a onda incide do dielétrico com um ângulo de incidência $\theta_i > \theta_{crítico}$, temos reflexão total. Para $\theta_i > \theta_{crítico}$ a onda plana transmitida para o meio ar se propaga paralela ao plano de abertura. Note que estamos tratando de ondas em regime estacionário, logo nenhuma energia é transportada para o meio ar. A existência de campos no meio ar é requerida uma vez que a componente tangencial dos campos elétrico e magnético tem que ser contínuas na interface (note a não existência de distribuições superficiais de carga na superfície de separação dos dois meios). Da lei de Snell

$$\eta_{dielétrico} \text{sen} \theta_t = \eta_{ar} \text{sen} \theta_i, \quad (3.17)$$

onde η é a impedância intrínseca do meio, resultando para a figura 3.4

$$\text{sen} \theta_t = \sqrt{\epsilon_{rd}} \text{sen} \theta_i, \quad (3.18)$$

onde ϵ_{rd} é a permissividade relativa do dielétrico. Quando $\theta_i > \theta_{crítico} (= \text{sen}^{-1} \sqrt{\epsilon_{rd}})$ resultando que $\text{sen} \theta_t$ fica maior que um, porém ainda real.

Para um ângulo θ complexo, aplicando-se duas condições:

I - s ($s = \text{sen} \theta$) é real e na faixa $-\infty < s < \infty$

II - quando $|s| > 1$, $c = \sqrt{1 - s^2} = -j\chi$ é imaginário negativo, sendo χ real e maior que zero.

Pode-se mostrar que o contorno Γ de θ no plano complexo de θ , correspondente à linha real de s de $-\infty$ a $+\infty$, conforme ilustrado na figura 3.5 [3].

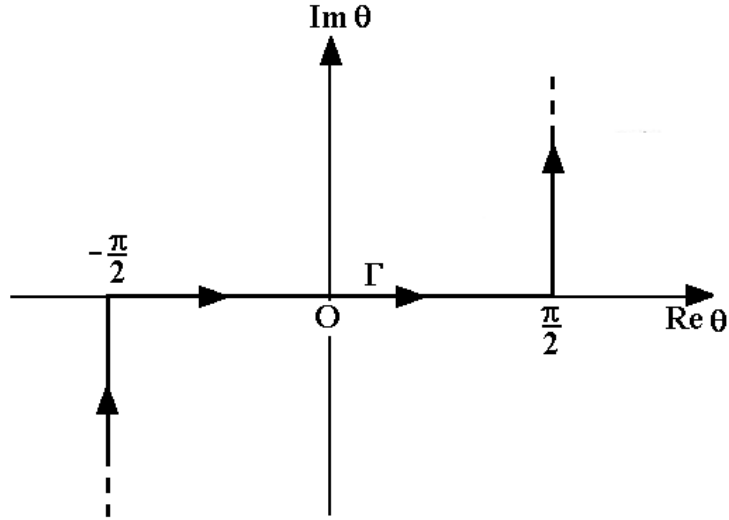


Fig. 3.5 - Representação de θ no plano θ -complexo: O contorno Γ corresponde a $s = \text{sen}\theta$ [3].

3.4 - Transformada de Fourier do espectro angular

Considerando a componente x do campo elétrico sobre o plano da abertura, isto é, em $z=0$, resulta,

$$E_{ax}(x) = E_x(x, 0) \quad (3.19)$$

e para o campo TM dado pelas equações (3.11)

$$E_{ax}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s)e^{-jksx} ds. \quad (3.20)$$

Então o campo na abertura $E_{ax}(x)$ é a transformada de Fourier do espectro angular da onda plana $F(s)$. A transformada inversa de Fourier produz

$$F(s) = \frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} E_{ax}(x)e^{jksx} dx. \quad (3.21)$$

A importância do emprego destas expressões pode ser explicada da seguinte forma: se são conhecidas as componentes tangenciais dos campos na abertura, em $z=0$, aplicando a equação (3.16) chega-se a $F(s)$. Com $F(s)$, o qual é o espectro angular, pode-se

determinar com o emprego das equações (3.11) os campos em qualquer lugar na região $z \geq 0$.

Simbolicamente pode-se exprimir a relação entre $F(s)$ e $E_{ax}(x)$ de forma simplificada

$$F(s) \leftrightarrow E_{ax}(x) \quad (3.22)$$

e novamente enfatizando a analogia com a mais usual relação

$$F(\omega) \leftrightarrow f(t), \quad (3.23)$$

onde

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (3.24)$$

e

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (3.25)$$

3.5 - Exemplo de difração de uma onda plana por uma fenda

Seja uma superfície condutora perfeitamente coincidente com o plano x-y com uma abertura simétrica ao longo da direção y, como ilustrado na figura 3.6. Sendo a onda plana incidente linearmente polarizada com seu campo elétrico totalmente direcionado na direção x, ou seja

$$E_x^{inc}(x, z) = E_0 e^{-jkz}. \quad (3.26)$$

O campo difratado será TM e as equações desenvolvidas se aplicam. Pode-se observar que para o plano de abertura da figura 3.6, conforme a condição de contorno de componente tangencial nula do campo elétrico sobre as superfícies condutoras, da onda incidente dada pela equação 3.25, pode-se escrever

$$\begin{aligned} E_{ax}(x) &= E_0 \quad \text{para } |x| \leq \frac{a}{2} \\ &= 0 \quad \text{para outros locais} \end{aligned} \quad (3.27)$$

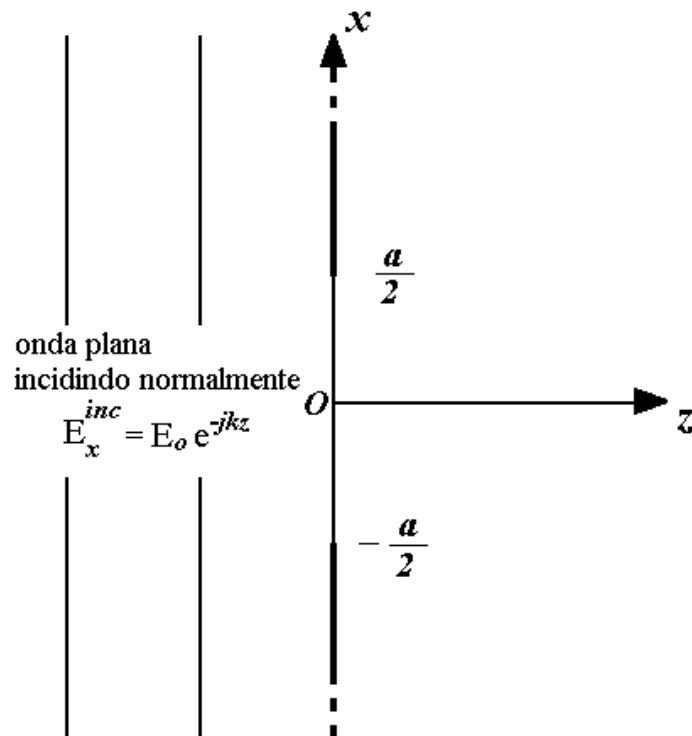


Fig. 3.6 - Abertura em uma superfície condutora de espessura infinitesimal iluminada por uma onda plana normalmente incidente [3].

Aplicando a equação (3.21)

$$F(s) = \frac{E_0}{\lambda} \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} e^{jksx} dx \quad (3.28)$$

resultando [3]

$$F(s) = E_0 \frac{a}{\lambda} \text{sinc}\left(\frac{as}{\lambda}\right). \quad (3.29)$$

A função sinc usada na equação (3.29) é dada por

$$\text{sinc}(u) = \frac{\text{sen}(\pi u)}{\pi u}, \quad (3.30)$$

a qual está ilustrada na figura 3.7

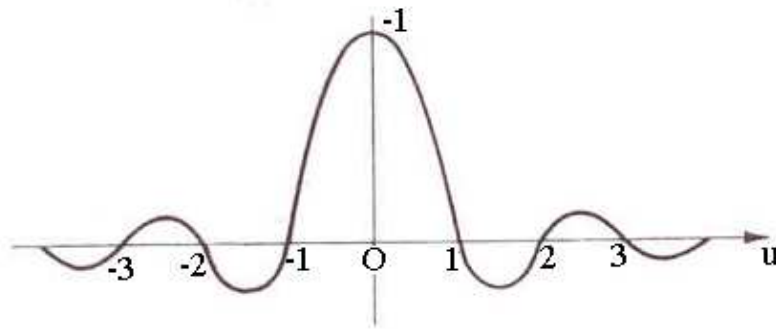


Fig. 3.7 - Ilustração da função $\text{sinc}(u) = \frac{\text{sen}(\pi u)}{\pi u}$ [3].

São algumas de suas propriedades:

$$\text{sinc}(0) = 1 \tag{3.31}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \text{sinc}(u) du = 1 \tag{3.32}$$

sendo que seus zeros ocorrem em $u = \pm 1, \pm 2$, etc.

Aplicando estas propriedades no espectro angular difratado dado pela equação (3.29), este apresenta o mesmo formato dado pelo gráfico da figura 3.7 com

$$u = \frac{as}{\lambda} = \frac{a \text{sen} \theta}{\lambda}. \tag{3.33}$$

O máximo do espectro ocorre na direção $\theta=0$ com amplitude

$$F(0) = \frac{E_0 a}{\lambda}, \tag{3.34}$$

o qual aumenta quando $\frac{a}{\lambda}$ aumenta.

3.6 - Determinações do campo distante com emprego do espectro angular

As equações (3.11) podem representar qualquer campo eletromagnético TM na região $z \geq 0$. Seja, por exemplo, a componente x do campo elétrico

$$E_x(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(s) e^{-jk(sx+cz)} ds. \quad (3.35)$$

Embora o campo seja obtido da integração acima, esta nem sempre é simples de ser solucionada. Porém, para a determinação do campo a grandes distâncias de aberturas finitas, a equação (3.35) pode ser resolvida pelo método de fase estacionária. Outro método mais rigoroso, para obter a solução com as condições dadas anteriormente é o denominado método de ponto de sela (*saddle-point method, method of steepest descent*) [3,6].

Inicialmente, identifica-se o ponto P de coordenadas cilíndricas (r, ψ) e substituindo as coordenadas retangulares $x = r \sin \psi$ e $z = r \cos \psi$, conforme ilustrado na figura 3.8.

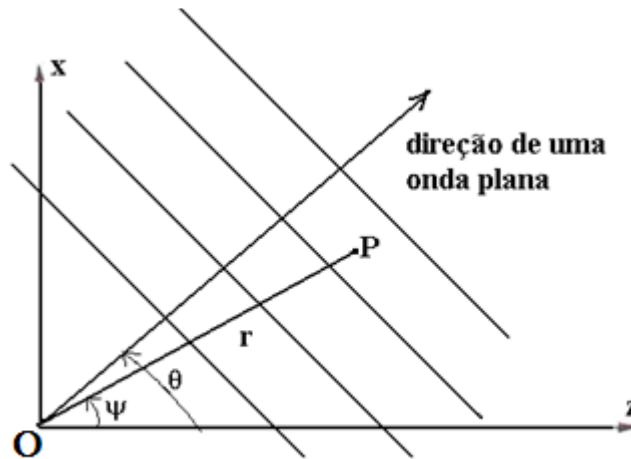


Fig. 3.8 - Coordenadas cilíndricas (r, ψ) do ponto P [3].

Assim a equação (3.35) pode ser reescrita como

$$\begin{aligned} E_x(r, \psi) &= \int_{-\infty}^{\infty} F(s) e^{-jkr(s \sin \psi + c \cos \psi)} ds \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} F(\sin \theta) e^{-jkr \cos(\psi - \theta)} d(\sin \theta). \end{aligned} \quad (3.36)$$

A relação trigonométrica,

$$\cos(\theta - \psi) = \cos \theta \cos \psi + \sin \theta \sin \psi, \quad (3.37)$$

foi usada na obtenção da segunda parte da equação (3.36)

Considerando para campo distante de modo que $kr \gg 1$, para a maior parte de valores de ψ ondas evanescentes não contribuem para o campo. A medida que o ângulo θ varia, assumindo valores reais, a fase dada na exponencial da equação (3.36) passa por múltiplos de 2π , exceto quando $\cos(\psi-\theta)$ é estacionário, isto é, quando $\theta=\psi$. Tal fato ocorre quando para a onda plana se propagando na direção OP ilustrada na figura 3.8.

Supondo que $F(s)$ é uma função limitada e contínua de s , o que significa que $F(s)$ está livre de qualquer componente discreta da função delta, implica que o campo na abertura é diferente de zero somente sobre uma área finita do plano de abertura. Esta condição é perfeitamente adequada com a prática. Então, $\sin\theta$ varia de acordo com os limites de integração, porém as contribuições devido a $F(s)$ surgem com amplitudes com valores próximos, mas em fases opostas. Assim pares de valores que basicamente se cancelam ocorrem em todo o percurso da integração, exceto na direção de fase estacionária. A única contribuição para a integral dada na equação (3.36) vem da direção $\theta=\psi$ e de sua vizinhança próxima, de forma que o campo elétrico no ponto P fica

$$E_x(r, \psi) \cong CF(\sin\psi)e^{-jkr}, \quad (3.38)$$

onde C é uma constante a ser determinada e a igualdade para a equação é esperada para $kr \rightarrow \infty$.

O método da fase estacionária aplicado a a uma integral da forma

$$I = \int_a^b f(x)e^{jKg(x)} dx, \quad (3.39)$$

onde $f(x)$ e $g(x)$ são funções reais, contínuas e limitadas e K é um numero real positivo de alto valor, será desenvolvido de forma a obter a constante C.

Seja a função de fase $g(x)$ estacionária somente no ponto $x=x_0$ na faixa de integração, de forma que sua derivada

$$g'(x_0) = 0; a < x_0 < b. \quad (3.40)$$

A contribuição para a integral (3.39) será dada em x_0 e suas vizinhanças. Assim sendo, considerando $x = x_0 + \xi$ e expandindo $g(x)$ em uma série de Taylor no ponto $x = x_0$ resulta

$$g(x) = g(x_0) + 0 + \frac{1}{2} \xi^2 g''(x_0) + \dots \quad (3.41)$$

resultando para a equação (3.39)

$$I \cong f(x_0) e^{jKg(x_0)} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\frac{1}{2}Kg''(x_0)\xi^2} d\xi, \quad (3.42)$$

a qual é do tipo padronizado

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\alpha\xi^2} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \quad \text{para } \text{Re}(\alpha) > 0, \quad (3.43)$$

sendo

$$\alpha = -j\frac{1}{2}K|g''(x_0)|\text{sgn}[g''(x_0)]. \quad (3.44)$$

onde $\text{sgn}(\)$ é a função sinal a qual, sendo x um número real, está definida na equação (3.45), e ilustrada na figura 3.9

$$\text{sgn}(x) = \frac{x}{|x|}. \quad (3.45)$$

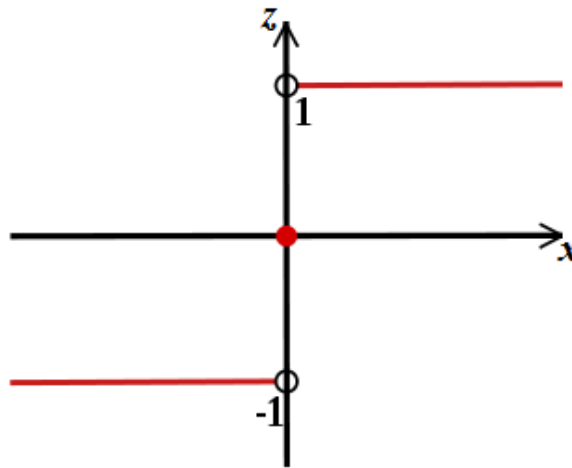


Fig. 3.9 - Função sinal $z=\text{sgn}(x)$.

Assumindo que α tem uma pequena parte real, resulta para a equação (3.39)

$$I \cong \sqrt{\frac{2\pi}{K|g''(x_0)|}} f(x_0) e^{j\left(Kg(x_0) - \frac{\pi}{4}\text{sgn}[g''(x_0)]\right)}. \quad (3.46)$$

Este resultado é conhecido como algoritmo de fase estacionária para avaliação assintótica , com $K \rightarrow \infty$, de integrais do tipo dado na equação (3.36).

Reescrevendo a segunda parte da equação (3.36)

$$E_{x(r,\psi)} = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\text{sen}\theta) e^{-jkr \cos(\psi-\theta)} d(\text{sen}\theta) , \quad (3.47)$$

pode-se identificar a a variável de integração x com θ , o ponto de fase estacionária x_0 com ψ , K com kr , $f(x)$ com $\cos\theta F(\text{sen}\theta)$ e $g(x)$ com $-\cos(\theta-\psi)$. Então para $kr \rightarrow \infty$

$$E_x(r, \psi) \cong \sqrt{\frac{j\lambda}{r}} \cos\psi F(\text{sen}\psi) e^{-jkr} \quad (3.48)$$

e as componentes restantes são dadas por

$$E_z(r, \psi) \cong -\sqrt{\frac{j\lambda}{r}} \text{sen}\psi F(\text{sen}\psi) e^{-jkr} \quad (3.49)$$

e

$$H_y(r, \psi) \cong \frac{1}{z} \sqrt{\frac{j\lambda}{r}} F(\text{sen}\psi) e^{-jkr} . \quad (3.50)$$

O método de ponto de sela proporciona uma justificativa mais rigorosa do algoritmo de fase estacionária dada pela equação (3.46) do que os apresentados anteriormente. Este método é basicamente uma extensão do método de Laplace, para integrais no plano complexo, o qual será descrito inicialmente.

O método de Laplace fornece uma representação assintótica para determinadas integrais reais da forma $\int_a^b \varphi(x, t) dt$ as $x \rightarrow \infty$ [6]. A idéia básica é aproximar a integral levando em consideração apenas a faixa da integral em que $\varphi(x, t)$ apresenta seus maiores valores, sendo o método útil quando se estas maiores contribuições tornam-se mais dominantes quando $x \rightarrow \infty$. Seja por exemplo, a obtenção da expressão aproximada, válida para grandes valores de x da função

$$\psi(x) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-xcosh\theta} d\theta. \quad (3.51)$$

Observando o sinal negativo da exponencial, sendo a expressão de $\cosh\theta$ dada por

$$\cosh\theta = \frac{e^\theta + e^{-\theta}}{2} \quad (3.52)$$

e como ilustração, valores numéricos mostrados na figura 3.10.

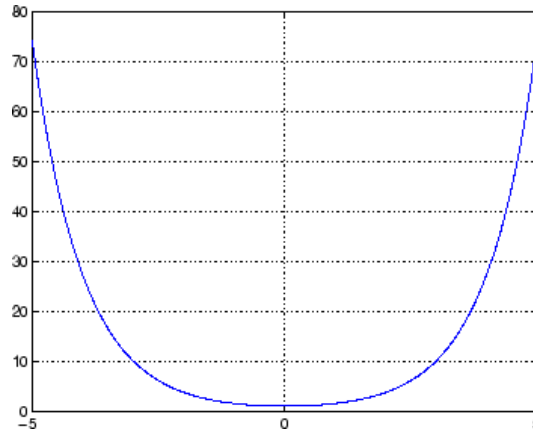


Fig. 3.10 - Representação gráfica da função $\cosh\theta$ para $-5 \leq \theta \leq 5$ [6].

Nota-se que o integrando da equação (3.51) apresenta seu valor máximo para $\theta=0$. para qualquer valor de θ , $\cosh \theta > 1$, de forma que quando x torna-se grande, o valor do integrando para qualquer $\theta \neq 0$ tende a ser esponencialmente pequeno quando comparado com o valor para $\theta=0$.

Um conjunto de gráficos do integrando, multiplicado por e^x por questão de escala, para $x=1,10,100$ está mostrado na figura 3.11.

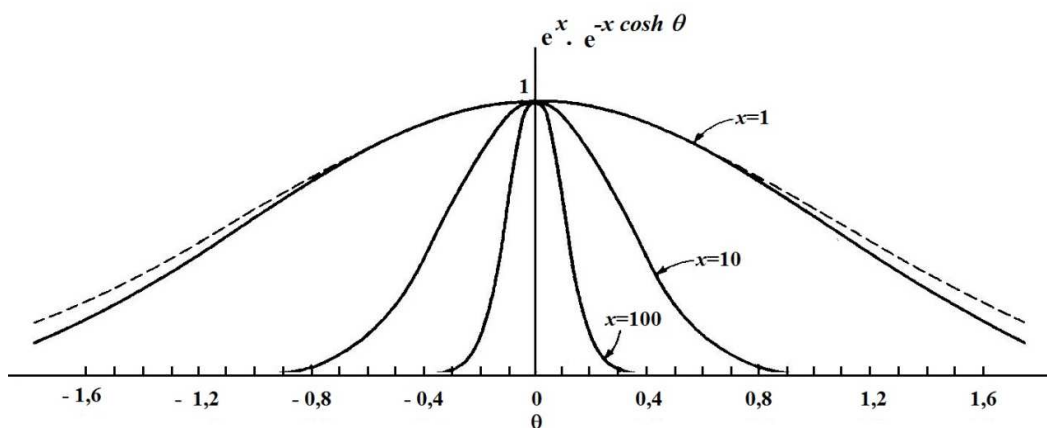


Fig. 3.11 - Função $e^{x(1-\cosh\theta)}$ em função de x . (Esboços de $\frac{e^{-x\theta^2}}{2}$ são também mostrados em linhas tracejadas) [6].

Nota-se que a medida que x aumenta, o valor do integrando tende a ser dado somente por valores de θ perto da origem. Assim pode-se substituir $\cosh\theta$ pelo seu valor aproximado, $1 + \frac{1}{2}\theta^2$ [13] válido próximo da origem resultando a expressão aproximada dada na equação (3.53)

$$\psi(x) \approx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x(1+\frac{1}{2}\theta^2)} d\theta = \sqrt{\frac{2\pi}{x}} e^{-x}. \quad (3.53)$$

Multiplicando o integrando da equação (3.53) por e^x a fim de comparação, nota-se que na figura 3.11, as linhas descontínuas representam curvas para $e^{-\frac{1}{2}x\theta^2}$, e para $x=10$ e $x = 100$ elas basicamente coincidem com $e^{x(1-\cosh\theta)}$

Se o integrando da equação (3.51) contém um fator $f(\theta)$, então [6]

$$\psi_1(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\theta) e^{-x\cosh\theta} d\theta \quad (3.54)$$

e se $f(\theta)$ é contínua e diferente de zero, tem-se [6]

$$\psi_1(x) \approx \sqrt{\frac{2\pi}{x}} f(0) e^{-x}. \quad (3.55)$$

A segunda parte da equação (3.36) pode ser expressa como uma integral de contorno dada pela equação (3.56), ao longo do contorno Γ como mostrado na figura 3.5.

$$E_x(r, \psi) = \int_{\Gamma} \cos\theta F(\sin\theta) e^{-jkr\cos(\psi-\theta)} d\theta. \quad (3.56)$$

Ao longo do eixo θ real, o argumento da exponencial é puramente imaginário, e é um mínimo no ponto $\theta = \psi$. Se agora, nesta condição, for suposto que o argumento da exponencial é uma função complexa $z(\theta)$, observando a característica imaginária da exponencial, pode-se ver o eixo real como a direção ao longo da qual $Re(z) = \text{constante} = 0$, e $Im(z)$ atinge um mínimo. Mas da teoria de variáveis complexas, sendo $\mathbf{Z}(\theta)$ uma função analítica, quer seja $Re(z)$ ou $Im(z)$ podem ter um máximo ou mínimo absoluto. Então o ponto $\theta = \psi$ tem que ser um ponto de sela, tanto para $Re(z)$ quanto para $Im(z)$, fato que dá nome ao método. Porém, mais importante, pode-se encontrar uma via, passando pelo ponto $\theta = \psi$, ao longo da qual a parte real de z é um máximo no ponto de sela e decresce rapidamente em ambos os lados para grandes valores negativos. Esta é a via de

steepest descent para $Re(z)$ e coincide com $Im(z) = \text{constante}$. Esta via de integração, Γ_s está mostrada na figura 3.12, juntamente com o contorno de integração original Γ .

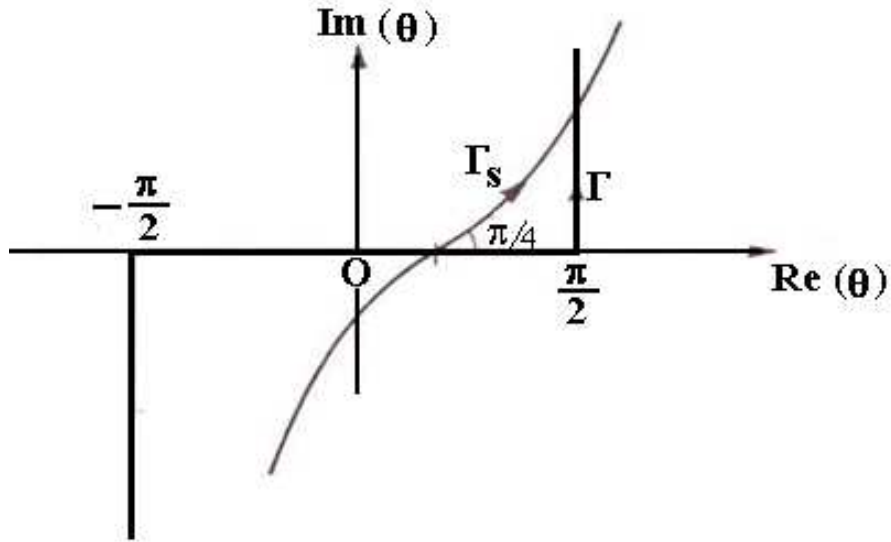


Fig. 3.12 - Contorno Γ_s [3].

Uma vez que o integrando não contém singularidades, o teorema de Cauchy [6] assegura que se pode avaliar a integral pela via Γ_s . A forte localização dos valores que contribuem para a integral é confirmada, uma vez que o argumento da exponencial da equação (3.56) é real e decresce rapidamente para grandes valores negativos em ambos os lados do ponto de sela, sendo ainda uma contribuição mais localizada a medida que $kr \rightarrow \infty$.

Voltando agora às equações (3.47)-(3.49), e substituindo o ângulo polar ψ do ponto P onde se determina o campo por θ , e com a ajuda da figura 3.13 para as relações entre as componentes em coordenadas retangulares e polares, resulta que a expressão para campo distante para o campo radiado em duas dimensões (TM como estabelecido no item 3.1) é a onda cilíndrica dada pela equação (3.57)

$$E_\theta(r, \theta) = ZH_y(r, \theta) = \sqrt{\frac{\lambda}{r}} F(\text{sen}\theta) e^{-j(kr - \pi/4)}. \quad (3.57)$$

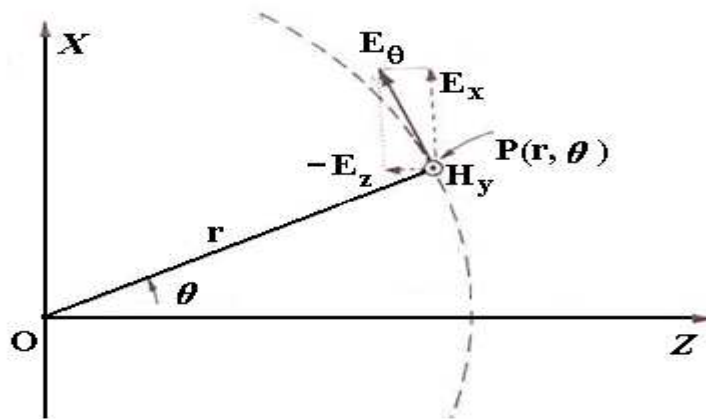


Fig. 3.13 - Componentes TM do campo distante no ponto (r, θ) [3].

Uma onda do tipo da equação (3.57) é denominada onda cilíndrica uma vez que sua fase é constante sobre superfícies cilíndricas. e conforme a figura 3.13, o eixo do cilindro coincide com o eixo y . Pode-se observar que a amplitude da onda decresce com $r^{-1/2}$, e sua dependência angular é dada pelo espectro angular $F(\text{sen}\theta)$. Aplicando o teorema de Poynting na equação (3.57) resulta que o fluxo de potência é radial em todos os pontos (campo distante) e com magnitude

$$S_r(r, \theta) = \frac{\lambda}{2Zr} |F(\text{sen}\theta)|^2. \quad (3.58)$$

3.7 - Considerações sobre campo distante de uma antena

No estudo até agora apresentado podem-se observar que:

- O campo distante de uma antena é assintoticamente igual ao seu espectro angular.
- O espectro angular de uma antena é a transformada de Fourier de seu campo de abertura, que é a componente tangencial do campo no plano de abertura da antena.

Estes resultados foram devidamente provados para o caso de uma das componentes polarizadas ortogonalmente para o campo radiado bi-dimensional, estabelecidos pelas equações (3.57) e (3.21). Porém, estes resultados são válidos também para o caso tri-dimensional [3]. No estudo de antenas é comum definir o campo distante sobre uma esfera de raio suficientemente grande. Em duas dimensões temos esta definição aplicada em um

círculo. Na prática, para a maior parte das aplicações é comum tomar como campo distante um raio r , seja do círculo ou da esfera, de forma que

$$r \geq \frac{2a^2}{\lambda}, \quad (3.59)$$

onde a é a dimensão da abertura para o caso de abertura unidimensional ou a maior dimensão para o caso bi-dimensional [3].

É importante frisar que a relação dada pela transformada de Fourier entre espectro angular e campo de abertura são exatas, porém com relação ao campo distante de uma antena pode-se observar que este é dado aproximadamente pela transformada de Fourier do campo na abertura.

Uma das características de campo distante é que ele obedece a leis da óptica geométrica. Em um meio uniforme os raios se propagam em linhas retas definindo a direção de propagação da onda. A figura 3.14 ilustra raios com o centram passando pelos pontos P_1 e P_2 os quais estão as distâncias r_1 e r_2 respectivamente. Para um ângulo infinitesimal $d\theta$, a potência que atravessa uma seção transversal como ilustrada na figura 3.14 são iguais, ou seja,

$$S_r(r_1, \theta)r_1 d\theta = S_r(r_2, \theta)r_2 d\theta, \quad (3.60)$$

onde S_r é o fluxo de potência radial com dimensão de watts por metro por unidade de largura.

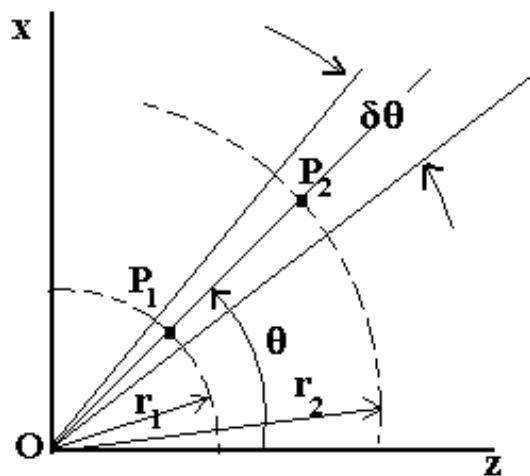


Fig. 3.14 - Raios associados com campo distante [3].

3.8 - As seis componentes do campo bidimensional

As equações (3.10) mostram três das seis componentes de campo, as quais se repetem nas equações (3.61) com a designação TM evidenciada na função espectro angular.

$$\begin{bmatrix} E_x(x, z) \\ E_z(x, z) \\ H_y(x, z) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{TM}(s) \begin{bmatrix} 1 \\ -s/c \\ (Zc)^{-1} \end{bmatrix} e^{-jk(sx+cz)} ds \quad (3.61)$$

para a solução assintótica onde $kr \rightarrow \infty$ resultam

$$\begin{bmatrix} E_x(r, \theta) \\ E_z(r, \theta) \\ H_y(r, \theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \\ Z^{-1} \end{bmatrix} \sqrt{\frac{j\lambda}{r}} F_{TM}(\text{sen}\theta) e^{-jkr}, \quad (3.62)$$

tendo a forma polar,

$$E_\theta(r, \theta) = ZH_y(r, \theta) = \sqrt{\frac{\lambda}{r}} F_{TM}(\text{sen}\theta) e^{-j(kr-\pi/4)} \quad (3.63)$$

O campo elétrico transversal (TE), bi-dimensional, pode ser construído da mesma forma em termos de espectro angular $F_{TE}(s)$. Porém, ao invés de utilizar-se da forma que se construiu a equação para $F_{TM}(s)$, é mais fácil utilizar o princípio da dualidade que permite, literalmente, escrever os campos TE pela inspeção dos campos TM. Sendo (E_1, H_1) é uma solução da equação de Maxwell num meio livre, sem perdas, então uma solução com valores independentes (E_2, H_2) pode ser obtido substituindo $E_2 = ZH_1$ e $H_2 = -E_1/Z$ e, resultando, com a substituição de $c^{-1}F_{TM}(s)$ por $F_{TE}(s)$ [3]:

$$\begin{bmatrix} E_y(x, z) \\ H_x(x, z) \\ H_z(x, z) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} F_{TE}(s) \begin{bmatrix} 1 \\ -c/Z \\ s/Z \end{bmatrix} e^{-jk(sx+cz)} ds. \quad (3.64)$$

Assim, o campo na abertura terá novamente seu significado como o campo elétrico tangencial sobre o plano de abertura,

$$E_{ay}(x) = E_y(x, 0). \quad (3.65)$$

Da equação (3.64) tem-se que $E_{ay}(x)$ é a transformada de Fourier de $F_{TE}(s)$, podendo-se escrever

$$E_{ay}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} F_{TE}(s)e^{-jksx} ds, \quad (3.66)$$

e o espectro angular elétrico transverso fica

$$F_{TE}(s) = \frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} E_{ay}(x)e^{jksx} dx. \quad (3.67)$$

Para obtenção do campo distante, solucionando as equações (3.64) para esta condição, a solução pode ser obtida por dualidade da equação (3.63) resultando para $kr \rightarrow \infty$

$$E_y(r, \theta) = -ZH_{\theta}(r, \theta) = \sqrt{\frac{\lambda}{r}} F_{TE}(\text{sen}\theta)e^{-j(kr-\pi/4)}, \quad (3.68)$$

a qual é a onda cilíndrica como representada na figura 3.15

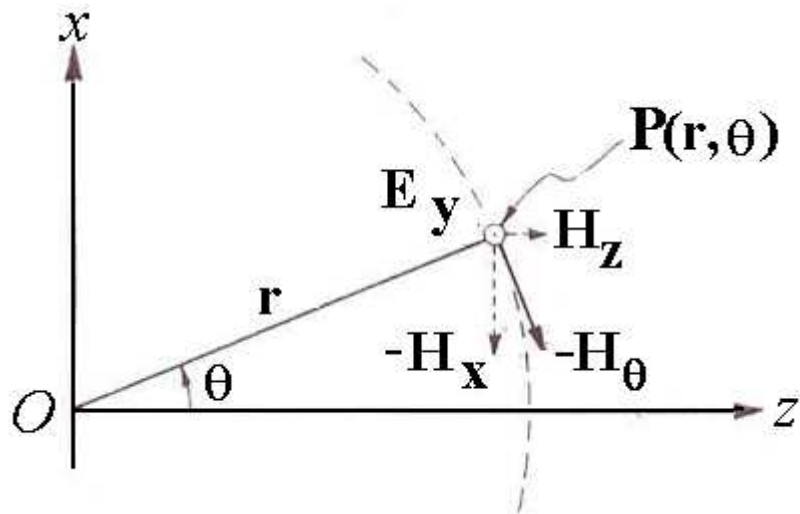


Fig. 3.15 - Componentes TE de campo distante no ponto (r, θ) [3].

O campo eletromagnético completo em duas dimensões, radiando no espaço $z \geq 0$, é obtido por uma combinação entre os resultados das equações (3.61) e (3.64), os quais representam dois espectros angulares independentes, resultando

$$\begin{bmatrix} F_{TM}(s) \\ F_{TE}(s) \end{bmatrix} = \frac{1}{\lambda} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{bmatrix} E_{ax}(x) \\ E_{ay}(x) \end{bmatrix} e^{jksx} dx. \quad (3.69)$$

O campo em duas dimensões, assintoticamente obtido para $kr \rightarrow \infty$, é a combinação entre os resultados das equações (3.63) e (3.68), resultando

$$E(r, \theta) = E_\theta(r, \theta)\hat{\theta} + E_y(r, \theta)\hat{y} = \sqrt{\frac{j\lambda}{r}} e^{-jkr} [F_{TM}(\text{sen}\theta)\hat{\theta} + \cos\theta F_{TE}(\text{sen}\theta)\hat{y}] \quad (3.70)$$

e

$$H(r, \theta) = Z^{-1}\hat{r}\times\bar{E}(r, \theta). \quad (3.71)$$

A figura 3.16 ilustra os campos representados pelos espectros $F_{TM}(s)$ e $F_{TE}(s)$.

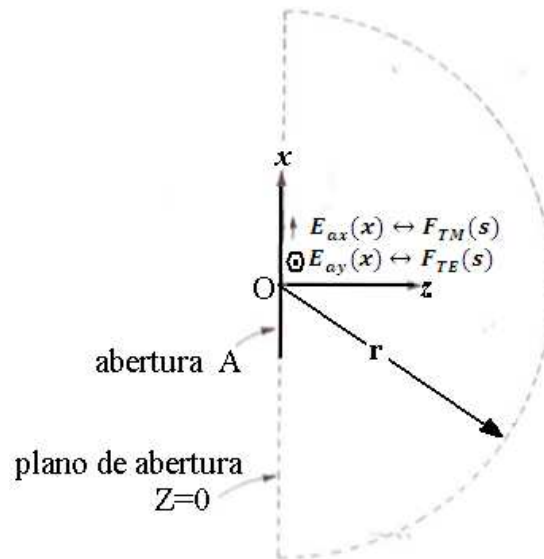


Fig. 3.16 - Representação do campo bidimensional radiado a partir da abertura A no semi-espaço $z \geq 0$.

4 – APLICAÇÃO – MEDIDAS DE ANTENAS

4.1 – Introdução

Medida, ou processo de medição, a qual é um procedimento muito bem definido e controlado, foi definida por Lord Kelvin da seguinte forma [2]: “A determinação quantitativa de uma magnitude física adotada como um padrão ou por meio de um instrumento calibrado. O resultado de uma medida é, portanto, um valor numérico que exprime a relação entre a grandeza em análise e uma magnitude padrão considerada como uma unidade”.

Com o passar dos anos e com uma visão generalizada de processo de medição, sua definição passou a ser expressa da seguinte forma: As medições são, portanto, uma combinação cuidadosamente equilibrada de física (transferência de energia) e da matemática aplicada (transferência de informação). Observa-se que energia não pode ser drenada de um sistema sem afetar seu comportamento, resultando que o processo de medição afeta a grandeza a ser mensurada.

A caracterização de antenas em campo próximo é uma técnica que permite que as medidas sejam realizadas próximas às antenas, em ambientes reduzidos e altamente controlados, podendo eliminar ou até mesmo suprimir estranhos ruídos e interferências mecânica, ambiental e eletromagnética.

É aplicado para medidas de antenas, o conceito de extração de informação, devido o intervalo de teste ser bastante semelhante a um sistema de comunicação. Embora inicialmente não contenha nenhuma informação, ela pode ser extraída do sinal de entrada Tx comparando com o sinal de saída Rx, dos circuitos que estamos empenhados a estudar, permitindo que o processo de medição de antena em campo próximo seja realizado.

4.2 - Diagramas de radiação

Embora o conceito de radiador isotrópico seja muito útil como padrão para compararmos diagramas de antenas reais, caracterizadas por não radiar energia eletromagnética de forma uniforme em todas as direções. Salienta-se aqui a natureza tri-dimensional do diagrama isotrópico, uma vez que antenas omnidirecionais, onde a

radiação se processa de forma igual em todas as direções de um plano, são facilmente montadas, tendo como exemplo típico a antena dipolo de meia onda.

Na figura 4.1 tem-se a posição relativa do sistema angular de Tx (transmissor) e Rx (receptor), sendo que Rx está se movendo em torno de um caminho circular com os ângulos Φ fixo e θ variando ao longo desse caminho, tendo Tx em seu centro. Para um valor suficientemente grande de R, de forma a antena receptora Rx estar posicionada em campo distante, a relação da transferência de potência entre as antenas, com respeito a $\theta=0$, por exemplo, depende do ângulo θ . Como ilustração a figura 4.2 mostra a relação do sinal recebido em função do ângulo θ em formato retangular.

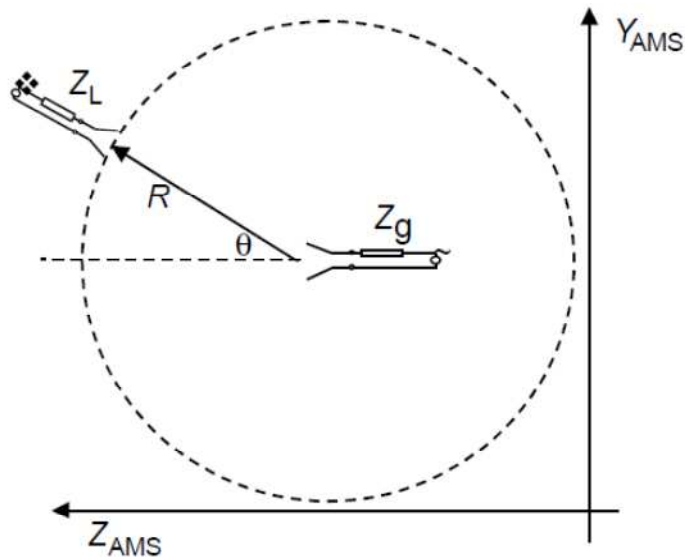


Fig. 4.1 - Procedimento de verificação da potência recebida em função da direção [2].

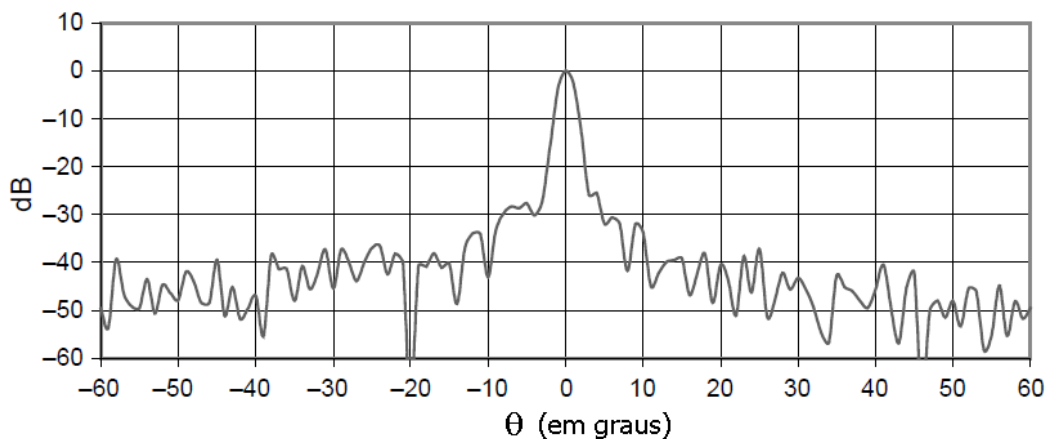


Fig. 4.2 - Potência recebida normalizada conforme Rx move ao longo do círculo da figura 4.1 [2].

Os diagramas de radiação são dependentes tanto de θ quanto de Φ , ângulos que definem a direção da radiação do transmissor ao receptor. Uma vez que a antena obedeça o teorema da reciprocidade [7], as formas do diagrama são as mesmas, definindo tanto a transmissão quanto a recepção de energia por uma antena.

4.3 – Formas de medições de campo próximo de uma antena

Os sistemas de coordenadas mais utilizados para medição de antenas de campo próximo são as esféricas, cilíndricas e planas, que são empregados devido ao vetor equação de Helmholtz serem separáveis em cada um deles [2] e também ao subsistema posicionador utilizado poderem na prática, serem convenientemente construídos. Estes sistemas estão esquematicamente ilustrados na figura 4.3.

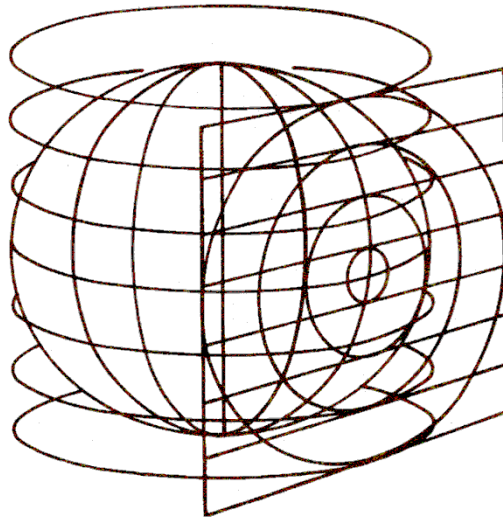


Fig. 4.3 - Geometrias de aquisição de campo próximo [8].

Como ilustração ao entendimento das regiões ao redor de uma antena, a figura 4.4 ilustra as regiões exteriores, especificando as distâncias em função do comprimento de onda λ . Note que o λ adicionado aos limites foi para atender aos casos em que o comprimento máximo da antena D seja menor que um comprimento de onda [9].

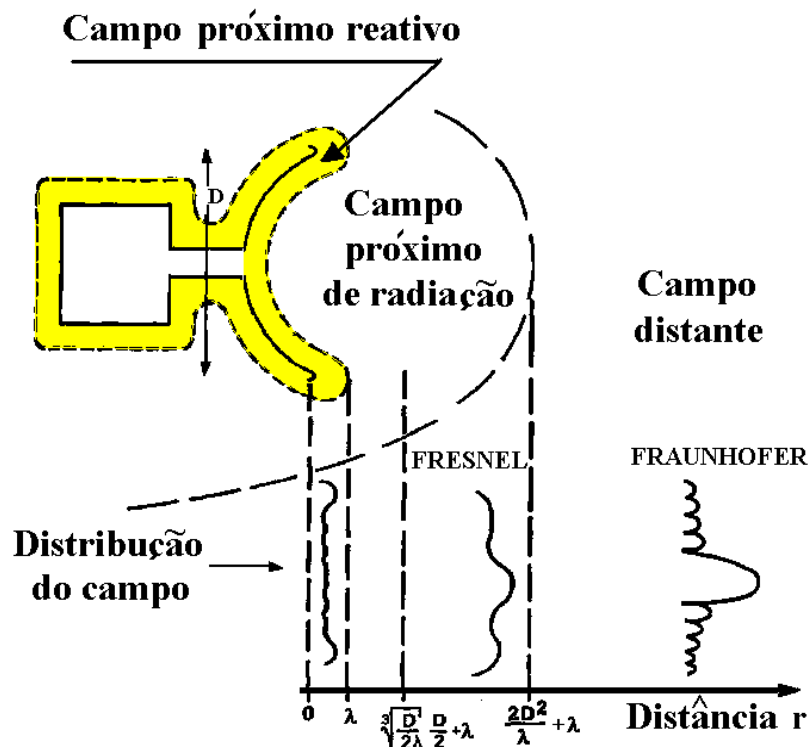


Fig. 4.4 - Regiões exteriores a uma antena [8].

A região de campo distante estende para o infinito, e é aquela região do espaço onde a dependência radial dos campos elétricos e magnéticos variam aproximadamente a e^{jkr}/r . A região do espaço livre da superfície da antena até a região de campo distante é a região de campo próximo. Esta é dividida em duas sub-regiões, as quais são denominadas região de campo próximo reativa e região de campo próximo radiante. A região de campo próximo reativa é comumente tomada como se estendendo a uma distância de $\lambda/2\pi$ da superfície da antena, embora experimentos com medidas de campo próximo têm mostrado que uma distância de um comprimento de onda ou até um pouco mais seja mais razoável para representar a fronteira de campo próximo reativo [9]. Além da distância de um comprimento de onda, isto é, saindo da região de campo próximo reativo, os campos elétrico e magnético estão praticamente em fase, porém não exibem a dependência que especifica campo distante, ou seja, e^{jkr}/r . Esta região entre a região de campo próximo reativo e a de campo distante é denominada região de campo próximo radiante. Os termos ópticos, região de Fresnel e região de Fraunhofer, como representados na figura 4.4, são

usados em antenas sendo o último sinônimo de campo distante e região de Fresnel se refere à parte da região de campo próximo radiante.

Para se obter o campo próximo vetorial, coloca-se uma sonda apontando para uma direção que permita que o campo elétrico que envolve a sonda gere uma corrente elétrica. Uma tensão de referência é medida, seja para a sonda em uma posição inicial, digamos com polarização horizontal, e outra em quadratura, isto é polarização vertical. Estas sondas, dependendo da frequência podem ser guias de onda retangulares como ilustrado na figura 4.5.

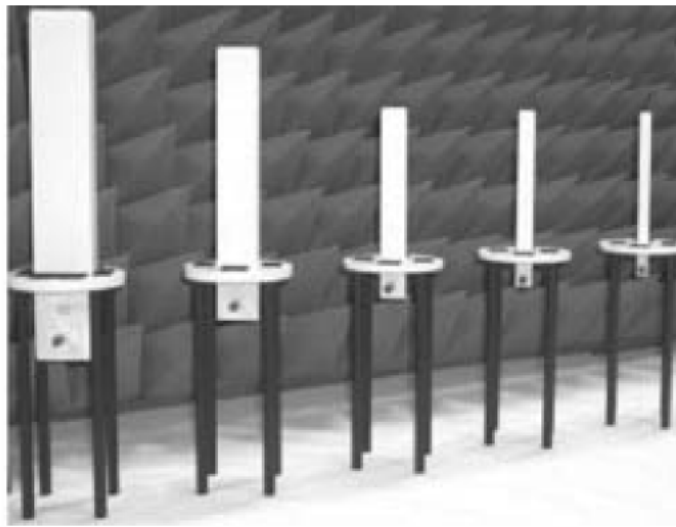


Fig. 4.5 - Sondas formadas por guias de onda retangulares com diferentes dimensões para cobrirem uma alta faixa de frequências

O princípio da expansão modal pode ser usado para determinar as amplitudes e fases de um espectro angular planar, cilíndrico ou esférico [8]. A qualquer distância da antena sob teste, AUT (*antenna under test*), pode-se fazer o cálculo dos campos elétricos e magnéticos ou mesmo o cálculo dos campos infinitamente distantes do radiador, resultando nos diagramas de campo distante.

Embora existam similaridades entre os princípios teóricos relativos às medidas nos diferentes sistemas de coordenadas ilustrados na figura 4.6, a implementação dos mesmos resultam em diferenças substanciais. No caso do emprego de coordenadas esféricas [10] gira-se a AUT em θ e Φ (ângulos normais do sistema de coordenadas esféricas) e mantém a sonda fixa. Em contraste a este método, o caso de varredura planar [11], onde a AUT se mantém fixa e uma pequena sonda adquire os campos a sua frente, ou seja, os campos são

adquiridos em uma região de abertura da AUT. A técnica de varredura cilíndrica usa uma técnica mista [2], onde a AUT gira em azimute (plano x-z) enquanto a sonda adquire os dados movendo linearmente ao longo do eixo z.

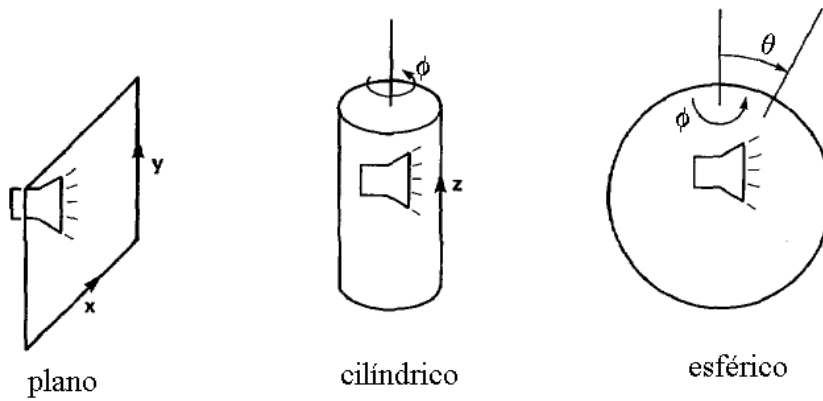


Fig. 4.6 - Varredura nos três sistemas de coordenadas [2].

4.4 - Descrições de um sistema de medidas planar

A figura 4.7 ilustra um sistema de medição de campo próximo planar o qual captura dados em intervalos regulares, amostrando a amplitude e fase do campo próximo, numa rede sobre uma superfície plana, alinhada ao do plano de abertura da antena e se encontra a alguns comprimentos de onda na frente desse plano.

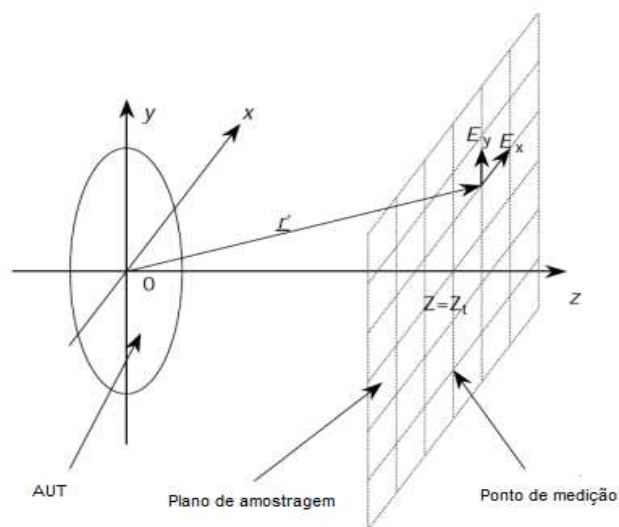


Fig. 4.7 - Sistema de coordenadas para varredura planar [2].

A sonda tem que ser posicionada na região de propagação de campo próximo (campo próximo radiante) e não na região do campo próximo reativo. Desta forma simplificações podem ser feitas no acoplamento entre a AUT e a sonda [2]. Sendo a sonda eletricamente pequena (referindo seu tamanho com relação ao comprimento de onda da frequência a ser medida) esta apresenta um ganho baixo. Estando radiando, ela ilumina a AUT, nas várias posições de uma grade retangular regular, inicialmente com uma mesma polarização. A onda incidente sobre a AUT é uma onda quase esférica, resultando na AUT, devido à superposição destas ondas quase esféricas, da sintetização de uma onda plana. O processo é repetido, porém com a sonda em polarização cruzada com respeito à primeira medida. Estas duas medidas são requeridas para uma completa determinação das características de polarização da AUT. A precisão desta metodologia está relacionada à capacidade de rejeição de polarização da sonda, a qual deve ser uma excelente antena com respeito à polarização linear.

Para eliminar problemas considerados graves associados aos testes de campo distante, pode-se citar como exemplos, sinais interferentes externos e reflexões indesejadas devido a obstáculos, pode-se testar uma antena em ambiente fechado, porém devidamente adaptado a não sofrer interferências e simular o espaço livre por meio da absorção do sinal em suas paredes limites. A este ambiente denomina-se câmara anecóica.

Câmaras anecóicas são salas blindadas com paredes, teto e chão coberto por material absorvente que elimina satisfatoriamente as reflexões das ondas eletromagnéticas e no seu interior não podem conter objetos estranhos aos sistemas de medidas, pois podem causar erros, tendo muitas vezes que repetir as medidas, resultando também em uma incapacidade para calibrar e corrigir as incertezas das medições.

Caso se use medição convencional de campo distante significa que a distância dada por $2D^2/\lambda$, a qual é uma limitação do comprimento restringindo os tamanhos das antenas a serem testadas nesta condição. Porém, facilidades para testes em ambientes compactos (CATR, *compact antenna test range*) são possíveis, com a utilização de um grande refletor o qual colima as ondas esféricas emitidas por uma antena (geralmente uma antena corneta) convertendo-as em uma pseudo onda plana, pelo menos em uma região, determinada zona de silêncio, onde se posiciona a AUT.

De forma alternativa, sem a possibilidade dos recursos citados no parágrafo anterior, a abordagem de campo próximo mostra um ambiente físico controlado, geralmente aplicado em interiores de câmaras anecóicas. Porém existe a possibilidade de obtenção de resultados mesmo com a utilização de sistemas portáteis, com o emprego de poucos absorvedores [12]. Entre as vantagens de emprego de equipamentos de medidas em campo próximo, inseridos dentro de uma câmara anecóica, tem-se a automatização das medidas, independência de condições climática e horária, segredo sobre os testes, uma vez que se processa em ambiente fechado não emitindo radiações ao exterior. Porém, considerando que o ambiente de teste não é perfeito, tem-se que limitar o tamanho máximo da antena que pode ser utilizada comodamente no ambiente de teste.

Quanto aos materiais que revestem uma câmara anecóica (RAM, *radar absorbing material*), os quais não são perfeitos, mas desempenham suas funções de forma a apresentar um coeficiente de reflexão na forma monostática (sinal refletido para a antena no mesmo local ou muito próxima da antena transmissora), normal incidência, da ordem de -40 dB. A reflexão biestática degrada a medida que o ângulo de incidência cresce [2]. A medida do desempenho do RAM é sua refletividade, a qual está na faixa de -20 a -50 dB para incidência normal, dependendo do tamanho do cone e do comprimento de onda de operação. A refletividade é uma forma de medida de desempenho de materiais absorvedores, com testes como ilustrados na figura 4.8, cujo significado é uma relação de sinal recebido com absorvedores e do sinal recebido sendo os absorvedores substituídos por placas metálicas.

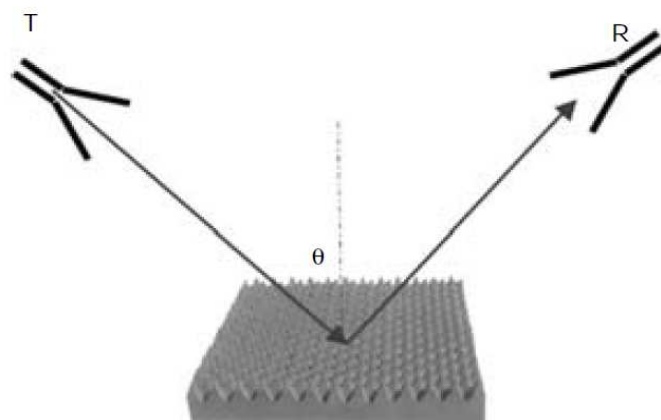


Fig. 4.8 - Medidas do coeficiente de reflexão [2].

Toda a caracterização do desempenho das antenas pela utilização de técnicas de medição em campo próximo parte das informações de amplitude e fase obtidas na superfície de amostragem [11]. Portanto a qualidade destas medições é de fundamental importância para alcançar resultados confiáveis. A maior dificuldade deve-se à medição de fase, visto que medição de amplitude é bastante trivial. Os Analisadores Vetoriais de Redes (VNA – Vector Network Analyzer) são equipamentos amplamente utilizados para determinação dos parâmetros-S de uma rede, ou seja, suas relações de amplitude e fase, sendo amplamente utilizados em medições em campo próximo para a comparação entre o sinal que alimenta a antena e o sinal recebido pela prova.

A figura 4.9 ilustra um subsistema de RF típico sendo basicamente um interferômetro de microondas de dois braços, onde a sonda e a AUT são inseridos entre os braços. Na prática é utilizado um analisador vetorial de rede padrão (VNA), sistema de medição controlado através de interface de barramento (GPIB) ou Ethernet utilizando um computador central. Embora um gerador de sinal pode ser usado como oscilador local e fonte de RF, é hoje mais comum o emprego de um sintetizador como fonte de sinal

Para medidas em frequências mais elevadas, uma configuração mais complexa é necessária como a ilustrada na figura 4.10. Na figura 4.10, misturadores na faixa de ondas milimétricas são usados para gerar 1,4 GHz. Há necessidade de muitos cuidados para garantir que a estabilidade de fase seja alcançada com os cabos de microondas do carro da sonda.

A reciprocidade pode demonstrar que não faz diferença se a AUT é caracterizada no modo de transmissão ou recepção. Para minimizar as perdas de sinais em antenas passivas, é conveniente colocar a fonte de RF atrás da AUT de forma estacionária para transmitir a partir da AUT. Na prática a instalação para operar é determinada por outros fatores como planaridade, precisão do posicionador robótico e característica de absorção dos absorvedores dentro da câmara. É muito importante uma varredura planar completa realizada durante um período de tempo por um receptor de fase.

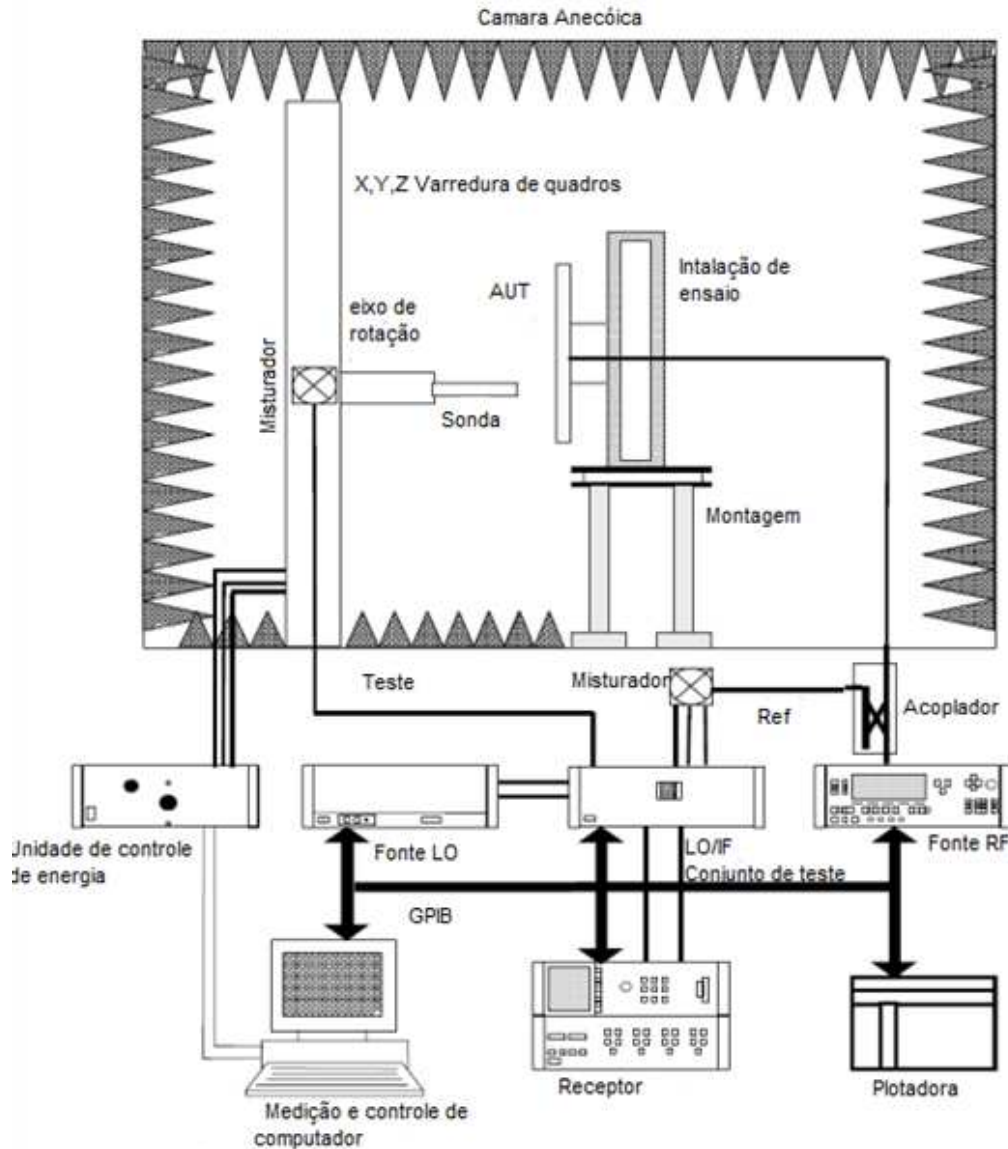


Fig. 4.9 - Esquema de um sistema de medidas de campo próximo [2].

Obter qualidade na medição exige que toda a variação de intensidade e fase se deva a diferenças no posicionamento entre a antena que está sendo medida e a ponta de prova. Alterações de fase provocadas por qualquer dispositivo do circuito RF devem ser evitadas, o que é difícil para os pequenos comprimentos de onda verificados em altas frequências. A estabilidade de fase começa pelas fontes que devem fornecer sinais com estabilidade para que as medidas sejam tomadas adequadamente. Alterações de fase nos cabos podem ser provocadas pela dilatação térmica. Este efeito pode ser reduzido controlando-se termicamente o ambiente e utilizando-se cabos com estabilidade de fase, que minimizam a variação de fase provocada pela dilatação térmica do condutor. Este tipo de cabo costuma apresentar perdas maiores, o que representa uma perda na relação sinal-

ruído, exigindo a utilização de mixers (misturadores), para redução de frequência, ou uso de receptores com maior sensibilidade [2].

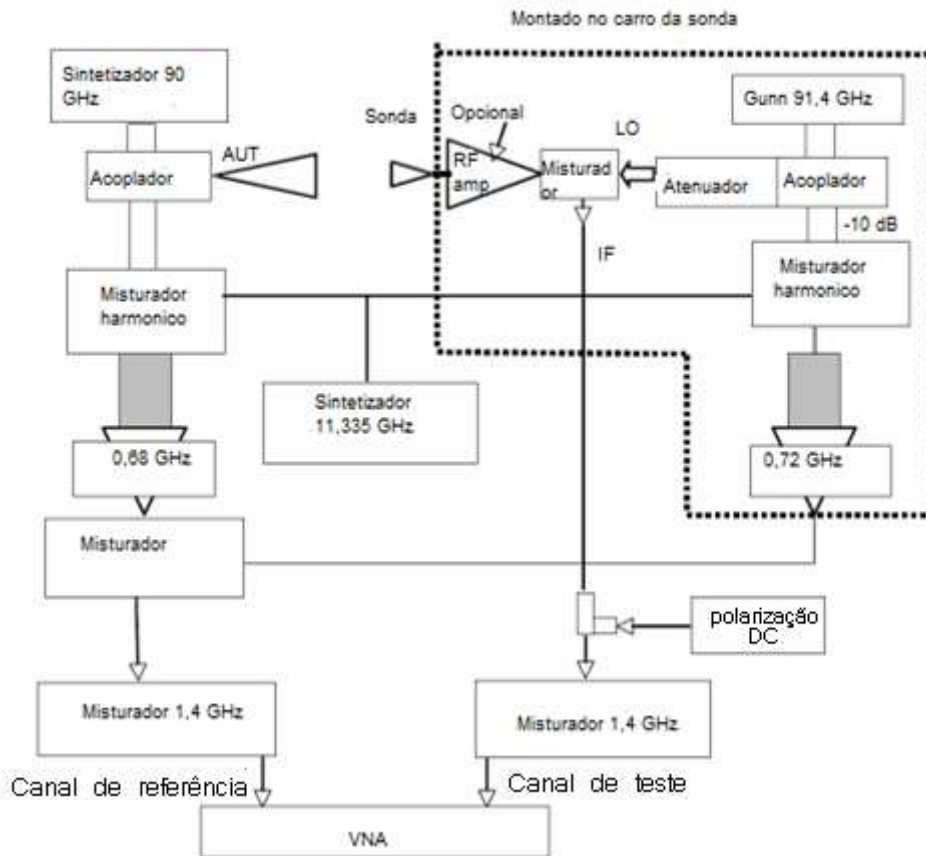


Fig. 4.10 - Configuração de um subsistema de RF em ondas milimétricas [2].

Um esquema simplificado de um subsistema RF típico é mostrado na figura 4.11. A antena a ser medida opera como transmissora do sinal produzido pela fonte RF. O acoplador direcional permite a extração da referência para as medições. Em altas frequências apresentam-se dificuldades na medição e na estabilidade de fase. Por esta razão é bastante comum a utilização de misturadores para que a medição seja realizada em uma frequência intermediária (FI). A mixagem é realizada entre o sinal de operação da antena (RF) e o sinal produzido por um oscilador local (OL).

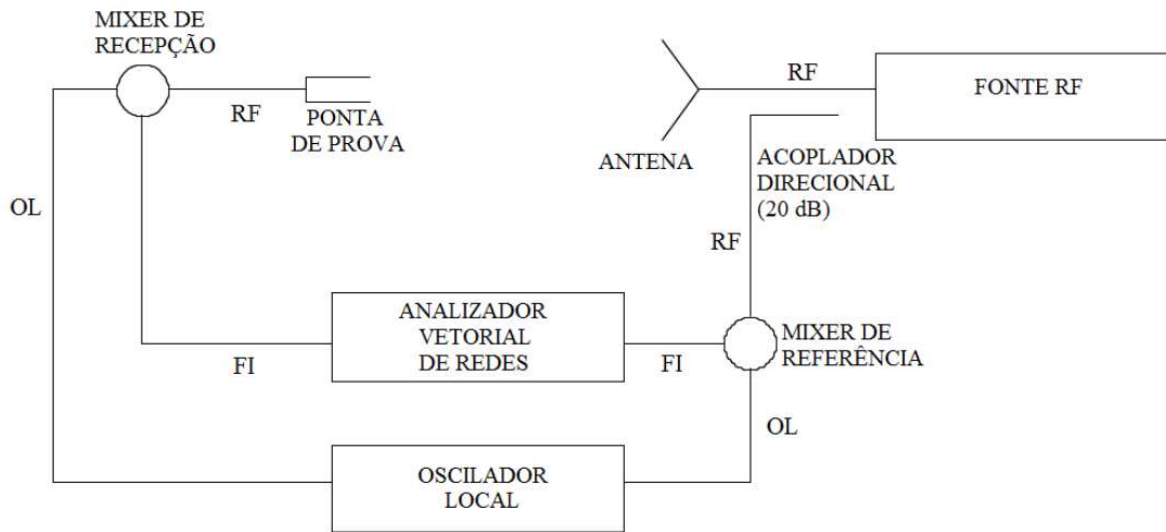


Fig. 4.11 - Representação esquemática simplificada de um subsistema de RF [2].

Para efetuar amostragem em grandes quantidades de pontos em um tempo razoável é necessário que o processo de varredura seja automatizado. Para tanto se utiliza um computador que controla o sistema de posicionamento, o gerador de sinais e o analisador de redes vetoriais, recebendo, ainda, os dados deste último. Isto é feito pelas interfaces disponíveis em muitos destes dispositivos. O computador ainda processa os dados utilizando algoritmos tais como a FFT, utilizado na geometria retangular-planar, bem como diversos outros algoritmos para serem utilizados em outras geometrias, permitindo a determinação de parâmetros de antenas, correção de erros, síntese de gráficos, tais como, diagramas de radiação, polarização, etc.

Atualmente tem-se dois principais modelos de varredura de campo próximo planar (PNFS - *planar near-field scanner*), um em formato retangular, como ilustrado na figura 4.12, e outro em forma de T invertido. O primeiro opera em configurações horizontal ou vertical enquanto o segundo só pode ser usado em configuração vertical.

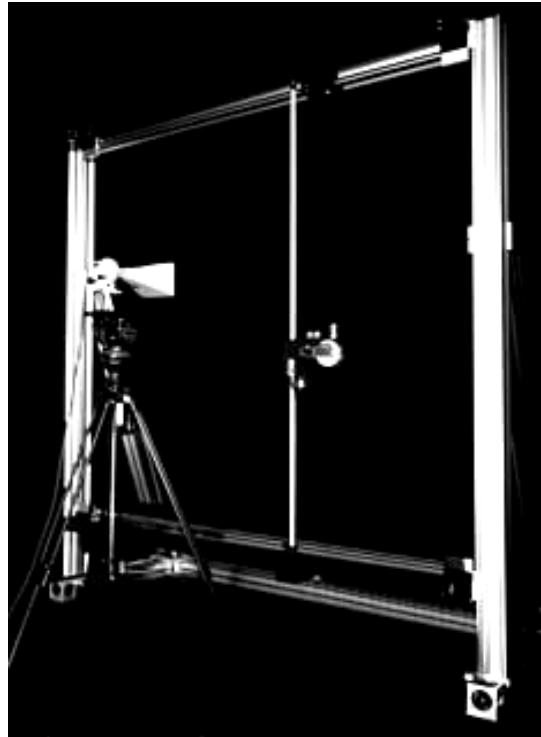


Fig. 4.12 - Sistema de varredura em forma de quadro de 1,5 por 1,5 m, 50 GHz [2].

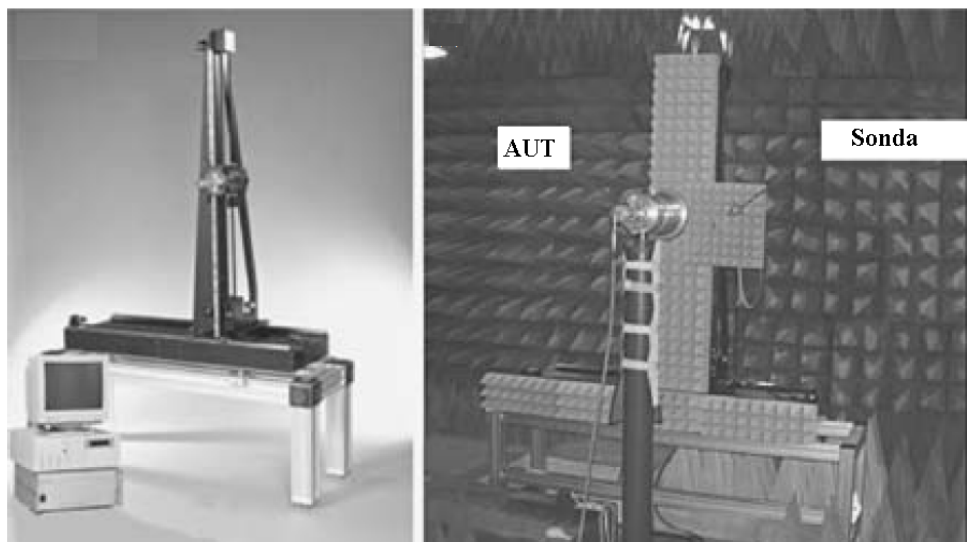


Fig. 4.13 - Sistema de varredura em forma de T invertido, 0,9x0,9m, 100 GHz. [2].

Apesar de oferecer, potencialmente, melhor rigidez e precisão da posição, o quadro de varredura metálico mostrado na figura 4.12, apresenta, inevitavelmente, fontes de espalhamento indesejadas. Uma vantagem do sistema como T-invertido, como ilustrado na figura 4.13, está na redução de reflexões devido ao espalhamento do sinal na estrutura.

O resultado para o cálculo diagrama de radiação de uma antena (campo distante) requer um alinhamento preciso da antena com o sistema de medidas, isto é, um preciso alinhamento entre o sistema de coordenadas da antena e do sistema mecânico dos posicionadores, antes da obtenção dos campos próximo. A figura 4.14 ilustra o esquema de medição de campo próximo.

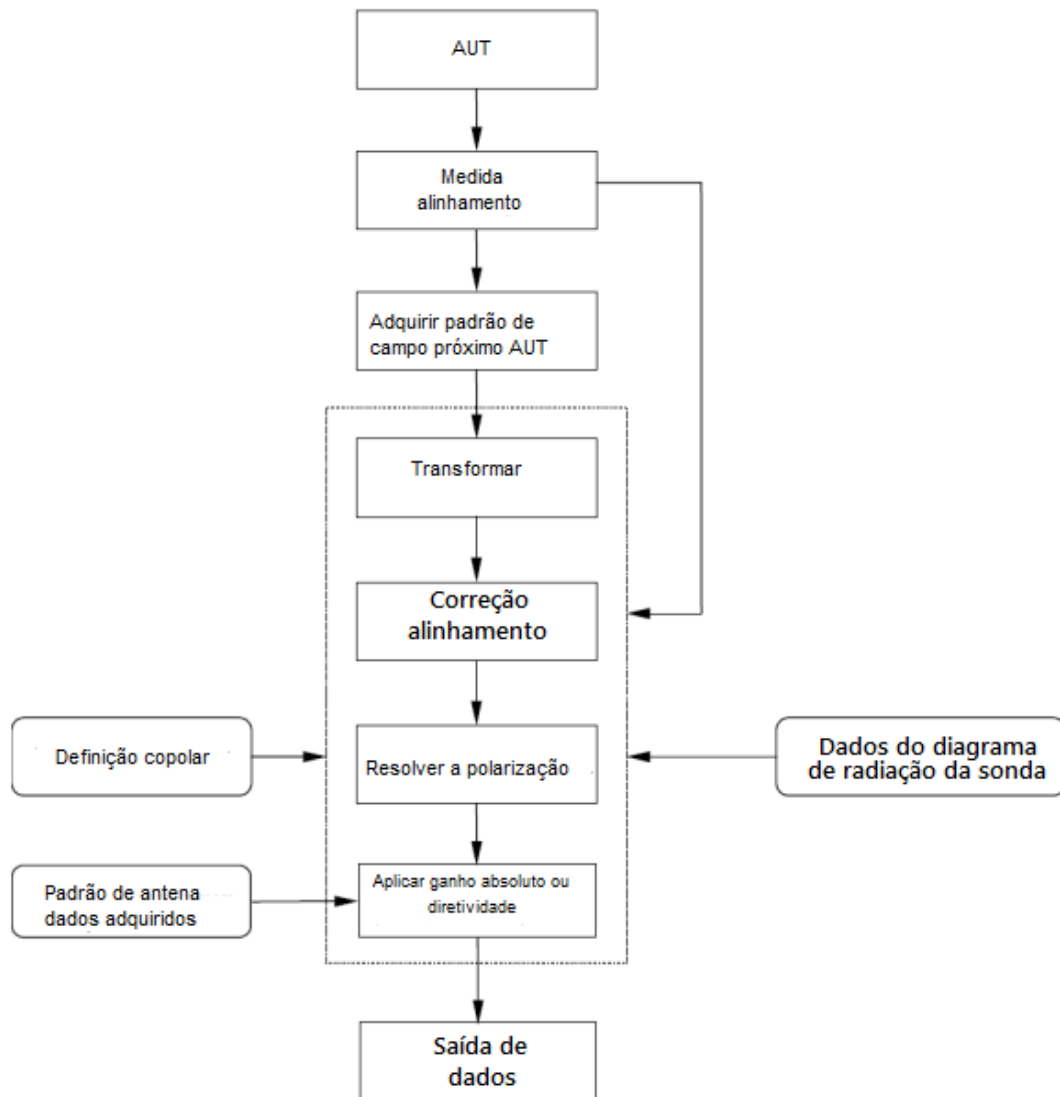


Fig. 4.14 - Esquema do processo de medição de campo próximo [2].

5 – CONCLUSÕES

Atualmente medidas de dispositivos eletromagnéticos, tais como antenas, têm sido executadas de forma mais adequada na região de campo próximo. As razões para esta técnica estão relacionadas a fatores ambientais, redução de interferências, automatização, sigilo das medidas, entre outras. Neste trabalho foi dada ênfase a expansão de campos eletromagnéticos em ondas planas, bem como uma introdução a técnica de varredura planar. Na expansão em ondas planas foi apresentado o desenvolvimento em duas dimensões, chegando-se ao conceito de espectro angular, que é uma ferramenta útil para a transformação de campo próximo para campo distante em sistemas planares. Assim para o caso da varredura planar foram apresentados os conceitos básicos com ênfase aos equipamentos necessários para atingir tal objetivo.

Como sugestões de trabalhos futuros podem-se citar a representação de campos eletromagnéticos com o emprego de ondas planas em três dimensões [3], simulações utilizando técnica numéricas com obtenção dos campos próximos e posteriormente a obtenção dos campos distantes. Assim, para o caso de campos próximos obtidos experimentalmente, os campos distantes são obtidos por programas computacionais. Também outras técnicas de obtenção de campos próximos podem ser exploradas, como exemplo, em coordenadas cilíndricas e esféricas [8,14]. Finalmente, estudos relacionados ao domínio do tempo podem ser implementados [15-16], bem como a possibilidade de medidas sem absorvedores, onde técnica como a da matriz pencil podem ser usadas na eliminação das reflexões. [17-18].

Referências Bibliográficas

- [1] C. R. Paul, Eletromagnetismo para Engenheiros com Aplicações, LTC, 2006.
- [2] S Gregson, J. McCormick e C. Parini, Antenna Measurements. The Institution of Engineering and Technology, 2007.
- [3] R. H. Clarke e J. Brown, Diffraction Theory and Antennas, John Wiley & Sons, 1980.
- [4] E. C. Jordan e K. G. Balmain Electromagnetic Waves and Radiating Systems, Prentice-Hall, 2nd Edition, Capítulo 14, 1968,
- [5] A. J. M. Soares e F. C. Silva, Antenas e Propagação, apostila, Departamento de Engenharia Elétrica, Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, 2003.
- [6] G. F. Carrier, M. Krook and C. E. Pearson, Functions of a Complex variable, Theory and Technique, SIAM,1996.
- [7] B. D. Popovic, "Electromagnetic field theorems", IEEPROC, Vol. 128, Pt. A, No. 1, JANUARY 1981
- [8] A. W. Rudge, K. Milne, A. D. Oliver e P. Knight, The Handbook Of Antenna Design. Londres: IEEE electromagnetic wave series, (Capítulo 8: J. Appel-Hansen, J. D. Dyson, E. S. Gillespie e T. G. Hickman, Antenna Measurements), 1986.
- [9] A. D. Yaghjian, "An Overview of Near-Field Antenna Measurements". IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-34, No. 1, January 1986.
- [10] J. E. Hansen, Spherical Near-Field Antenna Measurements. Institution Of Engineering And Technology, 1988.
- [11] D. Bósio, Técnicas de medição de antenas em campo próximo por varredura utilizando a geometria planar, Projeto Final de Graduação , ENE-FT-UnB, Setembro de 2010.
- [12] D. Slater, Near-Field Antenna Measurements, Boston: Artech House, (Capítulo 6: Small, Near Field Range Measurement Systems) 1991.
- [13] M. Abramowitz e I. A Stegun, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, 1970.
- [14] J. E. Hansen, Spherical Near-Field Antenna Measurements. Institution of Engineering And Technology, 1988.
- [15] T. B. Hansen e A. D Yagbjian, Plane-Wave Theory of Time-Domain Fields, IEEE PRESS, 1999.

- [16] T. B. Hansen, "Formulation of Spherical Near-Field Scanning,for Electromagnetic Fields in the Time Domain", IEEE Tansactions on Antennas and Propagation, vol. 45, 1997.
- [17] F. C. Silva, M. A. B. Terada e W. A. davis, "Reduction of Multipath Interference in Antenna Pattern using Matrix Pencil Method." 2007 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference. Salvador, 2007. p. 413-417.
- [18] M. Nascimento, Aplicação da Técnica da Matriz Pencil na Obtenção do Tempo Final de Sinais, Dissertação de Mestrado (a ser defendida em 10/07/2012) , Departamento de Engenharia Elétrica, Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, 2012.