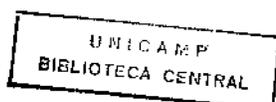


UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

**ANTENA A GUIA CILÍNDRICO-CIRCULAR COM
TERMINAÇÃO EM FLANGE CÔNICA
EVANDRO CONFORTI**

TESE DE LIVRE DOCÊNCIA - JUNHO - 1987

*Tese submetida em conformidade
de aos requisitos para o Concurso
de Professor Livre-Docente, Área de Eletromagne
tismo.*



Para Cristina Ruffino e meus filhos
Adriano, Marcelo e Isadora.

CONTEÚDO

CAP. 1 - ANTENAS ALIMENTADORAS PARA REFLETORES PARABÓLICOS COM SIMETRIA CIRCULAR	1
1.1. Introdução	1
1.2. O Alimentador Corrugado	1
1.3. O Alimentador Coaxial	3
1.4. O Alimentador com Superfície Corrugada <u>Re</u> traída	5
Referências Cap. 3	8
CAP. 2 - PROJETO E CONSTRUÇÃO DO ALIMENTADOR POR FLANGE CÔNICA	10
2.1. Introdução	10
2.2. As Formulações Teóricas para um Guia <u>Cilín</u> drico Aberto	10
2.3. Fatores que Afetam a Configuração de Campos na Abertura do Alimentador	15
2.4. Cálculo e Fórmulas para as Correntes Internas e Externas às Paredes de um Radiador <u>Cilíndri</u> co	17
2.5. Como as Correntes Superficiais são Refletidas pela Borda do Guia Cilíndrico e Qual sua <u>Con</u> figuração	21
2.6. Motivação para o Projeto do Alimentador a Guia Cilíndrico de Flange Cônica	25

2.7. Construção do Alimentador a Guia Cilíndrico de Flange Cônica	29
Referências Cap. 2	31
CAP. 3 - RADIAÇÃO DE UM GUIA CIRCULAR ABERTO DE PAREDES FINAS E TERMINADAS POR FLANGE CÔNICA	33
3.1. Introdução	33
3.2. Análise Teórica para o Guia Cilíndrico Aberto, Semi Infinito, com Paredes Extremamente Finas	34
3.3. O Guia Circular com uma Terminação em Flange Cônica	39
3.4. Descrição da Antena	39
3.5. Resultados Teóricos e Experimentais	39
3.6. Conclusão	48
Referências Cap. 3	51
CAP. 4 - UMA PONTA DE PROVA DO TIPO KING PARA MEDIDA DE CAMPOS SUPERFICIAIS	53
4.1. Introdução	53
4.2. Descrição da Ponta de Prova	53
4.3. Desempenho da Ponta de Prova	55
4.4. Resultados Experimentais	57
4.5. Conclusão	59

Referências Cap. 4

61

CAP. 5 - CONCLUSÕES

62

ANEXO 1

63

ANEXO 2

64

PREFÁCIO

O estudo da radiação por guias cilíndricas é um dos problemas canônicos* em Teoria Eletromagnética. Por outro lado, o advento das Comunicações via Satélite trouxe novo impulso às aplicações dessas antenas em microondas. Neste trabalho, apresentam-se os últimos resultados teóricos obtidos pelo autor, sintetizando-se, também, suas contribuições experimentais ao longo de dez anos de pesquisa nessa área.

O primeiro capítulo é uma introdução aos alimentadores cilíndricos para antenas parabólicas, baseado em trabalhos anteriores. É feito um resumo dos principais alimentadores desenvolvidos nas décadas de 60 e 70, após visão sucinta da teoria de sua otimização.

O segundo capítulo inicia-se por uma breve e singela descrição da solução de Weinstein para o problema da radiação por guias cilíndricas abertos, dando-se ênfase à discussão dos parâmetros que garantem a exatidão dessa teoria em relação às soluções aproximadas. Expõe-se, também, um pouco da história do desenvolvimento das teoria e técnicas relacionadas ao problema em questão. A seguir, inicia-se a discussão relativa às correntes superficiais no guia, evidenciando-se, através de cálculos específicos, a configuração das correntes internas e externas às paredes desse guia. A partir disso, introduz-se, enquanto recurso didático, a visualização das linhas de corrente superficiais nas paredes do guia, mostrando-se um interessante fenômeno de "achatamento" dessas linhas de corrente nas proximidades da borda da abertura, o qual é diretamente ligado ao fenômeno de difração das ondas. Logo após, analisando-se qualitativamente a formação das correntes radiais na superfície da flange de guias espessos, justifica-se o projeto do alimentador cilíndrico com flange cônica enquanto um protótipo adequado para testar os resultados dos cálculos realizados anteriormente pelo autor. Finalmente, descrevem-se os procedimentos utilizados na usinagem dessa antena de teste.

* canônico: *relacionado a várias das mais simples e mais significativas formas ou esquemas ao qual equações gerais, afirmações ou expressões podem ser reduzidas sem perda de generalidade* [Dicionário Webster; Enciclopedia Britânica].

O terceiro capítulo apresenta um resumo dos resultados teóricos precisos obtidos no doutoramento do autor, incluindo o desempenho em polarização cruzada para o guia cilíndrico semi-infinito com paredes de espessura desprezível, segundo a teoria de Weinstein. Em adição, apresentam-se os resultados experimentais obtidos com o protótipo do guia de flange cônica, confirmando a exatidão dos resultados teóricos assim como a semelhança entre esse protótipo e o guia ideal da teoria. Este capítulo foi aceito recentemente para publicação na revista do "IEEE Transactions on Antennas and Propagation", sendo que as pequenas modificações sugeridas pelos revisores já estão incorporadas no texto.

O quarto capítulo apresenta o projeto e desempenho de uma ponta de prova a qual foi utilizada para confirmar as configurações das correntes superficiais referidas no Capítulo 2. Essa ponta de prova foi desenvolvida antes do doutoramento do autor, mas este capítulo apresenta a versão final de sua divulgação, que deverá ser publicada proximamente no "IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements".

Finalmente, as conclusões são apresentadas no quinto capítulo.

CAPÍTULO 1

ANTENAS ALIMENTADORAS PARA REFLETORES

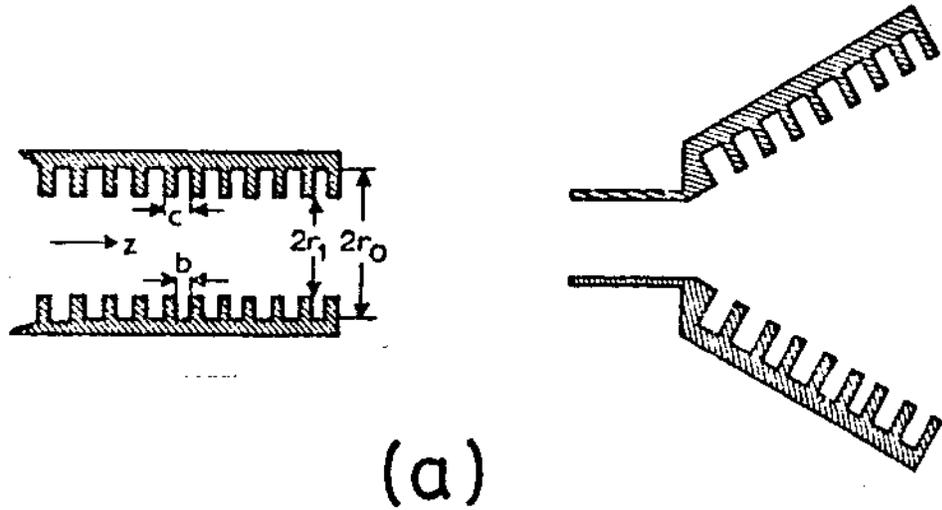
PARABÓLICOS COM SIMETRIA CIRCULAR

1.1. INTRODUÇÃO

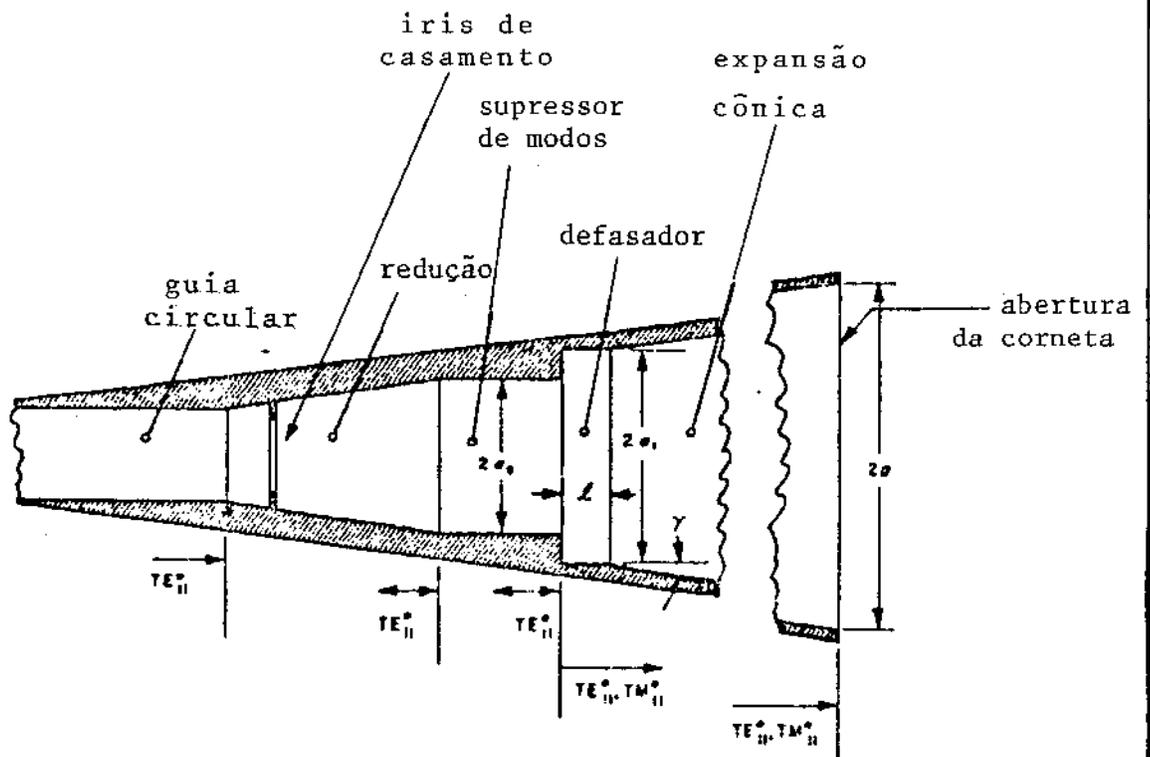
O projeto de alimentadores otimizados para grandes antenas parabólicas é essencial para aumentar a eficiência de abertura e reduzir o derramamento ("spill-over"), de modo a maximizar o rendimento do Sistema de Comunicações via Satélites, Radioastronomia ou Radar. O alimentador ótimo é aquele cujo campo de abertura é idêntico à configuração dos campos no foco do parabolóide iluminado por uma onda plana. Seguindo esta idéia, vários alimentadores tem sido projetados. Este capítulo descreve, resumidamente, os tipos de alimentadores mais importantes para a iluminação de refletores a foco primário, com destaque para aqueles de curtas distâncias focais. Refere-se, também, ao desempenho em polarização cruzada, o qual é importante nas modernas aplicações de Comunicações via Satélite por re-uso de frequência, assim como na detecção de emissões polarizadas em radioastronomia.

1.2. O ALIMENTADOR CORRUGADO

Em meados da década de sessenta, Minett e Thomas [1.1, 1.2] mostraram que os campos eletromagnéticos da região focal de um refletor parabólico configuravam-se como modos cilíndricos híbridos superpostos. Foi descoberto que esses modos híbridos eram os modos naturais de propagação de um guia cilíndrico-circular cujas paredes internas fossem recobertas com sulcos ressonantes (guia corrugado). Também foi concluído que essas paredes eram anisotrópicas ao imporem as mesmas condições de contorno tanto para os campos elétricos como para os campos magnéticos. Nesse sentido, grandes larguras de banda de operação poderiam ser obtidas para os alimentadores corrugados, visto que tanto os modos TE quanto os modos TM propagavam-se com a mesma



(a)



(b)

Fig. 1.1.: a) alimentador a guia cilíndrico corrugado [1.3] e alimentador com corneta corrugada [1.4]

b) alimentador cilíndrico multimodo [1.5]

velocidade de fase. As vantagens acima tornaram esses alimentadores , inventados independentemente por Minnet e Kay, mostrados na Fig. 1.1a [1.3, 1.4], superiores aos alimentadores multimodos desenvolvidos na mesma época por Potter [1.5] (Fig.1.1b), nos quais as diferentes velocidades de propagação de fase dos modos propagantes tornavam a otimização possível somente em uma faixa estreita de frequência. Desta forma, os sistemas atuais de antenas parabólicas tipo Cassegrain, com diâmetros acima de dez metros, utilizam quase invariavelmente alimentadores corrugados.

As soluções teóricas de Minnett e Thomas [1.1] e Clarricoats-Saha [1.6] previam nível zero de polarização cruzada (alta simetria de feixe nos planos E e H) para qualquer tamanho de alimentador corrugado, o que tornariam esses alimentadores de aplicação praticamente universais. Todavia, Knop e Wiesenfarth [1.7] mostraram , posteriormente, que essa previsão não era verdadeira para pequenas aberturas (diâmetros) do guia corrugado. Seus resultados teóricos e experimentais provaram que o raio da abertura do guia corrugado precisaria ser maior que λ (comprimento de onda) de forma a obter-se radiação com baixa polarização cruzada ou feixes axialmente simétricos. Essa é a razão pela qual os guias cilíndricos corrugados não são usados para iluminar parabolóides de curta distância focal. Esses refletores de curta distância focal requerem ângulos de iluminação bastante largos que só podem ser propiciados por alimentadores de pequena abertura. Como exemplo, um guia cilíndrico-corrugado de $0,5 \lambda$ de diâmetro , operando perto do corte, seria necessário para iluminar um parabolóide com $f/D = 0,3$ (f/D é a razão entre a distância focal e o diâmetro do parabolóide). O diagrama de radiação resultante [1.7] seria similar ao diagrama sem simetria axial de um guia não-corrugado do mesmo diâmetro, isto é, não seria possível obter-se alta eficiência da antena parabólica.

Visto que alimentadores corrugados não são apropriados para iluminar refletores parabólicos de curta distância focal, outras técnicas tem sido usadas no projeto de alimentadores otimizados para esses refletores. Algumas dessas técnicas são apresentadas a seguir:

1.3. O ALIMENTADOR COAXIAL

De acordo com as idéias de Kock [1.8], um alimentador

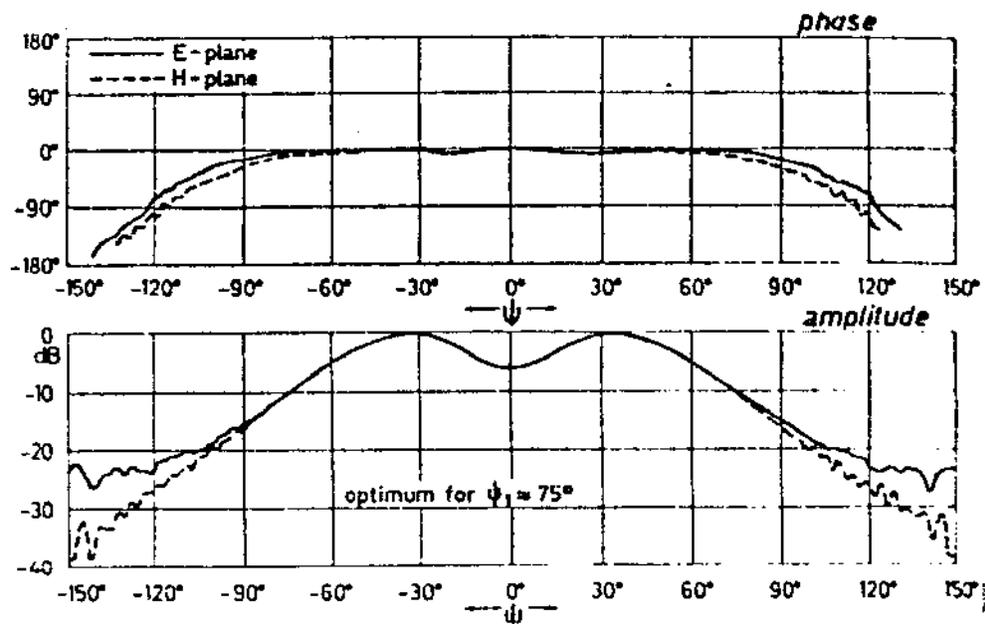
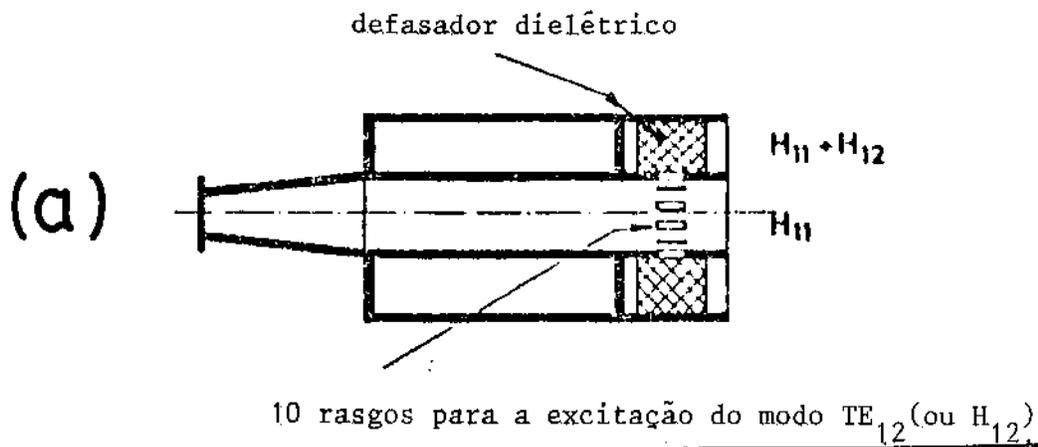


Fig. 1.2.: a) alimentador coaxial multimodo para refletores de curta distância focal [1.8].

b) diagramas de irradiação de fase e amplitude.

coaxial pode ser usado para sintetizar o campo no foco de um parabolo lôide. Esse tipo de alimentador coaxial consiste de um guia cilíndrico central, o qual é circundado por um ou mais condutores de seção circular (anéis coaxiais).

Como um exemplo, na Fig. 1.2 mostra-se um alimentador ex citado no guia central pelo modo TE_{11} e no anel coaxial pelos modos TE_{11} e TE_{12} . Esse alimentador é adequado para iluminar um refletor de curta distância focal e, neste sentido, alta eficiência de abertura e baixa polarização cruzada em uma faixa de 6% é obtida.

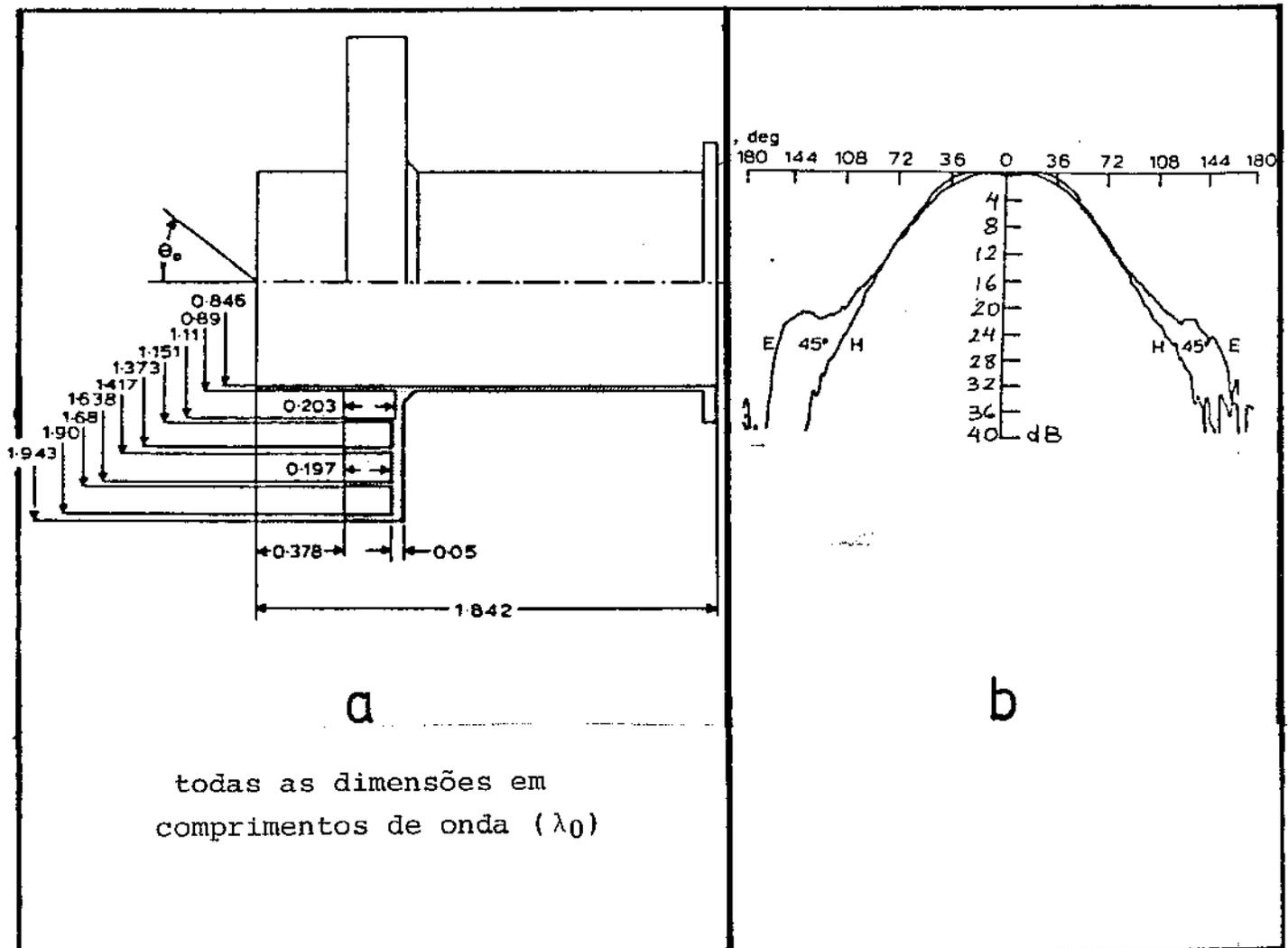
Uma desvantagem do alimentador coaxial de Koch é a com plexidade de projeto e fabricação.

1.4. O ALIMENTADOR COM SUPERFÍCIE CORRUGADA RETRAÍDA

Wohllenben, Wattes e seus colaboradores [1.9] desenvol veram, em 1972, um alimentador simples derivado do guia cilíndrico . Este alimentador possui uma superfície corrugada circular retraída e externa à abertura. Ele foi projetado para iluminar eficientemente o Radiotelescópio de Effelsberg que possui diâmetro de 100 metros e cur ta distância ($f/D = 0,3$), correspondente a uma abertura angular de 160° . A Fig. 1.3 mostra o desenho original desse alimentador e seu dia grama de radiação. A relativa simplicidade de sua construção e seu bom desempenho, levaram os engenheiros a utilizarem esses alimentadores na grande maioria das Antenas de Comunicações Via Satélite com diâmetro igual ou inferior a quatro metros.

A base de concepção do alimentador de Wohllenben foi a introdução da superfície corrugada e retraída externamente à super fície do guia cilíndrico, com o objetivo de suprimir a distribuição de correntes nas paredes externas desse guia. Otimizando-se empírica mente a superfície corrugada assim como sua posição, é possível obter-se boa simetria axial nos diagramas de radiação e baixo derramamento ("spill-over").

A idéia de colocar flanges em antenas alimentadoras não foi introduzida por Wollenben, Mattes e colaboradores. As flanges tem sido usadas desde a Segunda Guerra Mundial de forma a equalizar os diagramas de radiação nos planos E e H [1.10; 1.11; 1.12 e 1.13]. Em acréscimo, o uso de "chokes" para blindar as bordas de uma antena correta foi sugerida e testada por Kay [1.4 e 1.14] e poste



todas as dimensões em
comprimentos de onda (λ_0)

Fig. 1.3.: a) desenho empírico otimizado do alimentador com superfície corrugada retraída [1.9].

b) diagramas de irradiação em amplitude nos planos E e H [1.9].

riormente por Laurie [1.15]. Todavia foi somente após Wohllenben e colaboradores [1.9] que essas idéias foram combinadas. O uso da superfície corrugada retraída provê o modelamento do feixe (simetria axial) e redução do nível de radiação traseira ("back-lobe").

Todavia, em aplicações de frequências mais baixas como, por exemplo, as da banda de 1420MHz, a construção da superfície corrugada do alimentador de Wohllenben é muito cara, visto que seu diâmetro medirá mais de 80 cm. Os Capítulos 2 e 3 introduzem o alimentador com flange cônica que poderá ser útil para esses casos devido sua elevada compacticidade. Em acréscimo, como será visto adiante, o alimentador com flange cônica foi utilizado para testar os resultados da Teoria de Weinstein, obtidos pelo autor, esclarecendo-se as diferenças com outros resultados teóricos que estavam incorretos.

REFERÊNCIAS DO CAPÍTULO 1

- [1.1] Minnett, H.C.; Thomas B. MacA "A Method of Synthesizing radiation Patterns with Axial Symmetry", IEEE Trans. Ant. & Prop., Set. 1966.
- [1.2] Minnet, H.C.; Thomas B MacA "Fields in the Image Space of Symmetrical Focusing Reflectors" Proc. IEEE, vol. 115, pp 1419-1430, Out. 1968.
- [1.3] Minnet, H.C. "Internal Memorandum" SCIRO, Australia, 1963
- [1.4] Kay, A.F.; "The Scalar Feed", AFCRL Rep., pp 64-347 , AD 601 609, Mar. 1964.
- [1.5] Potter, P.D. "A New Horn Antenna with Suppressed Sidelobes and Equal Beamwidths", Microwave Journal, vol. VI, pp 71-78, Jun. 1963.
- [1.6] Clarricoats, P.J.B. & Saha, P.K. "Propagation and radiation behavior of corrugated feeds", pt 1, Proc. IEE , vol. 118, pp 1167-76, Set. 1971.
- [1.7] Knop, C.M.; Wiesenfarth, H.J. "On the radiation from an open ended corrugated pipe carrying the HE_{11} Mode", IEEE Trans. Ant. & Prop., vol. AP20, pp 644-48 , Set. 1972.
- [1.8] Kock, G.F. "Coaxial feeds for high aperture efficiency and low spillover of paraboloidal reflector antennas" IEEE Trans. Ant. & Prop., vol AP 21, pp 164-169, 1973.
- [1.9] Wohlleben, R.; Mattes, R.; Lochner, O. "Simple Small Primary Feed for Large Opening Angles and High Aperture

Efficiency" Electron. Lett. vol. 8, pp. 474-476 ,
Set. 1972.

- [1.10] Oven, A.R.G.; Reynolds, L.G. "The effect of flanges on radiation patterns of Small Horns" Journ. Inst. Eng. (Londres), vol. 93, part IIIA, pp. 1525-9 , 1946.
- [1.11] Butson P.C. & Thompson, G.T. "The effect of flanges on the radiation patterns of waveguides and sectorial horns", Proc. IEE (Londres), vol. 106B, 422-6 , Jul. 1959.
- [1.12] Epis, J.J. "Compensated Eletromagnetic Horns" Microwave Journal, vol. 4, pp. 84-89, Maio 1961.
- [1.13] Nair, K.G.; Matthews P.A. [1977] "Mettalic Flanges on Sectorial Horns as Corner Reflectors", IEEE Trans. Ant. & Prop., Maio 1977.
- [1.14] Lowe, A.W. "Electromagnetic Horn Antennas", IEEE Press, Nova York, 1976 (coleção de "papers").
- [1.15] Lawrie, R.E.; Peters Jr., L. "Modifications of horn antennas for low side lobe levels", IEEE Trans. Ant. & Prop., vol. AP 14, pp. 605-610, Set. 1966.

CAPÍTULO 2

PROJETO E CONSTRUÇÃO DO ALIMENTADOR

POR FLANGE CÔNICA

2.1. INTRODUÇÃO

Na tese de doutoramento do autor [2.1] obtiveram-se resultados precisos para o problema canônico da radiação de um guia cilíndrico aberto, semi-infinito, de paredes com espessura desprezível, utilizando-se a teoria do cientista russo L.A. Weinstein [2.2]. Nesses cálculos, foram utilizados cerca de 8 horas de CPU do computador PDP 10 tendo-se conseguido uma série completa dos diagramas de radiação. Entretanto, resultados parciais publicados por James e Greene, do observatório de Sciro, Austrália [2.3] discordavam ligeiramente dos resultados do autor. Dado que a teoria é exata, tal disparidade necessitaria ser resolvida experimentalmente.

Por outro lado, a análise dos resultados teóricos, posterior ao doutoramento, evidenciou uma faixa ótima de frequência para operação do guia cilíndrico [2.4] a qual poderia tornar possível aplicações em parábolas com pequena distância focal. O alimentador de flange cônica foi concebido para esclarecer e atender aos pontos acima, sendo descrito neste capítulo, após uma breve introdução das formulações teóricas de Huggens e Weinstein,

2.2. AS FORMULAÇÕES TEÓRICAS PARA UM GUIA CILÍNDRICO ABERTO

O problema canônico da radiação de ondas acústicas em estruturas cilíndricas abertas remonta aos trabalhos de Helmholtz (1862) [2.5] e Rayleigh (1896) [2.6]. Essa radiação pode ser pensada como um fenômeno de difração que ocorre à medida que o modo propagante no interior do guia atinge a abertura. Em princípios desse século, a primeira aproximação para o cálculo dos campos eletromagnéticos radiados pelo guia cilíndrico foi obtida utilizando-se o princípio de Huygens, segundo o método aproximado proposto por Kirchoff. Esse método distingue-se pela versatilidade ao permitir soluções simples para

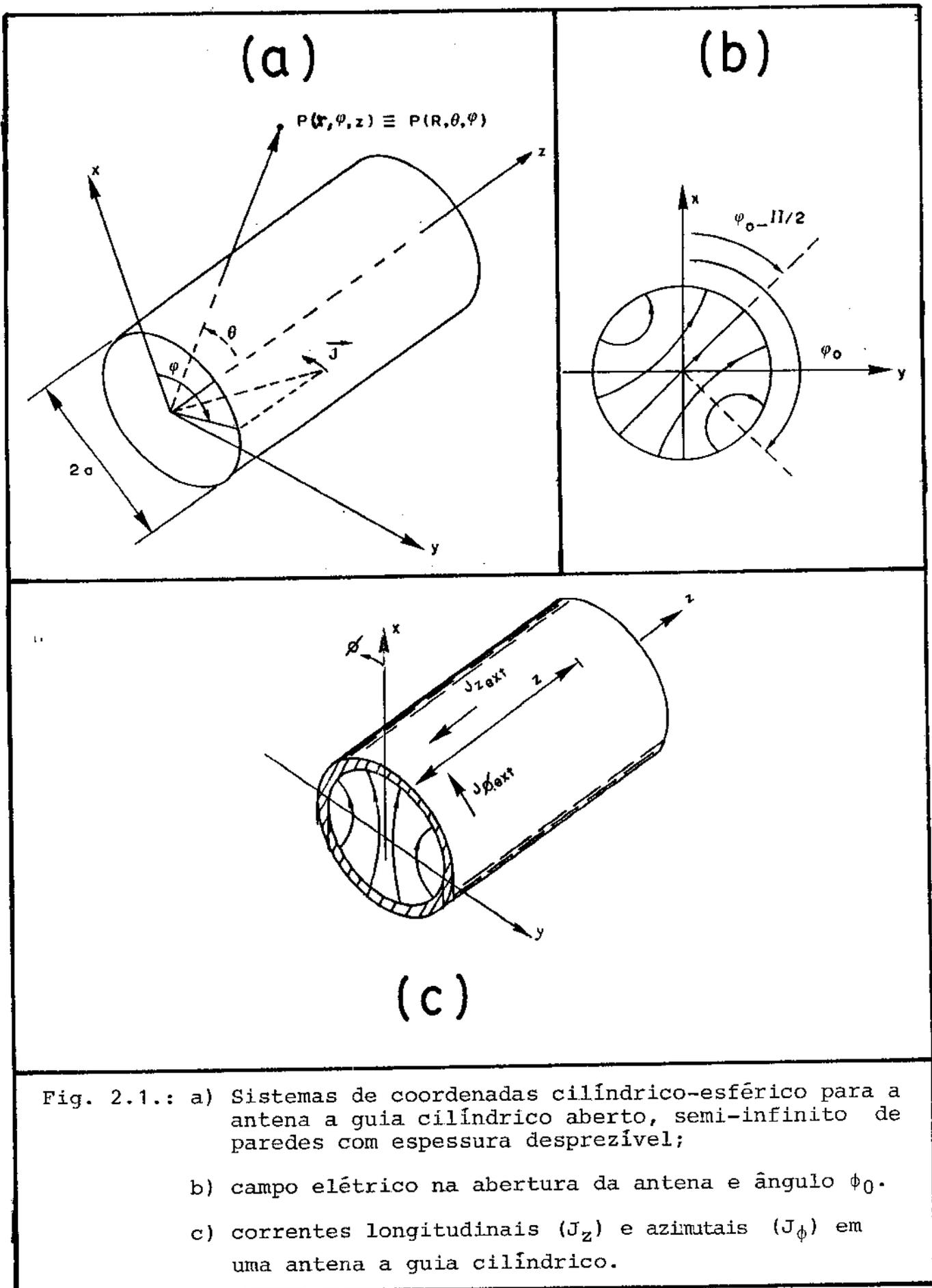


Fig. 2.1.: a) Sistemas de coordenadas cilíndrico-esférico para a antena a guia cilíndrico aberto, semi-infinito de paredes com espessura desprezível;
 b) campo elétrico na abertura da antena e ângulo ϕ_0 .
 c) correntes longitudinais (J_z) e azimutais (J_ϕ) em uma antena a guia cilíndrico.

problemas complexos. Um tratamento matemático adequado deste princípio para o problema de radiação por guias cilíndricas foi publicado em 1940 [2.7] pelo Prof. Chu do MIT, sendo que a forma mais racional de utilizar o Princípio de Huygens é considerar o campo na abertura do cilindro igual ao campo do modo incidente nessa abertura [2.2]. Atualmente, esses resultados são apresentados na maioria dos livros textos em antenas. Pensando-se em termos de configurações das correntes superficiais nas paredes do guia (lembrar que em última análise, essas correntes são as fontes dos campos radiados) a aplicação do princípio de Huygens é equivalente a considerar somente as correntes nas paredes internas do guia, desprezando-se a contribuição das correntes na parede exterior do guia cilíndrico [seq. 29, p. 141, 2.2].

Para a análise rigorosa da radiação por um guia aberto é necessário considerar o totalidade das correntes envolvidas, externas e internas ao guia. A formulação exata de Weinstein, iniciada em 1946 e terminada em 1951, consiste em reduzir o problema a um sistema de equações integrais, envolvendo as densidades das correntes superficiais na parede do guia cuja espessura é considerada zero. No caso particular do cilindro semi-infinito, Weinstein obteve as equações integrais a partir dos anéis elementares que compõem o cilindro utilizando a expansão da função de Green em coordenadas cilíndricas, para cada um desses anéis, usando a formulação desenvolvida por Sommerfeld em 1909 [2.9]. Em seguida, aplicou o teorema da adição para as funções de Bessel, supondo que as densidades de corrente são conhecidas e cujas transformadas de Fourier são dadas pelas funções F (modos TE) e G (modos TM). As equações integrais resultantes possuem no integrando as funções F e G a serem determinadas. Para o caso do guia cilíndrico (modo TE_{11}) as expressões para as correntes são:

$$J_{\phi} = \cos(\phi + \phi_0) \int_C e^{iwz} \cdot G(w) dw$$

$$J_z = \sin(\phi + \phi_0) \int_C e^{iwz} \left[F(w) + (iw/av^2) \cdot G(w) \right] dw$$

J_{ϕ} e J_z são as densidades de correntes azimutal e longitudinal
(ver Fig. 2.1)

G e F são as funções a serem determinadas

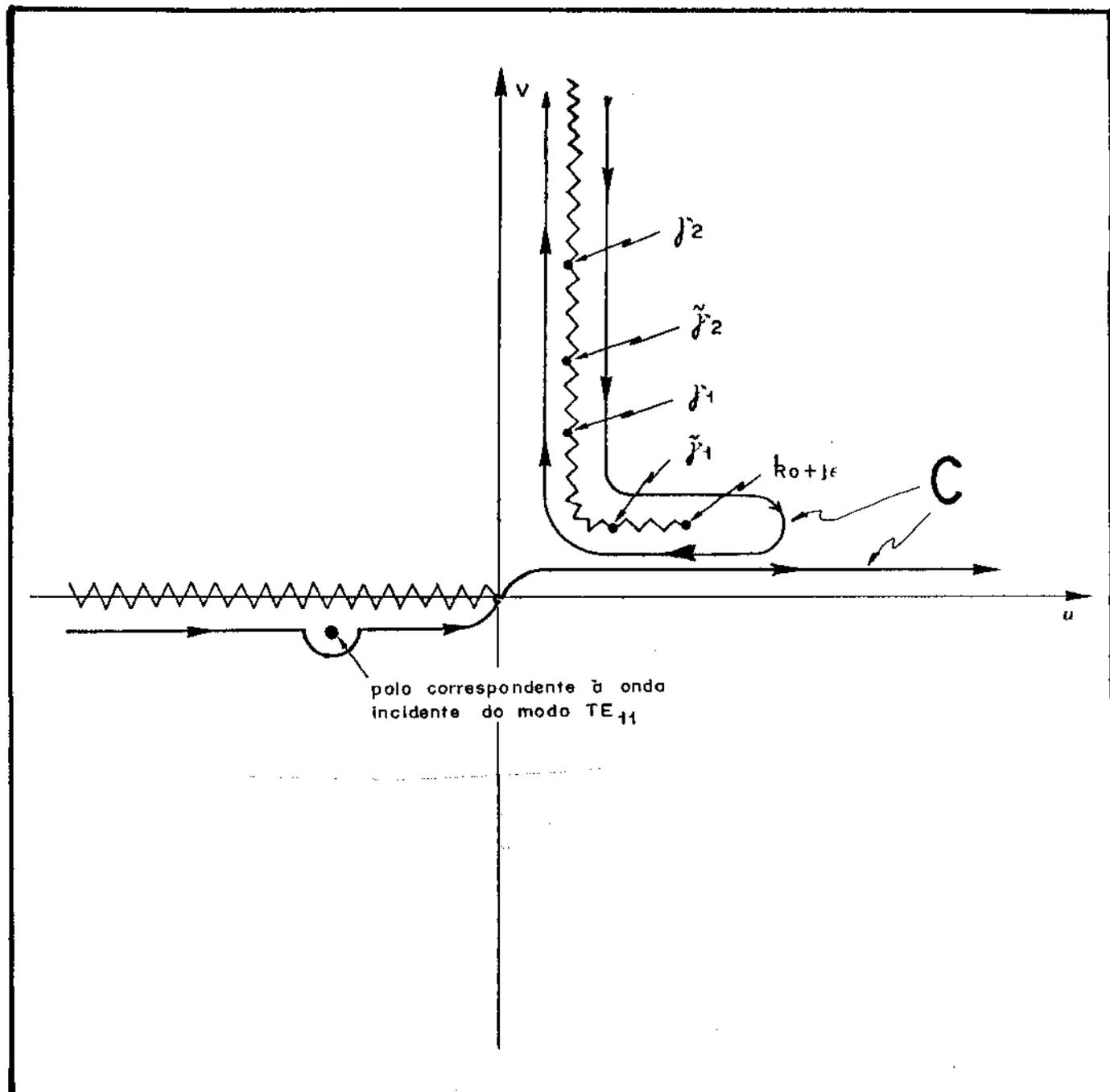


Fig.2.2.: Caminho de integração C no plano complexo w . São também mostrados os polos γ_1 e $\tilde{\gamma}_1$ associados aos modos TE e TM, respectivamente, sendo que $\tilde{\gamma}_1$ corresponde à onda refletida no modo TE_{11} e os outros polos correspondem às ondas evanescentes. O ponto de ramificação $k_0 + j\epsilon$ está associado às ondas difratadas na abertura.

$v = \sqrt{k^2 - w^2}$ é o número de onda do modo TE_{11}

$k = w \sqrt{\mu\epsilon}$ é a constante de propagação no espaço livre

a é o raio do guia cilíndrico

C é o caminho de integração no plano complexo w , mostrado na Fig. 2.2.

r, ϕ e z são as coordenadas cilíndricas (neste capítulo, para manter a coerência com as fórmulas de Weinstein, o valor z positivo vai da abertura para o interior do guia) (ver Fig. 2.1)

Em seguida, aplicando as condições de contorno nas paredes do guia, obtêm-se equações integrais que envolvem as variáveis w e z . Além disso, dada a dependência e^{iwz} da variável z , essas integrais tornam-se idênticas às integrais de Fourier, que transformam as funções $F(w)$ e $G(w)$ em suas transformadas $f(z)$ e $g(z)$, as quais são diretamente proporcionais às correntes J_ϕ e J_z . Para a solução dessas equações integrais, Weinstein utilizou a técnica dos matemáticos alemães Wiener e Hopf, publicada em 1931 [2.9] e generalizada posteriormente pelo soviético Fock [2.10], em 1944. Essa técnica consiste em determinarem-se as funções $G(w)$ e $F(w)$ a partir da suposição de que os campos presentes no guia são os modos incidentes, refletidos e as ondas evanescentes. Em seguida determinam-se quatro funções, duas analíticas e sem zeros no semiplano superior $(\phi_+(w) e \psi_+(w))$ e outras duas, analíticas e sem zeros no semiplano inferior $(\phi_-(w) e \psi_-(w))$, tais que:

$$\phi(w) = \pi v H_1(v) J_1(v) = \phi_+(w) \cdot \phi_-(w)$$

$$\psi(w) = \pi v H_1'(v) J_1'(v) = \psi_+(w) \cdot \psi_-(w); v = \sqrt{k^2 - w^2}$$

A determinação dessas funções (método da fatoração) é bastante complexa, mas resolve analiticamente a equação integral, possibilitando o cálculo das correntes incidente e refletiva no guia, assim como, através de uma integração pelo método do ponto de sela, permite a formulação dos campos distantes. O cálculo das funções envolvidas na solução do problema é trabalhoso, sendo que na época de Weinstein,

a inexistência de computadores levou-o à obtenção de resultados numéricos aproximados. A apresentação das fórmulas da solução de Weinstein, adaptada para o Sistema SI de unidades e expressa de forma a facilitar seu cálculo computacional, é apresentada no Capítulo 3, juntamente com um resumo dos resultados obtidos pelo autor. A seguir, continuam-se as considerações a respeito da interpretação física da teoria de Weinstein.

2.3. FATORES QUE AFETAM A CONFIGURAÇÃO DE CAMPOS NA ABERTURA DO ALIMENTADOR

Caso fosse possível conhecer precisamente a configuração de campos na abertura do alimentador a aplicação do Princípio de Huygens daria resultados exatos. No entanto, ao considerar-se que os campos de abertura são dados pela configuração do campo incidente no guia, são feitas três aproximações: a primeira, ao desprezar a onda refletida na abertura; a segunda, ao não levar em conta o efeito dos modos evanescentes presentes na abertura do guia; a terceira, quando não se computam os efeitos das correntes nas paredes externas do guia. Discutir-se-ão, brevemente, esses três pontos a seguir.

A onda refletida na abertura pode ser importante em problemas de difração. No início do século, Rayleigh [2.6] já considerava o efeito da interferência das ondas incidentes e refletidas na formação de nodos e ventres em tubos sonoros. Para simplificar matematicamente sua análise, ele considerou o guia com placas paralelas e terminadas por uma flange infinita, chegando a obter uma expressão para a fase do coeficiente de reflexão. Em geral, o formato da flange afeta não só a fase como também o módulo coeficiente de reflexão alterando, conseqüentemente, os campos da abertura e os diagramas de radiação. O autor teve oportunidade no biênio 1977-78, durante o mestrado na Universidade de Toronto, investigar o efeito da flange em alimentadores a guias de onda cilíndricos. Para tanto, foram construídas flanges móveis controladas por motores e com sensores de posição de forma a estudarem-se os efeitos do tamanho, tipo e posição das flanges nos campos radiados e no coeficiente de reflexão. Nessa oportunidade, foi feita, também, uma teoria heurística para explicar esses efeitos considerando independentemente os efeitos da flange e da abertura do guia [2.11]. Modernamente, esses efeitos foram analisados através de programas computacionais utilizando o método dos momentos

[2.12], com resultados precisos e que evidenciam a necessidade e tornam possível o dimensionamento adequado das flanges para a otimização de alimentadores com simetria cilíndrica. No entanto, não foi possível para o autor, apesar das inúmeras tentativas, conseguir os programas computacionais para tal cálculo.

A segunda aproximação do Princípio de Huygens despreza o efeito das correntes nas paredes externas de um alimentador. Esse efeito é pouco pronunciado na radiação frontal da antena mas é bastante significativo na radiação traseira [2.2]. Os maiores erros que se cometem ao aplicar-se o princípio de Huygens são devidos à existência dessas correntes. Para mostrar as aproximações do Princípio de Huygens, Weinstein [2.2, Sec 29] assumiu que as densidades de corrente na parede de um guia semi-infinito ($z < 0$) fossem as mesmas que a do modo incidente em um guia infinito. Em seguida, calculou as funções $F(w)$ e $G(w)$ para a teoria exata, mostrando que esses resultados eram idênticos aos obtidos com o princípio de Huygens. Salientou, também, que a equivalência desses resultados pode ser mostrada em geral, para guias com outras geometrias, sendo que do ponto de vista físico, em ambos os casos, a radiação é calculada para o modo incidente somente, sem preocupação com o modo refletido e as correntes que fluem na superfície externa do guia [2.2]. Para uma melhor compreensão dos fenômenos físicos envolvidos no desempenho de alimentadores cilíndricos devidos à existência das correntes em suas paredes externas e como as flanges dos guias afetam sua configuração, o autor desenvolveu, no período de seu doutorado, uma ponta de prova específica para medir essas correntes. A versão final do seu projeto, resultados e interpretações são apresentados no Capítulo 4 desta tese, na forma em que o artigo foi aceito para publicação no "IEEE Transaction on Instrumentation and Measurement", estando sua publicação programada para a revista de julho de 87.

O terceiro aspecto levantado nessa seção refere-se aos modos evanescentes na abertura do guia. Na teoria exata, esses modos são importantes para as fases dos campos distantes (ver expressões no Cap. 3 para o cálculo das funções Y e \tilde{Y} , associadas às fases do campo radiado, e feitas ao longo do caminho que passa pelos números de onda imaginários dos modos evanescentes). Dessa forma, ao afetar a fase dos campos, esses modos evanescentes afetam os campos em polarização cruzada (os campos em polarização cruzada são obtidos da interferência de dois campos, sendo suas fases muito importantes para esses re

sultados. É provável que as discrepâncias encontradas entre teoria e prática no Cap. 3 (ver por exemplo Fig. 3.5 para $2a/\lambda = 1,03$) nos diagramas em polarização cruzada, sejam devidos às discrepâncias de fase encontradas entre teoria e prática (ver Fig. 3.4). Todavia, essas observações não foram publicadas internacionalmente por não haver confirmação ou absoluta certeza de sua veracidade.

2.4. CÁLCULO E FÓRMULAS PARA AS CORRENTES INTERNAS E EXTERNAS ÀS PAREDES DE UM RADIADOR CILÍNDRICO

Um modo propagante em um guia é suportado por uma configuração de correntes superficiais em suas paredes internas. No caso do guia cilíndrico aberto, semi infinito, o modo TE_{11} possui correntes longitudinais, J_z , e correntes azimutais, J_ϕ . A expressão para essas correntes nas paredes internas para esse modo é dada por [2.2]:

$$J_{\phi \text{int}} = B \cdot \cos \phi \cdot \left[e^{-ivz} + \rho e^{+ivz} \right]$$

$$J_{z \text{int}} = B \cdot \sin \phi \cdot \left[\sqrt{(ka)^2 - (1,841)^2} / (1,841)^2 \right] \cdot \left[e^{-ivz} + \rho e^{+ivz} \right]$$

em que B é o valor máximo do módulo da densidade de corrente azimutais do modo TE_{11}

ρ é o coeficiente de reflexão na abertura

k ; a ; ϕ ; z ; v definidas anteriormente

Segundo essas fórmulas, perto da frequência de corte, a componente azimutal predomina, sendo que com o aumento da frequência, as correntes longitudinais tornam-se mais importantes. Exemplificando numericamente: na frequência de corte ($ka=1,841$) a corrente J_z é zero; para $ka=2,5$, J_z é metade da corrente J_ϕ ; para $ka=3,0$, J_z é cerca de 70% de J_ϕ e para $ka=3,5$, J_z é 90% de J_ϕ .

A medida que o modo propagante aproxima-se da borda do guia, as componentes J_ϕ e J_z das correntes que suportam esse modo incidente interagem de forma distinta com a borda do guia. Weinstein

afirma que as correntes longitudinais (J_z) são refletidas mais fortemente pela borda da abertura do guia do que as correntes azimutais [2.2, seção 28]. Discutir-se-á esta afirmação no decorrer do trabalho. Em seguida, é necessário analisar-se o comportamento das correntes levando-se em conta os modos evanescentes e as correntes externas à borda do guia. Na teoria de Weinstein a parede do guia possui espessura zero e as correntes nas paredes externas confundem-se com as correntes que suportam os modos evanescentes. O autor [2.13 e 2.1] obteve expressões para as correntes externas presentes junto à borda do cilindro, ou seja, a densidade de corrente longitudinal externa, J_{zext} e a densidade de corrente azimutal externa, $J_{\phi ext}$. Apresenta-se a seguir fórmulas dessas correntes próximas à borda do cilindro, considerando-se que a distância à borda, z , não ultrapasse 30% do valor do raio, a (devido a um erro de sinal, as fórmulas das referências 2.1 e 2.13 não devem ser consideradas):

$$J_{\phi ext} = i B \cos\phi \cdot F \cdot \frac{1}{\sqrt{z/a}} e^{ikz}$$

$$J_{zext} = B \sin\phi \cdot G \cdot \sqrt{z/a} e^{ikz}$$

em que:

B é o valor máximo do módulo da densidade de corrente azimutal relativa ao modo incidente TE_{11} .

z é a distância à borda do cilindro, sendo $(z/a) < 0,3$

e^{ikz} expressa propagação no sentido da borda para o guia

$$G = (3,7894) \cdot \gamma_1' \left| \frac{\Delta}{1 + \Delta^2} \right| e^{1/2 \bar{X}(\gamma_1')}$$

$$F = G \cdot \frac{1}{4\pi} \left\{ \left[\frac{1 + \Delta^2}{2\Delta} \left(1 - \frac{\gamma_1'}{ka} \right) \right] - \Delta \right\}$$

γ_1' , Δ , $\bar{X}(\)$ serão definidas no Capítulo 3

k ; a ; ϕ já definidas anteriormente

Aparentemente o fator $1/\sqrt{z/a}$ que leva a corrente $J_{\phi \text{ ext}}$ para infinito, em $z \rightarrow 0$, estaria incorreto. No entanto, deve-se considerar que a corrente J_{ϕ} gera dois tipos de campos na borda: os campos H_z e H_r que também variam com $1/\sqrt{z/a}$ e o campo elétrico E_{ϕ} que varia com $\sqrt{z/a}$. Portanto, o vetor de Poynting $\vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H}$, que expressa o fluxo de energia na borda é finito, assegurando que a energia próxima à borda é finita. Essa forma especial da Condição de Contorno é chamada "Condição de Borda" [2.14]. Feitas essas considerações, apresentam-se na Tabela I, os valores das várias densidades de corrente em função do diâmetro normalizado ka , para um valor de $B=1$ e não se consideram os fatores $\sqrt{z/a}$ ou $1/\sqrt{z/a}$. Os valores do coeficiente de reflexão de corrente, ρ , também são mostrados nessa Tabela. É interessante reafirmar que os valores dessa tabela são válidos na vizinhança da borda ($z < 0,3a$) pois as expressões para outros valores de z são diferentes [2.1].

TABELA I

Valores máximos das densidades de corrente próximas à borda ($z \rightarrow 0$) do guia cilíndrico para $B=1$ em função de ka , não se considerando os fatores \sqrt{z} e $1/\sqrt{z}$. Mostram-se também o módulo e a fase do coeficiente de reflexão.

ka	1,85	2,0	2,5	3,0	3,5	3,83
$J_{\phi \text{ int}}$	0,01	0,70	0,92	0,97	0,98	0,985
$J_{z \text{ int}}$	0,0005	0,16	0,46	0,68	0,87	0,975
$J_{\phi \text{ ext}}$ (Fator F)	0,014	0,044	0,050	0,042	0,033	0,028
$J_{z \text{ ext}}$ (Fator G)	0,260	0,822	0,973	0,860	0,710	0,611
$ \rho $	0,99	0,30	0,075	0,035	0,022	0,020
$\angle \rho$	180°	179°	170°	140°	100°	30°

Observando-se as fórmulas anteriores e a Tabela I pode-se notar que, próximo à borda do cilindro:

- a) a corrente azimutal interna, $J_{\phi_{int}}$, cresce à medida que aumenta o valor ka (maior distanciamento da frequência de corte), devido à diminuição do coeficiente de reflexão na abertura, tendendo ao valor igual ao do modo incidente ($B=1$). Para $z \rightarrow 0$, a condição de borda obriga essa corrente a tornar-se muito alta, segundo o fator $1/\sqrt{z}$.
- b) a corrente longitudinal interna, $J_{z_{int}}$, é desprezível para valores de ka próximos ao corte e vai aumentando progressivamente com o aumento de ka , não só pela diminuição do coeficiente de reflexão, como, também, pelo seu aumento relativo em relação à corrente azimutal. Para $z \rightarrow 0$, a condição de borda força esta corrente para zero, segundo o fator \sqrt{z} .
- c) a corrente azimutal externa, $J_{\phi_{ext}}$, é muito alta perto da borda (variação com $1/\sqrt{z}$) decrescendo rapidamente à medida que se afasta da borda. Em relação ao parâmetro ka , inicialmente ele cresce, atingindo um máximo em $ka = 2,5$, diminuindo em seguida.
- d) a corrente longitudinal externa, $J_{z_{ext}}$, é zero na borda, aumentando com \sqrt{z} à medida que se afasta da borda. Todavia esse crescimento tem um limite para valores de z da ordem de 30% do raio ($z \approx 0,3a$), conforme resultados conhecidos [2.12 e cap. 4 desta tese]. Em relação ao parâmetro ka , ela aumenta do corte até o valor $ka \approx 2,5$, diminuindo em seguida, analogamente à corrente azimutal externa. À medida que se afasta da borda pode-se concluir que:
 - i) Para distâncias grandes da borda ($z \gg a$), as correntes internas formarão uma onda estacionária, devido aos modos incidentes e refletido que se propagam no guia.
 - ii) Por outro lado, as correntes externas tem um comportamento diferente para maiores distâncias da borda da abertura do guia. A corrente azimutal externa $J_{\phi_{ext}}$ torna-se desprezível para grandes valores de z . Já a corrente longitudinal externa, $J_{z_{ext}}$, tem o seguinte comportamento: como foi visto no quesito d, inicialmente essa

corrente cresce com \sqrt{z} até um valor de $z \approx 0,3a$, obedecendo a condição de borda. Em seguida, essa corrente suporta a formação de uma onda cilíndrica com decaimento segundo $1/\sqrt{z}$. Posteriormente, em uma transição suave, para z da ordem de dez raios ($z \approx 10a$), essa corrente vai passando ao decaimento com $1/z$, formando a onda esférica que se constituirá no lóbulo traseiro da antena. Essa observação foi confirmada experimentalmente pelo autor, usando a ponta de prova descrita no Capítulo 4, pois o Método dos Momentos [2.12] é difícil de ser aplicado em guias muito longos (as matrizes se tornam muito grandes) assim como a teoria de Weinstein também não fornece facilmente as correntes externas para $0,3a < z < 20a$.

Terminadas as conclusões sobre as correntes superficiais do guia, mostra-se a seguir uma visualização dessas correntes e os possíveis efeitos das flanges.

2.5. COMO AS CORRENTES SUPERFICIAIS SÃO REFLETIDAS PELA BORDA DO GUIA CILÍNDRICO E QUAL SUA CONFIGURAÇÃO

Já foi citada anteriormente a afirmação de Weinstein: as correntes longitudinais são refletidas mais fortemente pela borda da abertura do guia do que as correntes azimutais. Tentar-se-á aprofundar essa afirmação de forma a realmente esclarecer o que acontece na borda do guia, para posteriormente, concluir que o guia de flange cônica é o que mais se aproxima do guia ideal de paredes infinitesimais.

Na seção anterior descreveu-se o comportamento das correntes superficiais em relação ao parâmetro ka e à distância z . Para uma melhor visualização mostra-se na Fig. 2.3 as curvas dos valores máximos das correntes em função da distância à borda, z , para os valores de ka iguais a 2,0; 2,5; 3,0 e 3,5. Pode-se notar claramente o decaimento da corrente azimutal externa, $J_{\phi_{ext}}$, que a leva a tornar-se desprezível longe da borda. Indica-se, também, a predominância da corrente azimutal interna assim como sua elevação próxima à borda. Mostra-se também a importância crescente da corrente longitudinal interna, $J_{z_{int}}$, com o aumento do parâmetro ka como, também, o decaimento dessa corrente à medida que a borda aproxima-se, justificando a afirmação de Weinstein sobre a forte reflexão que essas correntes re

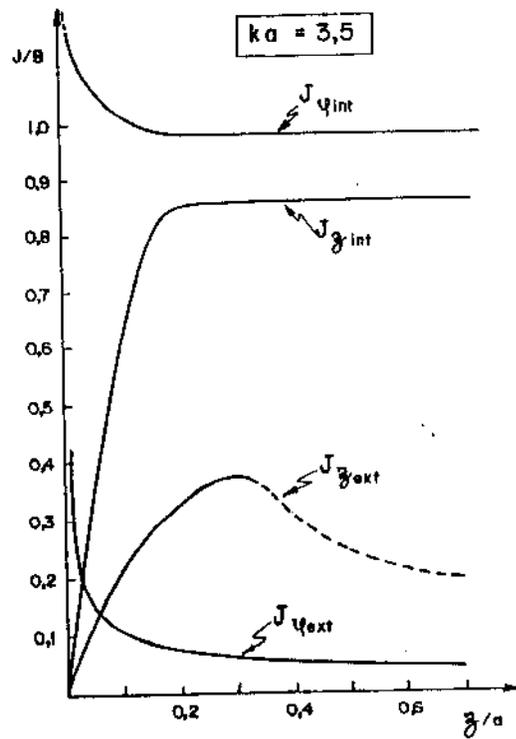
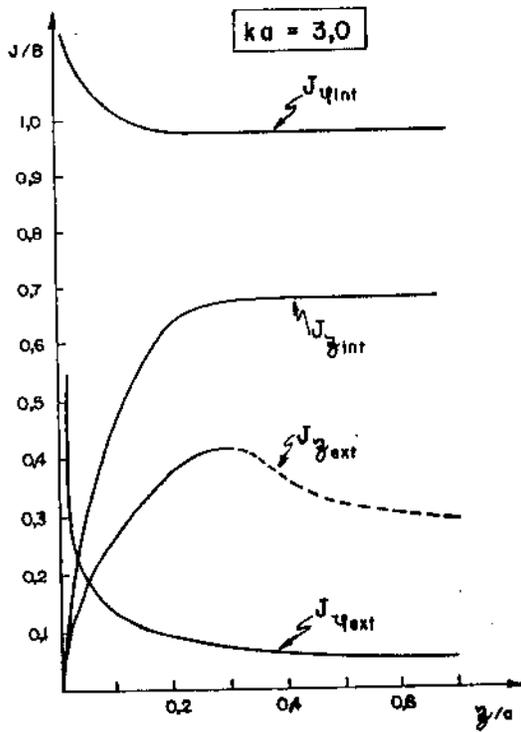
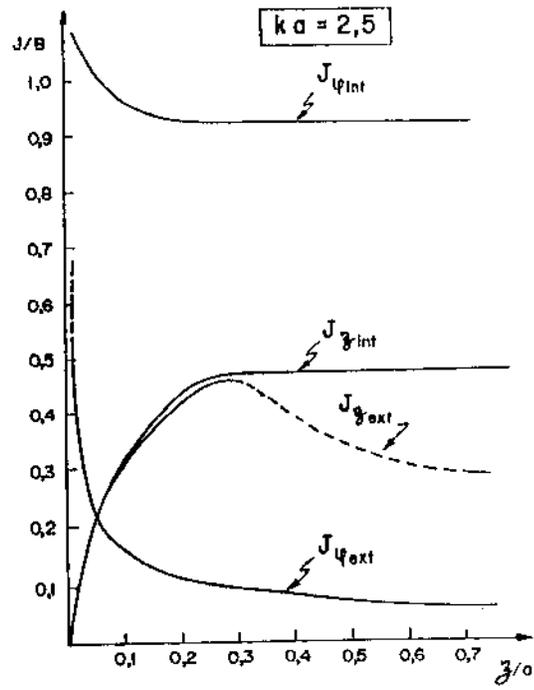
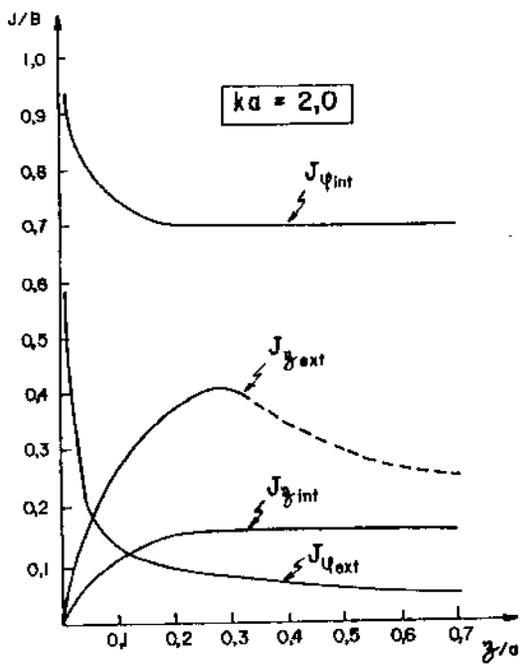


Fig. 2.3.: Amplitude das correntes longitudinais (J_z) e azimutais (J_ϕ), internas (int.) e externas (ext.), nas proximidades da borda da guia (valor da corrente azimutal de modo incidente igual a unidade: $B=1$).

cebem. Um fato interessante ocorre com a corrente longitudinal externa: ela inicialmente cresce a partir da borda, chegando a assumir valores maiores que os da própria corrente interna, para depois decair novamente e formar o lóbulo traseiro do radiador a guia cilíndrico semi-infinito. É possível evidenciar agora porque o Princípio de Huygeus é aproximado, uma vez que despreza o efeito das correntes externas ao guia. A observação atenta dos gráficos também esclarece o comportamento das várias correntes em relação ao parâmetro ka .

O conceito teórico das linhas de campo é importante na visualização dos fenômenos e leis eletromagnéticas. Faraday [2.15], aliás, acreditava que as linhas realmente existissem. Em relação aos guias e dispositivos em microondas, por exemplo, os desenhos das linhas de correntes superficiais explicam facilmente porque deve-se fazer um sulco longitudinal no meio da parede maior de um guia retangular, caso se desejar construir uma linha fendida. Os vários modos presentes em estruturas guiadas também são melhor entendidos através dos diagramas das linhas de campo. Entretanto, apesar dos modernos métodos computacionais de análise hoje existentes [2.3; 2.12], nos quais as correntes superficiais são calculadas com precisão, o autor desconhece uma figura que explicita as configurações de campo e corrente em uma antena a guia com abertura. A partir dos resultados obtidos, apresenta-se na Fig. 2.4 essa configuração das linhas de correntes em um guia cilíndrico aberto, excitado no modo TE_{11} . O desenho superior mostra as linhas de correntes nas paredes internas. Pode-se notar que é como se as linhas de corrente estivessem sido prensadas (ou achatadas) junto à borda do guia, ao verem seu caminho natural de propagação, ser bruscamente interrompido. Pode-se, em acréscimo, pensar que a concentração das correntes azimutais nas bordas, formem um laço ("loop") de corrente, com geração de um campo magnético axial, H_z , intenso, evidenciando o caráter indutivo da abertura da antena a guia cilíndrico aberto. Apesar de não estar mostrado, o diagrama superior apresenta somente uma "fotografia", num dado instante de tempo, da configuração de corrente. Isto porque essa configuração caminha, em direção à borda, com a velocidade de grupo do modo TE_{11} , isto é, próxima à da luz. Mas pode-se imaginar esse caminhar das ondas, raciocinando que perto da borda sempre haverá o "achatamento" das linhas, conforme mostrado na Fig. 2.4 para um único instante. Deve-se esclarecer que não foi considerado o efeito das ondas refletidas, por ser pequeno e complicar a visualização do fenômeno.

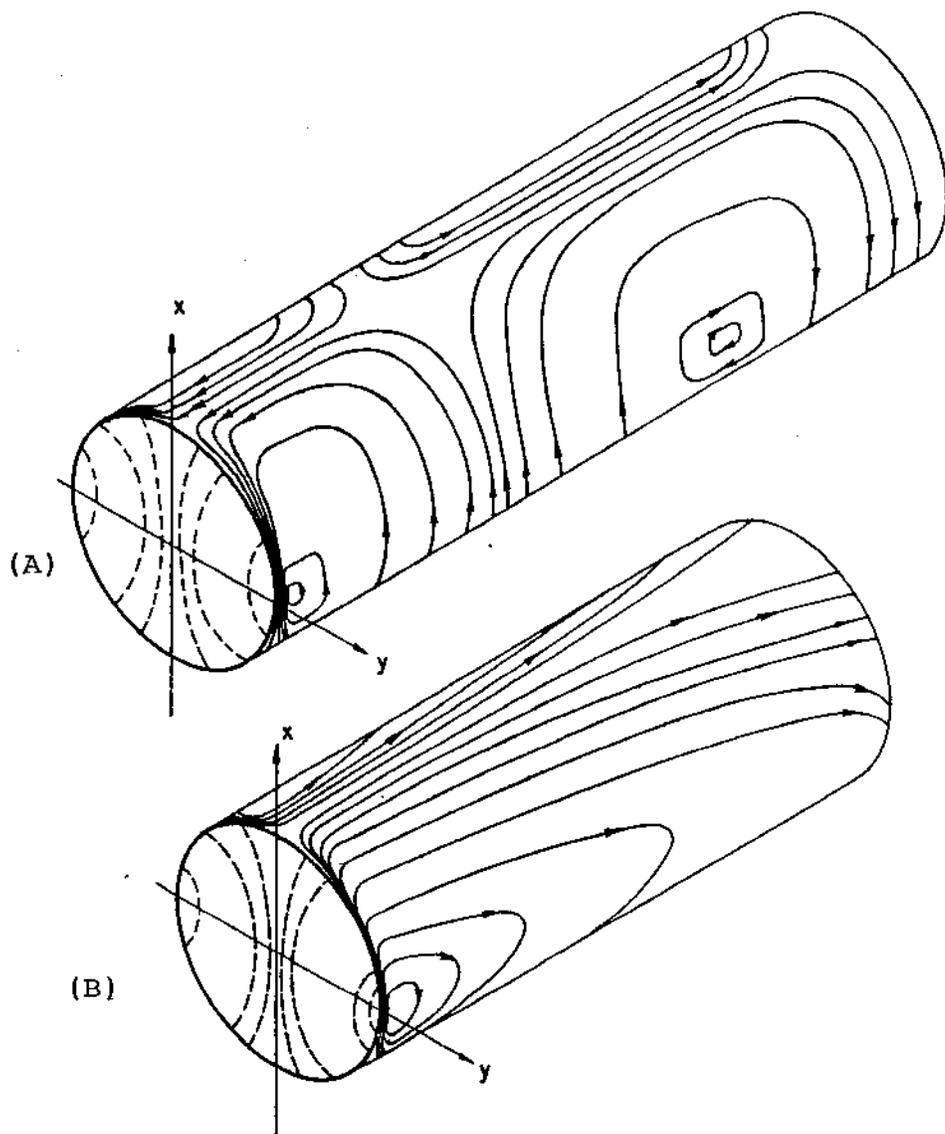


Fig. 2.4. Configuração das linhas de corrente internas (A) e externas (B) em um guia cilíndrico aberto de paredes com espessura desprezível em um dado instante de tempo.

Já o diagrama inferior da Fig. 2.4 mostra a configuração das correntes externas ao guia. Neste caso, deve-se visualizar o caminhar das ondas para a direita, afastando-se da borda do guia. Observe-se novamente a concentração das correntes azimutais na borda do guia assim como o achatamento das linhas. Mas, nesse caso, a borda é o ponto de geração da onda. A princípio, essa onda é complexa, com correntes azimutais e longitudinais, mas gradualmente, à medida que se afasta da borda, torna-se uma onda TEM em campo distante, com campo elétrico E_x e magnético H_y , suportados pelas correntes longitudinais externas, $J_{z_{ext}}$ dominantes. Considerando-se que a configuração de correntes aqui apresentada é semelhante àquela do modo TE_{10} , em um guia retangular, como também semelhante às configurações de antenas corretas a guias de onda, o material aqui apresentado pode representar contribuição didática interessante ao ensino de difração e radiação de ondas eletromagnéticas.

2.6. MOTIVAÇÃO PARA O PROJETO DO ALIMENTADOR A GUIA CILÍNDRICO DE FLANGE CÔNICA

A análise anterior mostrou a configuração de correntes em um guia cilíndrico de paredes muito finas. A espessura finita da parede introduz alterações importantes, discutidas na literatura [2.3; 2.12]. Nesse momento, a partir das seções anteriores, descrever-se-á qualitativamente o efeito da parede de espessura finita, a partir das correntes induzidas na flange do guia espesso. Inicialmente, considere-se a afirmação teórica [2.2; prob. 4.5] e experimental [2.11] de que uma pequena espessura da parede (menor que 10% do raio do guia) não influi significativamente no coeficiente de reflexão do guia cilíndrico, ou seja, assume-se que as ondas e correntes internas ao cilindro não são afetadas significativamente. Em relação às correntes externas, medidas experimentais realizadas pelo autor [2.16] mostram que a configuração das correntes externas também não são afetadas significativamente por espessuras pequenas de parede. Por outro lado, a amplitude da corrente altera-se cerca de 1dB para uma espessura, S , igual a 10% do raio, a , e valor de $ka=2,5$. Especificando-se melhor: "para valores de ka desde 1,84 até 3,25, com a espessura da parede normalizada, S/a , variando desde 0,028 até 0,142, e distância z maior que $0,3a$,

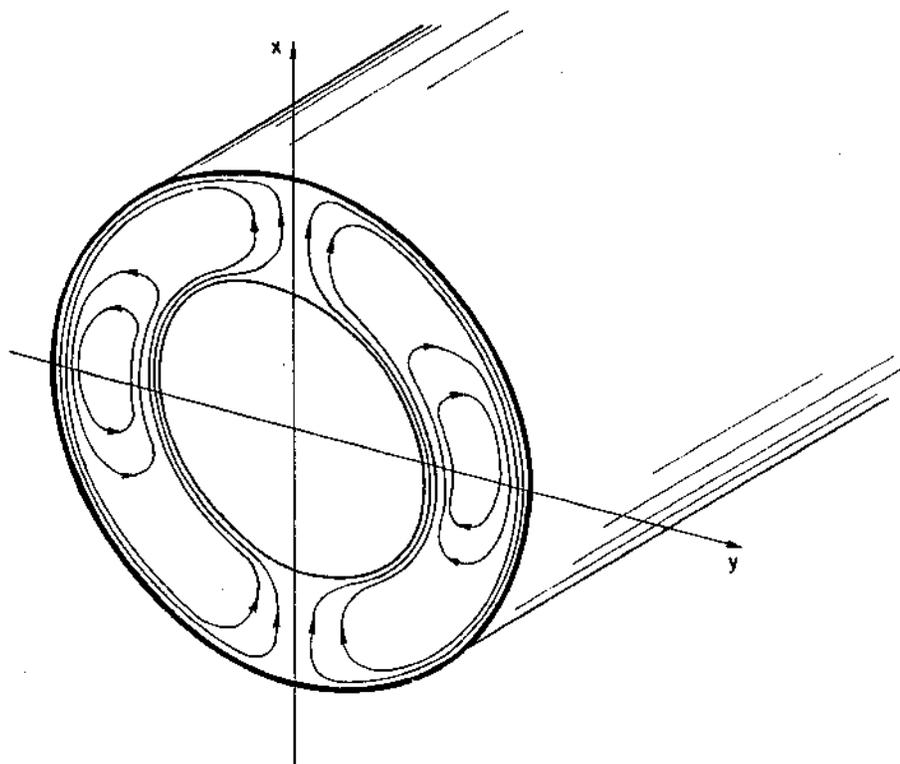


Fig. 2.5.: Configuração de correntes superficiais na flange de um guia cilíndrico aberto com paredes espessas.

a diminuição da amplitude da corrente longitudinal na parede externa do guia, em função da espessura, ocorre como se a teoria fosse aplicada a um guia ideal de diâmetro, igual ao diâmetro externo do guia espesso" [2.16].

Pelo exposto, dever-se-ia esperar muito pouca alteração nos diagramas de radiação para guias espessos. Porém, isto não é verdade. Qualitativamente, essa significativa influência da espessura da parede do guia nos diagramas de radiação, pode ser explicada como originária das correntes induzidas na flange que é formada pela parede junto à abertura do guia. A Fig. 2.5 mostra uma configuração qualitativa das correntes na flange de um guia espesso. A simples visão dessa Figura torna evidente porque não se pode desprezar o efeito da flange nos campos radiados. Nesse caso há o aparecimento das correntes radiais, J_r , que tanto contribuem para o campo radiado co-polar, como para o campo em polarização cruzada. O aparecimento da corrente radial, J_r , inviabiliza a aplicação da teoria de Weinstein. Sua análise só pode ser feita através do Método dos Momentos [2.17; 2.3; 2.12].

Todavia, caso imagine-se uma flange cônica que faça uma suave transição entre a parede interna do guia e sua parede externa, o efeito das correntes radiais estaria diluído ao longo da transição. Essa foi a idéia central para o projeto do guia com flange cônica, mostrado na Fig. 3.1 do Capítulo seguinte. Conforme será mostrado, esse é o alimentador apropriado para testar os resultados obtidos com a teoria de Weinstein.

Finalmente, resta chamar a atenção para uma mudança qualitativa nos diagramas de radiação do guia ideal [2.1]: conforme pode ser visto na Fig. 2.6, próximo ao corte ($ka=1,85$) o diagrama de radiação é mais diretivo no plano yz (ou plano H), ao passo que com o aumento de ka , o diagrama se torna mais diretivo no plano xz (ou plano E). Visto por esse ângulo, deve haver um valor de ka para o qual os dois diagramas teriam a mesma diretividade, ou melhor dizendo, haveria simetria axial no diagrama de radiação frontal do guia cilíndrico de paredes com espessura desprezível. Realmente, os valores teóricos prevêem simetria axial (baixo nível de polarização cruzada) para diâmetros do guia da ordem de 1,05 comprimentos de onda ($ka \approx 3,3$).

Nesse sentido, ao aproximar-se do modelo teórico, o guia com flange cônica também poderia possuir um bom desempenho em polarização cruzada. Como será visto no Capítulo 3, o desempenho em po

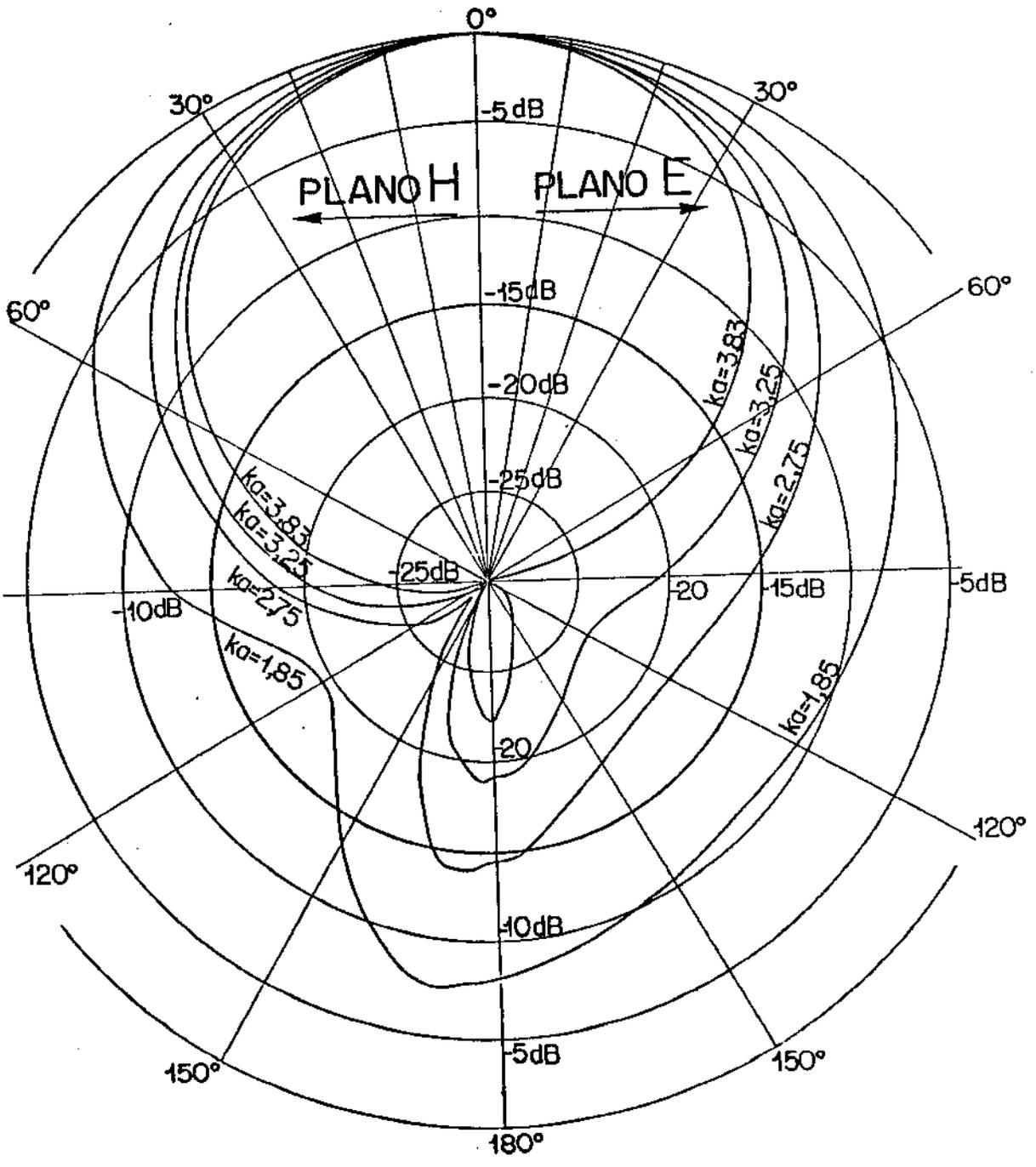


Fig. 2.6. - Diagramas de intensidade de campo, nos planos H e E, para um guia cilíndrico, aberto, com paredes de espessura infinitesimal, operando no modo TE_{11} , calculados pelo método de Wiener-Hopf.

larização cruzada foi alcançado apenas parcialmente, provavelmente devido a outros fatores: tamanho finito do guia com flange cônica, presença de flanges nas conexões e interferências com o aparato experimental, além dos desvios de fase mencionados ao final da seção 2.3.

2.7. CONSTRUÇÃO DO ALIMENTADOR A GUIA CILÍNDRICO DE FLANGE CÔNICA

No capítulo seguinte apresenta-se o desempenho do alimentador a guia cilíndrico de flange cônica. Antes porém, é interessante mostrar alguns detalhes de sua construção. O desenho mecânico desse alimentador é visto na Fig. 3.1, do capítulo seguinte. Em sua construção é importante observar-se que qualquer elipticidade ou assimetria na circularidade da estrutura cilíndrica pode levar a constantes de propagação diferentes nos sentidos dos eixos maiores e menores da elipse. Esse fenômeno, por sua vez, pode produzir mudança relativa de fase entre os campos da abertura. O bom desempenho em polarização cruzada é devido à subtração de campos gerados pela abertura e, portanto, qualquer alteração de fase pode alterar bastante os diagramas em polarização cruzada.

Tendo em vista a circularidade da seção reta do guia, escolheu-se um tubo de latão extrudado, cuja variação do diâmetro era de $\pm 0,005\text{mm}$, para um diâmetro médio de $2a = 63,530\text{mm}$. Em seguida foi torneado, entre pontas, um tarugo maciço cilíndrico de aço 1020 que, depois de retificado, atingiu o mesmo diâmetro que o diâmetro interno do tubo de latão. Em seguida "vestiu-se" o tubo de latão no cilindro de aço de forma que as tensões desenvolvidas no torneamento da flange cônica não pudessem deformar o tubo de latão. A flange cônica foi então torneada com um ângulo $\alpha = 0,78^\circ$. Posteriormente, a flange cônica foi retificada e polida para evitar rugosidade da superfície e, logo após, foi soldada a flange traseira de conexão. Terminado o alimentador, a terminação cônica apresentou um corte semelhante ao de uma "navalha" sendo que a esfericidade passou a um desvio de $\pm 0,01\text{mm}$ ao longo de todo o guia cilíndrico. Também foi construído um outro alimentador mais curto, porém não houve disponibilidade no CPqD-TELEBRÁS para seu teste. É interessante salientar, que as medidas da antena alimentadora descritas no capítulo seguinte demoraram uma semana, ocupando dois técnicos em tempo integral e um engenheiro em tempo parcial, além do autor. Somente o alinhamento da antena demorou dois dias. A

crescente-se que todo o trabalho foi feito gratuitamente por não haver verba disponível nem equipamento na UNICAMP. Não houve pois, forma de melhorar a antena como, por exemplo, diminuindo a espessura da parede ou reduzindo-se o diâmetro da flange traseira.

O capítulo seguinte descreve o desempenho do alimentador com flange cônica.

REFERÊNCIAS DO CAPÍTULO 2

- [2.1] Conforti, E.; "Antenas Alimentadoras a Guias de Ondas Cilíndricas, Abertos", Tese de Doutorado, UNICAMP, 1983, 140 páginas.
- [2.2] Weinstein, L.A; "The theory of diffraction and the factorization method", The Golem Press, Boulder, Colorado, 1969.
- [2.3] James, G.L. e Greene, K.J.; "Effect of wall thickness on Radiation from circular waveguides", Electronic Letters, Vol. 14, nº 4, pp. 90-91, 16 de fevereiro de 1978.
- [2.4] Conforti, E.; Giarola A.J. e Souza R.F., "Radiation from open-ended circular waveguide", 1984 IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Sympo. Dig., Boston, junho 25-29, vol. I, pp. 78-81, 1984.
- [2.5] Helholtz, W.; Wissenschaftliche Abhandlungen, Vol. 1, 1982.
- [2.6] Rayleigh. L, Theory of Sound, 2ª ed., Londres, 1896 (Dover Pub., N. York, 1945).
- [2.7] Chu, L.J., "Calculation of the Radiation Properties of Hollow Pipes and Horns", J. Appl. Phys. vol. 11 , pp. 603-610, setembro de 1940.
- [2.8] Sommerfeld, A., "Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie", Ann. Physik 28, pp. 665 - 737, 1909.
- [2.9] Wiener, N. e Hopf, E., "Über eine Klasse Singularer Integralgleichungen", Berlin, 1931.
- [2.10] Fock, V.A., "Matematicheskii sbornik", vol. 14, p1, 1944.

- [2.11] Conforti, E., "A Compact Feed for Short Focal Length Reflectors", Tese de "Master of Applied Sciences", Universidade de Toronto, Canadá, 58p. 1978.
- [2.12] Hombach, V., "Radiation from flanged waveguide", 1983-URSI Symposium on Electromagnetic Theory, Espanha, pp. 77-80, Agosto, 1983.
- [2.13] Conforti, E., "Uma contribuição ao estudo do efeito da espessura da parede em cilindros ressonantes abertos", Premio Unicamp de Incentivo à Pesquisa, 17 pag., abril 1983.
- [2.14] Mittra, R e Lee, S.W., Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves, Nova York, The Macmillan Co., 1971.
- [2.15] Faraday, M, "Experimental Researches in Electricity", Editores Taylor (Vol. I, 1839, vol. II, 1844) e Francis (vol. III, 1855). (Reedição da Dover Publications, Inc., New York, 1965).
- [2.16] Conforti, E. e Giarola, A.J., "Outside surface experimental currents in open ended circular waveguide", ICAP 83, IEE Conf. Pub. 219, pp. 123-126, 1983.
- [2.17] Harrington, R.F. e Mautz, J.R., "A Generalized Network Formulation for Aperture Problems", IEEE Transactions on Antenna and Propagation, AP. 24, pp. 870-873, 1976.

CAPÍTULO 3

RADIAÇÃO DE UM GUIA CIRCULAR ABERTO DE PAREDES

FINAS E TERMINADAS POR FLANGE CÔNICA

3.1. INTRODUÇÃO

Apresentam-se resultados teóricos precisos, incluindo desempenho em polarização cruzada, de antenas a guias de onda cilíndricos, semi infinitos, com paredes de espessura desprezível, utilizando-se a técnica de Wiener-Hopf. Em adição, os resultados experimentais de um modelo prático dessa antena - o alimentador terminado por flange cônica - são mostrados para confirmar os valores teóricos e evidenciar a deterioração do desempenho em polarização cruzada resultante da espessura finita da parede do alimentador a guia cilíndrico. Saliente-se que os valores teóricos já haviam sido obtidos durante o doutoramento do autor. Entretanto, a forma aqui apresentada dá uma visão sucinta da teoria. Em adição, a concepção, fabricação e medidas do alimentador terminado por flange cônica foram feitas após o doutorado. Este capítulo, com ligeira redução no tamanho (as Figuras 3.3, 3.4 e os textos correspondentes não constam da versão em inglês), foi aceita para publicação na revista "IEEE Transactions on Antennas and Propagation" (carta de aceitação apresentada no Anexo 1).

Nos últimos anos, um esforço considerável foi dedicado ao estudo e desenvolvimento de antenas parabólicas para sistemas de microonda terrestres e por satélite. Essas antenas requerem o uso de alimentadores com bom casamento de impedância, diagramas de radiação simétricas e alta pureza de polarização, de forma a aumentar sua eficiência, reduzir o derramamento e permitir aplicações com re-uso de frequência.

Uma limitação no modelamento matemático e otimização de antenas refletoras é a predição acurada do diagrama de radiação do alimentador primário. Recentemente, modelos de campo elétrico [3.1] e métodos numéricos rigorosos baseados nas equações integrais

para o campo elétrico (EFIE) [3.2] foram desenvolvidos. Os resultados para o guia circular aberto [3.3; 3.4 e 3.5] descreveram com propriedade o desempenho destas antenas com espessuras de parede maiores que $0,05\lambda$. Esses resultados mostram que em um guia não corrugado, a espessura finita do guia truncado pode ser entendida como uma flange, mudando suas características [3.3 e 3.4], particularmente para guias com pequenos diâmetros. Nesse caso, a presença da flange é responsável por um efeito que resulta da superposição de uma onda direta da abertura e de uma onda espalhada na borda externa da flange, a qual está distante de uma espessura da parede da borda interna.

Com o objetivo de comparar esses resultados com aqueles para o caso limite de um guia cilíndrico de paredes infinitesimais, desenvolveram-se cálculos numéricos dos diagramas de radiação co-polares e em polarização cruzada usando-se a Teoria de Weinstein (técnica de Wiener-Hopf) para guias semi-infinitos e de parede extremamente fina. Os campos distantes radiados foram calculados em módulo e fase e com precisão suficiente de forma a compará-los com aqueles obtidos pelo método EFIE. Em adição, o uso de um guia circular com terminação por flange cônica foi considerado como um meio de evitar a influência da borda externa do guia cilíndrico de paredes espessas.

3.2. ANÁLISE TEÓRICA PARA O GUIA CILÍNDRICO ABERTO, SEMI INFINITO, COM PAREDES EXTREMAMENTE FINAS

O guia semi-infinito com paredes de espessura desprezível já havia sido analisado teoricamente por Weinstein com a técnica de Wiener-Hopf [3.6]. Este trabalho estende os cálculos para os diagramas de fase e polarização cruzada.

Utilizando-se o método de integração do ponto de sela no plano complexo dos números de onda, podem-se obter expressões para o campo elétrico azimutal, E_ϕ , e em elevação, E_θ , em amplitude e fase [3.6]. No Sistema Internacional de Unidades e com dependência no tempo do tipo $\exp(i\omega t)$, tendo $z > 0$ ao longo do eixo do guia de onda e na direção da extremidade aberta, essas componentes do campo elétrico têm a forma seguinte [3.7]:

$$E_{\theta} = \frac{\sqrt{P Z_0}}{R} \operatorname{sen}(\phi + \phi_0) (4/\pi\mu_1) \sqrt{i \tilde{\gamma}'_1 ka} \cdot \left(\frac{\Delta}{1 + \Delta^2} \right) \left(\frac{e^{ikR}}{\operatorname{sen}\theta} \right) \sqrt{J_1'(kas\theta)/H_1'(kas\theta)} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{2} [\tilde{S}(\tilde{\gamma}'_1) + \tilde{S}(-kac\theta)] \right\}$$

$$E_{\phi} = \frac{\sqrt{P Z_0}}{R} \cos(\phi + \phi_0) \sqrt{i \tilde{\gamma}'_1 ka} \left[\frac{(-2)}{\pi ka \sqrt{\cos^2\theta - \cos^2\theta_1}} \right] \cdot \sqrt{\frac{ka - \tilde{\gamma}'_1}{ka + \tilde{\gamma}'_1}} \left[\frac{\exp(ikR)}{\operatorname{sen}\theta} \right] \left\{ 1 + \cos\theta \right. \\ \left. - \left[2 \left(\frac{\Delta^2}{1 + \Delta^2} \right) \left(\frac{\cos\theta + \cos\theta_1}{1 + \cos\theta_1} \right) \right] \right\} \cdot \sqrt{J_1'(kas\theta)/H_1'(kas\theta)} \cdot \exp \left\{ \frac{1}{2} [\tilde{S}(\tilde{\gamma}'_1) + \tilde{S}(-kac\theta)] \right\}$$

em que:

$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ é o número de onda do espaço livre,

a é o raio do guia cilíndrico,

P é a potência incidente, modo TE_{11} , dentro do guia,

$Z_0 = 120\pi\Omega$ é a impedância intrínseca do espaço livre,

R é a distância da antena ao observador,

ϕ e θ são os ângulos azimutais e de elevação, respectivamente,

$\mu_1 = 1,84118$ é a primeira raiz de J_1' ,

$J_1(\)$ e $J_1'(\)$ são as funções de Bessel de primeira espécie e primeira ordem, e suas derivadas, respectivamente,

$H_1(\)$ e $H_1'(\)$ são as funções de Hankel de primeira espécie e primeira ordem, e suas derivadas, respectivamente,

$\theta_1 = \cos^{-1}(\gamma_1'/ka)$ é o ângulo caústico [2.6],

$\tilde{\gamma}_1' = \sqrt{(ka)^2 - (1,84118)^2}$ é o número de onda de corte para o modo TE_{11} , e

$$\tilde{\gamma}_1 = \sqrt{k^2 - (1,84118/a)^2} = \tilde{\gamma}_1'/a$$

As funções auxiliares são dadas por [3.6]

$$\Delta = \left(\frac{i}{2ka} \right) \begin{bmatrix} \phi_+(ka) \\ \psi_-(ka) \end{bmatrix},$$

$$\phi_+(wa) = \sqrt{\pi(ka+wa)} H_1(v') J_1(v') \exp[(1/2) S(wa)],$$

$$\psi_+(wa) = \sqrt{\pi(ka-wa)} H_1'(v') J_1'(v') [(\tilde{\gamma}_1' + wa) / (\tilde{\gamma}_1' - wa)] \cdot \exp[(1/2) \tilde{S}(wa)]$$

em que

$v' = \sqrt{(ka)^2 - (wa)^2}$ é o número de onda do modo TE_{11} e as funções $\psi_+(ka)$ e $\phi_+(ka)$ são calculadas com as funções $\psi_+(wa)$ e $\phi_+(wa)$, no limite quando wa aproxima-se de ka .

As funções S são dadas por [3.6]

$$S(\mu) = X(\mu) + j Y(\mu)$$

$$\tilde{S}(\mu) = \tilde{X}(\mu) + j \tilde{Y}(\mu)$$

As funções $X(\mu)$ e $\tilde{X}(\mu)$ são relacionadas às amplitudes dos campos distantes elétricos e magnéticos, respectivamente, e são dadas por [3.6]

$$X(\mu) = \text{Re} [S(\mu)] = \frac{1}{\pi} \int_{-ka}^{ka} \frac{\Omega(v')}{\xi - \mu} d\xi$$

$$\tilde{X}(\mu) = \text{Re} [\tilde{S}(\mu)] = \frac{1}{\pi} \int_{-ka}^{ka} \frac{\tilde{\Omega}(v')}{\xi - \mu} d\xi$$

em que:

$$v'(\xi) = \sqrt{(ka)^2 - \xi^2}, \quad -ka \leq \mu \leq ka$$

$$\Omega(v') = [\arg H_1(v')] + \pi/2$$

$$\tilde{\Omega}(v') = [\arg H_1'(v')] - \pi/2$$

As funções $Y(\mu)$ e $\tilde{Y}(\mu)$ associadas com as fases do campo elétrico dadas por Weinstein [3.6] foram trabalhadas de forma a permitir seu cálculo computacional. Elas são dadas por [3.7]

$$Y(\mu) = \frac{2\mu}{\pi} - \Omega(v'_1) + \sum_{n=1}^k \left\{ - \left[2 \tan^{-1}(\mu/\gamma'_n) \right] \right. \\ \left. \cdot \frac{2\mu}{\pi} \int_{|\gamma'_{n-1}|}^{|\gamma'_n|} \frac{\Omega(v')}{\mu^2 + v^2} dv \right\} \\ + \lim_{M \rightarrow \infty} \left[\frac{2\mu}{\pi} \ln \left(\frac{\gamma'_M}{\gamma'_K} \right) - \sum_{n=K}^M 2 \tan^{-1}(\mu/\gamma'_n) \right]$$

$$\begin{aligned}
\tilde{Y}(\mu) = & \frac{2\mu}{\pi} - \Omega(\tilde{v}') + \frac{2\mu}{\pi} \int_0^{|\tilde{\gamma}'_1|} \frac{\Omega(v')}{\mu^2+v^2} dv \\
& + \sum_{n=2}^K \left\{ - \left[2 \tan^{-1}(\mu/\tilde{\gamma}'_n) \right] + \frac{2\mu}{\pi} \int_{|\tilde{\gamma}'_{n-1}|}^{|\tilde{\gamma}'_n|} \frac{\Omega(v)}{\mu^2+v^2} dv \right\} \\
& + \lim_{M \rightarrow \infty} \left[\frac{2\mu}{\pi} \ln \left(\frac{\tilde{\gamma}'_M}{\tilde{\gamma}'_K} \right) - \sum_{n=K}^M 2 \tan^{-1}(\mu/\tilde{\gamma}'_n) \right]
\end{aligned}$$

em que:

$\gamma'_n = \sqrt{(ka)^2 - (\eta_n)^2}$ são os números de onda imaginários dos mo dos TM_{11} evanescentes,

$\tilde{\gamma}'_n = \sqrt{(ka)^2 - (\mu_n)^2}$, $n \geq 2$, são números imaginários dos modos evanescentes TE_{11} ,

η_n e μ_n são as raízes das funções de Bessel J e J' .

As integrações necessárias para o cálculo das funções X e Y foram feitas numericamente para os ângulos de elevação, θ , variando de cinco em cinco graus e para dez frequências na faixa do mo TE_{11} . Examinando-se as expressões de $X(\mu)$ e $\tilde{X}(\mu)$ pode-se notar que seu cálculo inclui a integração ao longo pela parte real do corte de ramificação no plano complexo dos números de onda, enquanto uma integração na parte imaginária do corte de ramificação é requerida para os cálculos das funções $Y(\mu)$ e $\tilde{Y}(\mu)$. Na implementação dos cálculos nu méricos das funções X e \tilde{X} , as integrais foram calculadas analiticamente nas vizinhanças das singularidades ($\xi=\mu$) e numericamente (método de extrapolação de Romberg) no restante dos intervalos de integração. Para obterem-se as funções Y e \tilde{Y} , foi utilizado um valor de $K=20$, correspondente a integração numérica ao longo do caminho que passa através dos primeiros vinte modos evanescentes e um valor de $M=2000$ foi escolhido, tudo de modo a garantir a precisão desejada (0,5%). Os resultados para os campos E_θ e E_ϕ na forma de diagramas de radia

ção copolares em planos E e H, em amplitude e fase, são mostrados nas Tabelas I e II, respectivamente. Os diagramas de radiação em polarização cruzada, no plano $\phi=45^\circ$ são apresentados na Tabela III.

3.3. O GUIA CIRCULAR COM UMA TERMINAÇÃO EM FLANGE CÔNICA

Os resultados mostrados nas Tabelas I, II e III para o campo radiado por um guia cilíndrico com paredes extremamente finas predizem um alto grau de simetria do diagrama e baixa polarização cruzada quando o diâmetro do guia de onda é aproximadamente um comprimento de onda [3.8]. Todavia, este desempenho ainda não havia sido obtido, possivelmente devido à presença de um guia com paredes espessas e comprimento finito [3.3], [3.5]. O uso de um guia aberto terminado com uma flange em forma cônica [3.9] foi considerado como um meio de evitar a presença da espessura da parede. Como resultado, este radiador poderia ser uma realização prática do modelo considerado na teoria de Weinstein. Os resultados principais para um radiador deste tipo são mostrados a seguir.

3.4. DESCRIÇÃO DA ANTENA

Uma vista em corte da antena cilíndrica com terminação em flange cônica é mostrada na Fig. 1. A antena foi construída com um tubo de latão com diâmetro interno de 2,5 polegadas e espessura de parede de 1/8 de polegada. Uma flange cônica extremamente aguda com um ângulo $\alpha = 0,78$ graus foi usinada podendo-se constatar que a variação na excentricidade do diâmetro interno da flange cônica foi de $\pm 0,01$ mm para um diâmetro médio $2a = 63,53$ mm. Essa circularidade é importante para evitar o aparecimento do modo TM_{11} assim como diferentes caminhos eletromagnéticos nos planos xz e yz no interior do guia, que causaria deterioração na polarização cruzada. As outras dimensões escolhidas para a antena foram: $2b = 69,85$ mm; $l_1 = 210$ mm e $l_2 = 232$ mm.

3.5. RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

Os valores teóricos das Tabelas I, II e III foram obtidos para um guia com paredes extremamente finas. Os resultados experi

TABELA I - AMPLITUDE DO CAMPO ELÉTRICO, E_0 , NO PLANO E, EM DECIBELS

(ka)	1.85	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	3.25	3.50	3.75
(θ)									
0°	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
10°	-0.162	-0.182	-0.215	-0.251	-0.290	-0.330	-0.372	-0.417	-0.463
20°	-0.640	-0.717	-0.851	-0.993	-1.14	-1.30	-1.47	-1.65	-1.84
30°	-1.40	-1.57	-1.87	-2.19	-2.52	-2.88	-3.27	-3.67	-4.11
40°	-2.41	-2.70	-3.21	-3.76	-4.35	-4.99	-5.67	-6.41	-7.21
50°	-3.60	-4.04	-4.81	-5.63	-6.53	-7.51	-8.57	-9.78	-11.1
60°	-4.90	-5.49	-6.54	-7.68	-8.93	-10.3	-11.9	-13.6	-15.8
70°	-6.23	-6.97	-8.30	-9.76	-11.4	-13.2	-15.2	-17.8	-21.2
80°	-7.49	-8.54	-9.98	-11.7	-13.6	-15.8	-18.4	-22.5	-27.4
90°	-8.63	-9.65	-11.4	-13.4	-15.6	-18.0	-20.9	-24.8	-32.3
100°	-9.59	-10.5	-12.6	-14.8	-17.0	-19.6	-22.6	-25.5	-32.4
110°	-10.3	-11.5	-13.5	-15.7	-18.0	-20.6	-23.4	-26.7	-30.9
120°	-10.8	-12.0	-14.0	-16.3	-18.6	-21.0	-23.7	-26.5	-29.8
130°	-11.0	-12.2	-14.3	-16.5	-18.8	-21.1	-23.6	-26.1	-28.8
140°	-10.9	-12.1	-14.2	-16.4	-18.6	-20.8	-23.1	-25.5	-27.9
150°	-10.5	-11.7	-13.8	-15.9	-18.0	-20.2	-22.4	-24.6	-26.9
160°	-9.85	-11.0	-13.0	-15.0	-17.0	-19.1	-21.2	-23.4	-25.6
170°	-8.93	-10.0	-11.8	-13.7	-15.7	-17.6	-19.6	-21.6	-23.7
180°	-8.22	-9.21	-10.9	-12.6	-14.4	-16.2	-18.1	-19.9	-21.8

TABELA II - AMPLITUDE DO CAMPO ELÉTRICO, E_0 , NO PLANO H, EM DECIBELS

(ka) \ (θ)	1.85	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	3.25	3.50	3.75
0°	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
10°	-1.188	-2.203	-2.230	-2.260	-2.288	-3.320	-3.352	-3.386	-4.421
20°	-1.744	-2.805	-2.911	-3.020	-3.114	-4.126	-4.139	-4.153	-5.166
30°	-2.65	-3.78	-3.902	-4.026	-4.152	-5.179	-5.308	-5.336	-6.368
40°	-3.88	-5.10	-5.350	-5.692	-6.037	-7.084	-7.333	-7.585	-8.637
50°	-5.38	-6.72	-7.32	-7.95	-8.62	-9.732	-10.06	-10.83	-11.963
60°	-7.13	-8.59	-9.40	-10.26	-11.17	-12.101	-12.111	-12.22	-13.33
70°	-9.08	-10.66	-11.69	-12.80	-13.9	-15.031	-15.145	-15.258	-16.372
80°	-11.2	-12.9	-14.1	-15.4	-16.8	-18.13	-18.55	-19.4	-21.0
90°	-13.4	-15.3	-16.7	-18.2	-19.8	-21.4	-21.2	-23.0	-24.8
100°	-15.6	-17.8	-19.4	-21.1	-22.9	-24.7	-23.9	-26.5	-28.4
110°	-17.2	-19.4	-21.3	-23.2	-25.1	-26.1	-28.1	-30.1	-31.8
120°	-19.1	-20.6	-23.1	-25.5	-27.9	-30.1	-32.3	-34.2	-35.6
130°	-18.9	-20.9	-24.4	-28.0	-31.6	-35.2	-38.6	-40.8	-40.5
140°	-16.3	-18.4	-22.0	-25.9	-30.2	-35.2	-41.8	-54.0	-45.8
150°	-12.7	-14.5	-17.7	-21.0	-24.4	-27.8	-31.7	-35.4	-37.9
160°	-9.56	-10.9	-13.3	-15.9	-18.6	-21.4	-24.2	-27.1	-29.7
170°	-8.15	-9.16	-10.9	-12.8	-14.7	-16.7	-18.7	-20.8	-22.9
180°	-8.22	-9.21	-10.9	-12.6	-14.4	-16.2	-18.1	-19.9	-21.8

TABELA III - DIAGRAMAS EM POLARIZAÇÃO CRUZADA NO PLANO $\phi = 45^\circ$

(ka) \ (θ)	1.85	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	3.25	3.50	3.75
0°	-∞	-∞	-∞	-∞	-∞	-∞	-∞	-∞	-∞
10°	-56.9	-58.3	-61.4	-66.4	-80.6	-64.3	-59.2	-55.6	-52.8
20°	-45.1	-46.6	-50.0	-56.2	-75.1	-54.0	-48.0	-44.3	-41.5
30°	-38.5	-40.0	-43.3	-49.0	-82.3	-49.0	-42.6	-38.4	-36.1
40°	-34.1	-35.6	-38.7	-44.1	-59.4	-47.2	-40.0	-36.0	-33.1
50°	-30.9	-32.3	-35.4	-39.9	-50.0	-48.3	-39.2	-34.8	-31.7
60°	-28.4	-29.9	-32.7	-36.7	-43.7	-56.4	-40.4	-35.1	-31.3
70°	-26.5	-27.9	-30.6	-34.0	-39.1	-51.7	-45.7	-36.6	-31.7
80°	-25.0	-27.0	-28.8	-31.8	-35.6	-41.7	-46.4	-38.8	-33.6
90°	-23.6	-25.0	-27.4	-30.0	-33.0	-36.8	-42.3	-56.6	-45.3
100°	-22.4	-23.4	-26.1	-28.5	-31.0	-33.7	-37.8	-37.9	-39.2
110°	-21.2	-22.6	-24.9	-27.2	-29.5	-31.7	-33.9	-35.6	-35.5
120°	-19.9	-21.4	-23.7	-26.0	-28.2	-30.3	-32.3	-33.9	-34.4
130°	-18.3	-20.0	-22.3	-24.7	-26.9	-29.0	-31.0	-32.7	-33.7
140°	-16.3	-17.9	-20.5	-23.0	-25.4	-27.6	-29.7	-31.5	-32.9
150°	-13.5	-15.2	-17.9	-20.6	-23.1	-25.5	-27.8	-29.9	-31.6
160°	-10.4	-11.9	-14.3	-16.9	-19.4	-22.0	-24.4	-26.8	-29.0
170°	-8.60	-9.66	-11.5	-13.4	-15.4	-17.5	-19.6	-21.7	-23.9
180°	-8.22	-9.21	-10.9	-12.6	-14.4	-16.2	-18.1	-19.9	-21.8

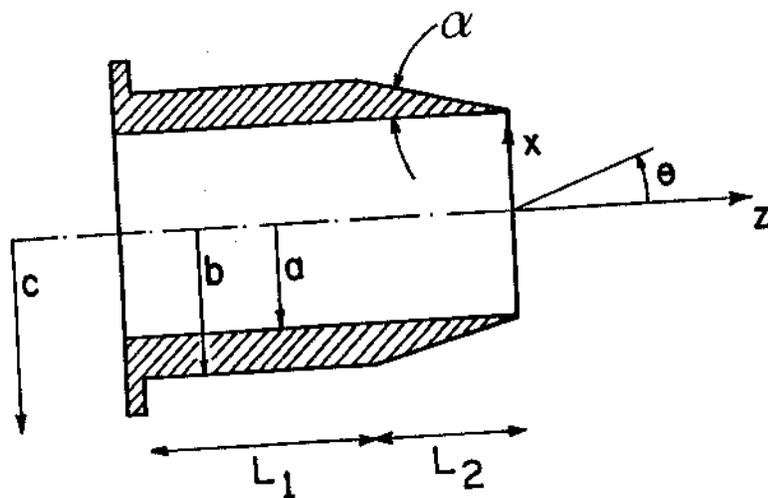


Fig. 3.1.: Vista em corte de um guia circular aberto terminado por flange cônica. Notar que na figura acima o eixo z foi invertido em relação ao sentido observado no Capítulo 2.

mentais na faixa de frequência de 3 a 5 GHz foram medidos para a antena com paredes espessas e flange cônica da Fig. 3.1, utilizando a Câmara Anecóica do CPqD como equipamento modelo 2030 da Scientific Atlanta. Os diagramas em amplitude do campo elétrico co-polar são apresentados na Fig. 3.2 (esquerda) em função do produto ka , para vários ângulos de elevação θ . Valores menores de ka aproximam-se da frequência de corte. Pode-se notar a concordância entre experimento e teoria. Diagramas similares são mostrados para o Plano H e novamente concordância entre teoria e experimento é observada.

Os diagramas de fase no plano H como função de ka , com o ângulo θ como parâmetro, são mostrados na Fig. 3.3. Concordância entre os valores teóricos e experimentais podem ser observados. Uma característica interessante desta Figura é a mudança abrupta da fase para $ka = 3,6$ e $\theta = 150^\circ$. Para este valor de ka , o ângulo θ iguala o ângulo caústico θ_1 ($\theta_1 = \cos^{-1}(\gamma_1'/ka)$). O ângulo caústico pode ser entendido considerando-se a decomposição do modo TE_{11} em duas ondas TEM que se propagam em zigue-zague por reflexões sucessivas nas paredes do guia. O ângulo que a direção de propagação dessas ondas faz com o eixo longitudinal do guia é o ângulo caústico, na definição de Weinstein.

Os diagramas de fase no plano E, como função de kb , são mostrados na Figura 3.4. Enquanto na Figura 3.3 os resultados experimentais são mostrados como função de ka , com a igual ao raio interno do guia de onda, na Figura 3.4 os resultados são mostrados como função de kb , com b igual ao raio exterior, uma vez que um melhor casamento entre teoria e experimento pode ser obtido com kb . Desta forma, em um caso (Plano H) o guia prático é descrito pelo modelo de guia teórico de paredes com espessura infinitesimal igual ao raio interno do guia real enquanto no outro caso, uma melhor escolha para o raio corresponde ao raio externo. Este desvio é um fator importante para a deterioração da polarização cruzada quando comparada com relação às predições teóricas de um cilindro com paredes de espessura infinitesimal.

O ângulo de "off-set" para o qual o campo cai 12 dB, θ_{12dB} , e a máxima polarização cruzada para o guia com flange em forma cônica mostrado na Figura 1, com $(b/a) = 1,10$, foi medido para vários valores de ka . Esses resultados foram comparados com os calculados para um guia circular aberto de paredes infinitesimais e, tam

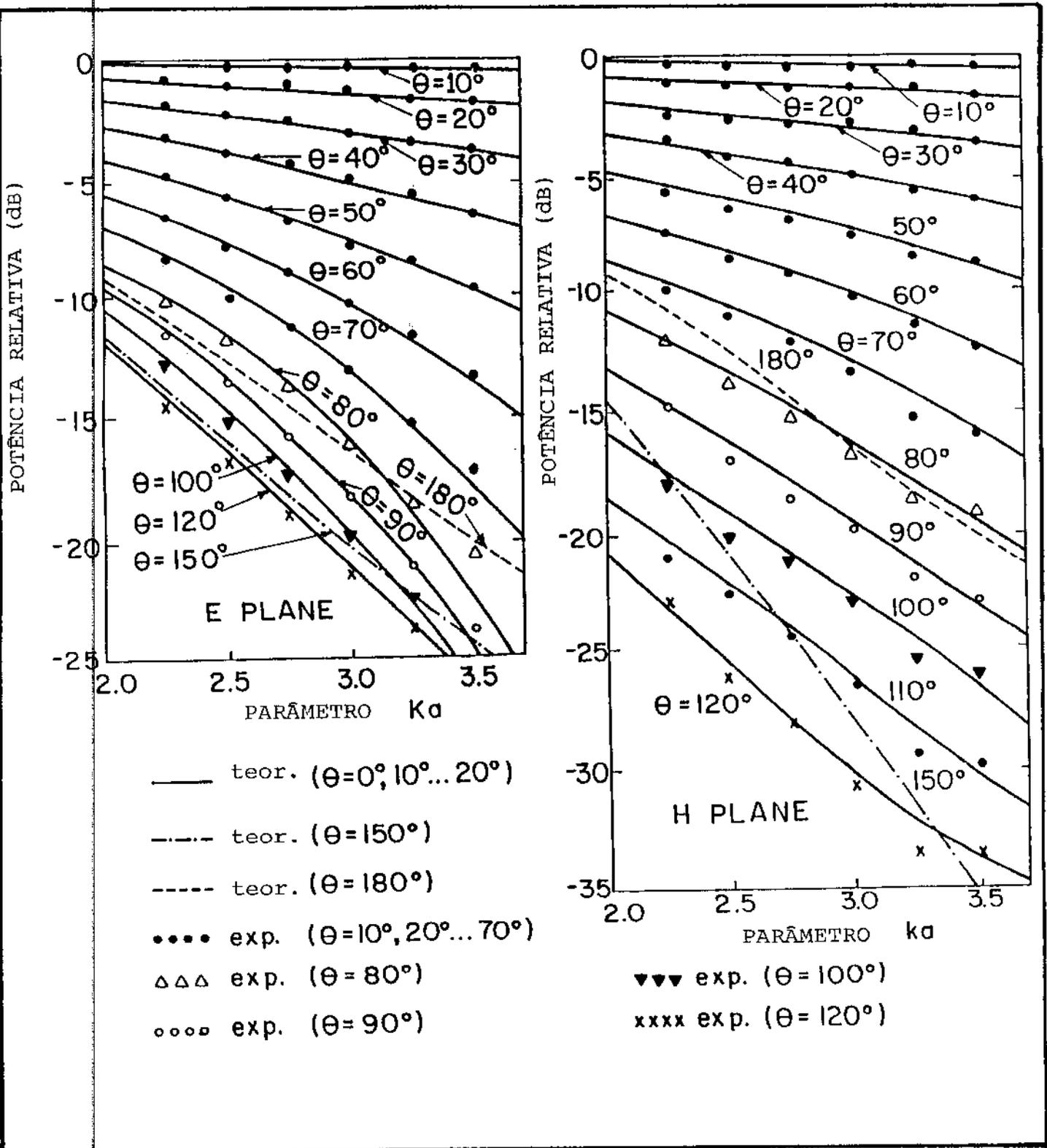
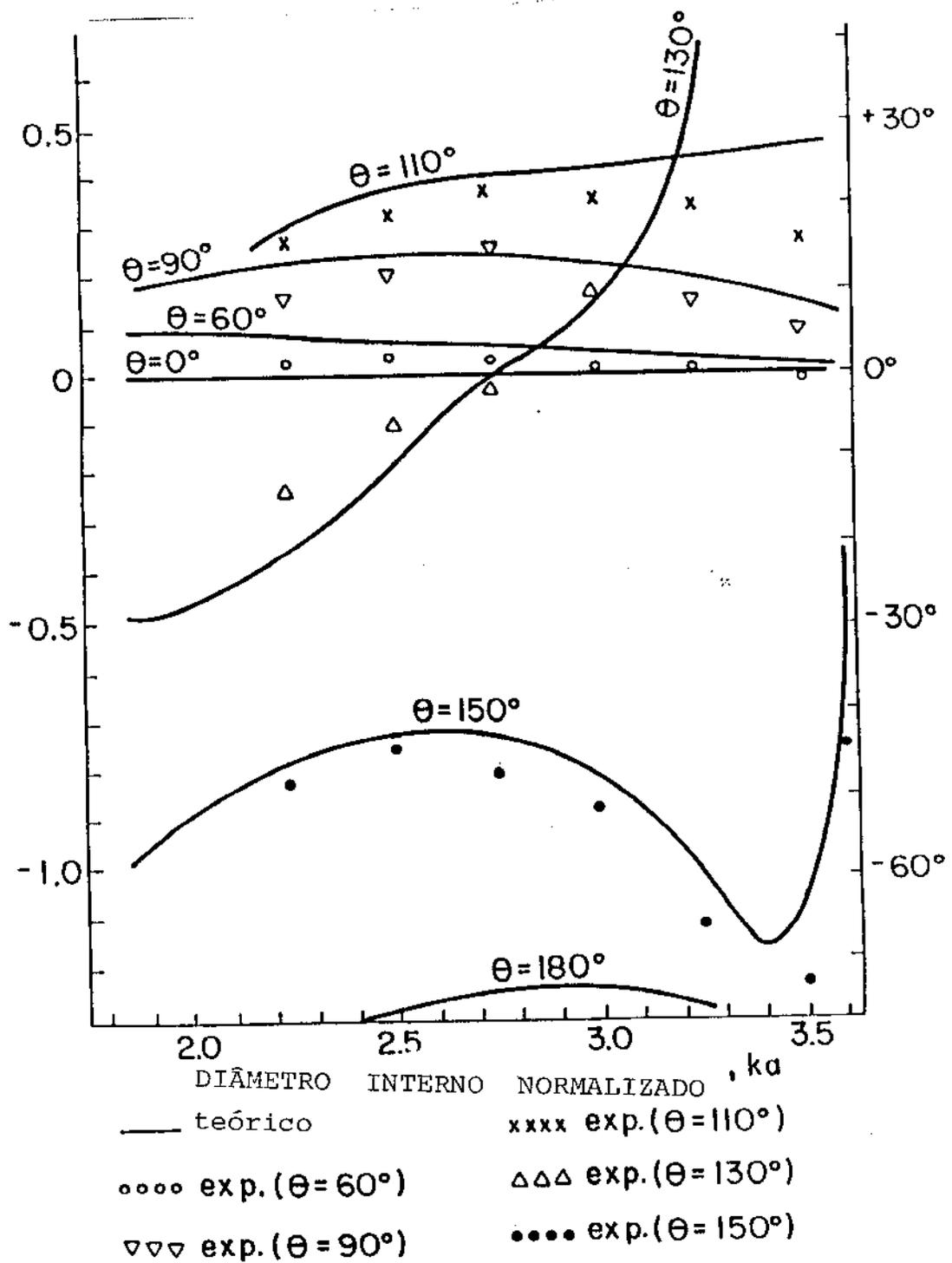


Fig. 3.2.: Resultados teóricos (linhas sólidas e tracejadas) e experimentais (pontos) dos diagramas de radiação em amplitude para a antena da Figura 3.1. no plano E (esquerda) e plano H (direita) como função de ka com o ângulo de elevação θ como parâmetro.

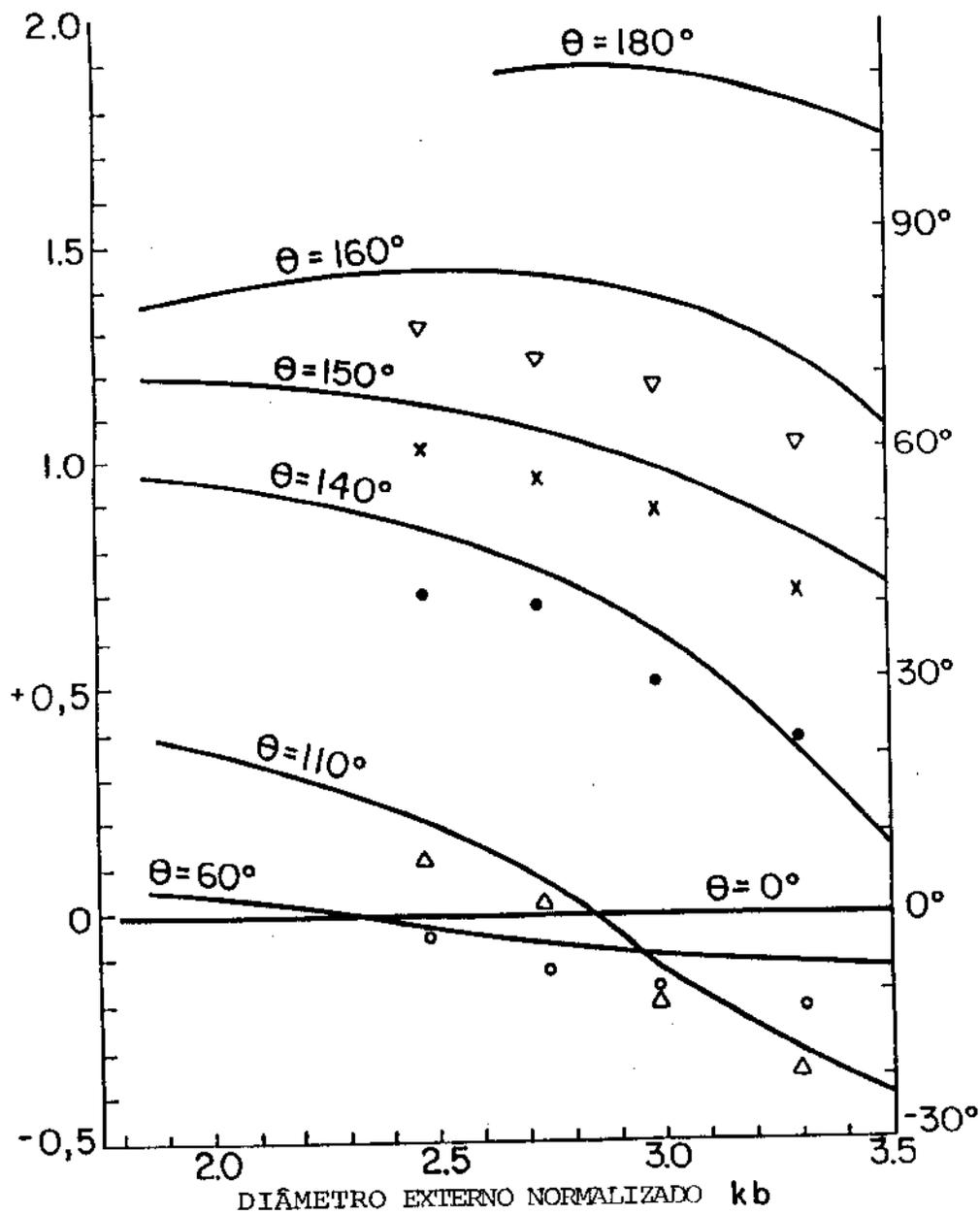
FASE DO CAMPO ELÉTRICO, PLANO H, RADIANOS



FASE DO CAMPO ELÉTRICO, PLANO H, GRAUS

Fig. 3.3.: Resultados teóricos (linhas contínuas) e experimentais (pontos) dos diagramas de fase no plano H.

FASE DO CAMPO ELÉTRICO, PLANO E, RADIANOS



FASE DO CAMPO ELÉTRICO, PLANO E, GRAUS

————— teórico
 ●●● exp. ($\theta = 140^\circ$)
 ○○○ exp. ($\theta = 60^\circ$) xxx exp. ($\theta = 150^\circ$)
 △△△ exp. ($\theta = 110^\circ$) ▽▽▽ exp. ($\theta = 160^\circ$)

Fig. 3.4.: Resultados teóricos (linhas contínuas) e experimentais (pontos) dos diagramas de fase no plano E.

bém, com aqueles obtidos por James & Greene [3.4] para um guia circular aberto de paredes espessas com $(b/a) = 1,08$. Alguns resultados de interesse são mostrados na Tabela IV. Nessa tabela, "Cone" é usado para referir ao guia com a terminação cônica, enquanto "Cil" é usado para referir a antena reportadora por James & Greene [3.4]. Os valores calculados usando-se as teorias de Weinstein são denotados por "Teor". Como esperado, os ângulos de "off-set" de 12dB, tanto nos planos E ou H, medidos para o guia com a terminação de forma cônica se aproximaram mais dos valores teóricos do guia com paredes infinitesimais. Os resultados obtidos para o guia de paredes finitas [3.4] mostram um desvio maior desta tendência, particularmente no plano E, no qual existe um efeito mais pronunciado da difração na flange.

A Tabela IV também mostra os resultados para os níveis máximos de polarização cruzada, tanto na região iluminada, $|\theta| < \theta_{12dB}$, como para a região frontal, $|\theta| < 90^\circ$. Novamente os resultados para a antena cônica são ligeiramente mais próximos dos teóricos do que aqueles obtidos para o guia com paredes espessas [3.4] para valores de $ka = 2,75$. Todavia os baixos valores teóricos calculados para diâmetros de guia que se aproximam de um comprimento de onda, $ka \approx \pi$, não foram observados na prática.

Para uma melhor visualização da observação acima, os diagramas de polarização cruzada no plano $\phi = 45^\circ$ são mostrados na Fig. 3.5 para valores do diâmetro da antena, $2a$, iguais a $0,72\lambda$ assim como para $1,03\lambda$, nos quais a teoria prediz baixos valores de polarização cruzada. Note-se que para $2a = 0,72\lambda$ existe uma correspondência muito boa entre a teoria de Weinstein e os resultados experimentais para o guia aberto de flange cônica. Todavia, os baixos valores de polarização cruzada preditos para $2a = 1,03\lambda$ não foram alcançados na prática.

3.6. CONCLUSÃO

O desempenho de um guia circular aberto terminado por flange cônica foi medido. Foi mostrado que o guia com esse tipo de flange se aproxima do guia de paredes de espessura infinitesimal da teoria de Weinstein. Os resultados teóricos mostraram uma correspondência muito boa com os valores experimentais, com exceção dos valores de polarização cruzada abaixo de -32dB.

TABELA IV - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS PARA UMA ANTENA CILÍNDRICA COM $(b/a) = 1,08$ [4] (Cil.) COM OS RESULTADOS PARA ANTENA TERMINADA POR FLANGE CÔNICA COM $(b/a) = 1,10$ (Cone) E RESULTADOS DA TEORIA DE WEINSTEIN COM $(b/a) = 1,0$ (Teor.)

		Ka	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00	3.25	3.50	3.75
ÂNGULO "OFF-SET" DE θ_{12dB} GRAUS	E PLANE	Cil	108°	86°	72°	-	59°	-	-	-
		Cone	-	94°	80°	73°	66°	60°	57°	53°
		Teor.	124.9°	94.3°	81.6°	72.7°	65.9°	60.4°	55.9°	52.0°
	H PLANE	Cil	78°	76°	69°	-	62°	-	-	-
		Cone	-	78°	72°	69°	64°	61°	60°	-
		Teor.	84.7°	79.5°	74.9°	70.2°	66.3°	62.7°	59.4°	56.5°
POL. CRUZ. MAX, dB	$\theta < \theta_{12dB}$	Cone	-	-26	-31	-32	-33	-33	-33	-31
		Teor.	-21.3	-26.7	-31.4	-38.0	-47.2	-39.2	-34.5	-31.0
	$\theta < 90^\circ$	Cil	-25	-26	-28	-	-	-	-	-
		Cone	-	-27	-29	-31	-32	-32	-32	-31
		Teor.	-25.0	-27.4	-30.0	-33.0	-36.8	-39.2	-34.6	-31.3
	θ									

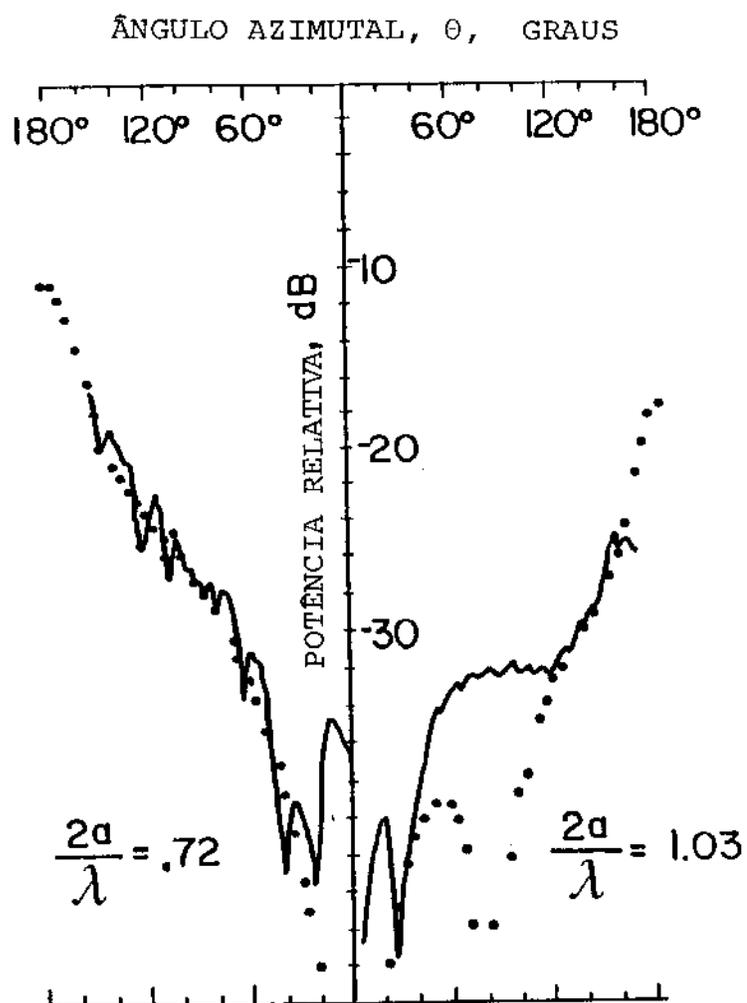


Fig. 3.5.: Diagramas em polarização cruzada para $2a/\lambda = 0,72$ ($ka=2,25$) e $2a/\lambda = 1,03$ ($ka=3,25$) no plano $\phi = 45^\circ$. Os pontos e as linhas contínuas correspondem, respectivamente, aos valores teóricos e experimentais da antena mostrada na Fig. 3.1.

REFERÊNCIAS DO CAPÍTULO 3

- [3.1] N.A. Adata, A.W. Rudge e C. Parini, "Mathematical modelling of the radiation fields from microwave primary-feed antennas", 7th European Microwave Conference, pp. 329-333, 1977 (também em Advanced Antenna Technology, P.J.B. Clarricoats (Ed.) , MEPL reprint series, Microwave Exhibitions & Publishers, Londres, 1981, pp. 301-305).
- [3.2] J.R. Mautz e R.F. Harrington, "A generalized network formulation for aperture problems", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-24, pp. 870-873 , Novembro 1976.
- [3.3] J.E. Hansen e L. Shafai, "Cross polarized radiation from waveguides and narrow-angle horns", Electron. Lett, vol. 13, nº 11, pp. 313-315, 26 de Maio de 1977.
- [3.4] G.L. James e K.J. Greene, "Effect of wall thickness on radiation from circular waveguides", Electron.Lett., vol. 14, nº 4, pp. 90-91, 16 de Fevereiro 1978.
- [3.5] V. Hombach, "Radiation from flanged waveguide", 1983-URSI Symposium on Electromagnetic Theory, Espanha , pp. 77-80, Agosto 1983.
- [3.6] L.A. Weinstein, The theory of diffraction and the factorization method, The Golem Press, Boulder, Colorado, 1969.
- [3.7] E. Conforti, "Antenas Alimentadoras a Guias de Ondas Cilíndricas, Abertos", Tese de Doutorado, UNICAMP , 1983, 140 páginas.
- [3.8] E. Conforti; A.J. Giarola e R.F. Souza, "Radiation from open-ended circular waveguide", 1984 IEEE Antennas

Propagat. Soc. Int. Symp. Dig., Boston, Junho 25-29, 1984, vol. I, pp. 78-81.

- [3.9] H.Y. Yee e L.B. Felsen, "Ray-optical analysis of electromagnetic scattering in waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. MTT-17, pp. 671-683, Setembro. 1969.

CAPÍTULO 4

UMA PONTA DE PROVA DO TIPO KING PARA MEDIDA DE CAMPOS SUPERFICIAIS

4.1. INTRODUÇÃO

O projeto e as curvas de calibração de uma ponta de prova do tipo King, para a medida de campos superficiais, são apresentados. Os trabalhos iniciais foram desenvolvidos durante o doutoramento do autor, mas a forma aqui descrita mostra os resultados conclusivos apresentados na Conferência em Medidas Eletromagnéticas Precisas (CPEM'86), realizada na sede do National Bureau of Standards-USA. A versão em inglês deste capítulo foi aceita para publicação na revista "IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement" (Anexo 2).

O uso de pontas de prova tipo King para a medida em módulo e fase da corrente em superfícies metálicas foi feito com sucesso em estruturas de espalhamento [4.1] e, mais recentemente, elas tem sido usadas nas medidas de transientes em correntes superficiais para a implementação do "Singularity expansion method" [4.2]. Nesses arranjos, a ponta de prova é montada em um bloco cilíndrico que pode mover-se com uma montagem adequada [4.3]. Todavia, quando este bloco cilíndrico não pode ser escondido dentro do objeto em estudo, ele tenderá a distorcer os campos superficiais em frequências mais altas. No projeto aqui discutido o bloco cilíndrico foi eliminado pelo uso de uma estrutura auto-suportável com redução das dimensões. Como resultado, uma ponta pequena é obtida sem que se necessite introduzir rasgos na superfície na qual pretende-se realizar as medidas. Desta forma, é possível medirem-se correntes superficiais em superfícies metálicas finas.

4.2. DESCRIÇÃO DA PONTA DE PROVA

A ponta de prova tipo laço e seu cabo são construídos usando uma peça única de cabo coaxial semi-rígido. O semi-laço é terminado em suas extremidades por uma fina folha metálica que repousa

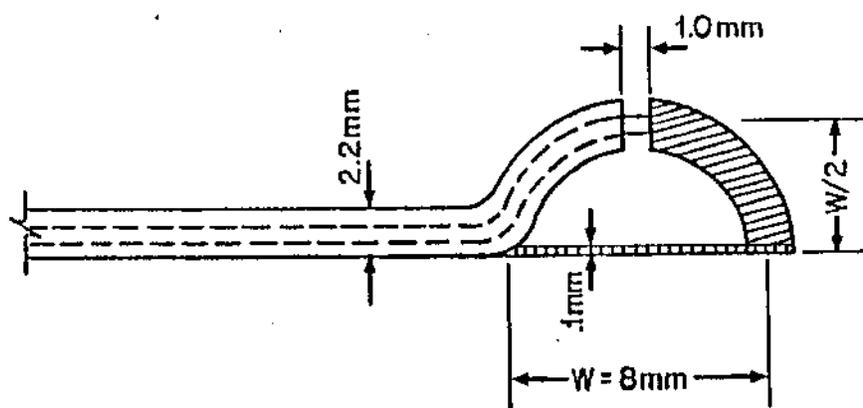


Fig. 4.1. : O semi-laço e o cabo de transmissão

na superfície da parede na qual os valores das correntes superficiais são desejadas como mostrado na Fig. 4.1. A ação de mola do cabo coaxial semi-rígido é utilizada para manter a prova em contato com a superfície condutora. O cabo é mantido sobre a superfície condutora de forma a minimizar a distorção nos campos superficiais. Ele pode ser terminado por um conector subminiatura ou por uma seção de casamento. É muito importante evitar qualquer descasamento de impedância neste ponto, visto que aparecerão múltiplas reflexões dada a baixa admitância do semi-laço localizado na outra extremidade do cabo.

4.3. DESEMPENHO DA PONTA DE PROVA

A análise aproximada de Whiteside e King [4.4] foi usada para a caracterização desta ponta de prova. Neste sentido, os valores teóricos da sensibilidade magnética sem carga, K_B , [expressão (33) da referência 4.4] são apresentadas na Fig. 4.2 como função do diâmetro da ponta de prova, W , normalizado com respeito a comprimento de onda. Esses valores de K_B são dados em dB relativos a 1 siemens, para a prova relativamente espessa da Fig. 4.1., com um diâmetro $W=8\text{mm}$ e construída com um cabo coaxial semi-rígido de 0,85 polegadas (RG 405/U).

Os resultados experimentais da sensibilidade magnética para esta ponta de prova são dadas pela curva pontilhada da Fig. 4.2. Nesta Figura, um desvio máximo de 2dB é observado entre teoria e experimento. Esses resultados foram obtidos com a ponta de prova repousante num plano condutor e detectando um campo conhecido de um monopolo tipo quarto de onda normal ao plano imagem. Uma comparação destes resultados com aqueles obtidos com o cabo coaxial escondido sob o plano imagem [4.5] mostra que a presença do cabo coaxial atrás do semi-laço (Fig. 4.1) introduz um erro no valor de K_B menor do que 1dB.

A curva traço-ponto da Fig. 4.2 mostra a influência da curvatura da superfície na sensibilidade da ponta de prova. Neste caso, ela estava situada na superfície externa de um condutor interno (diâmetro = 29mm) de uma linha coaxial (50Ω) de calibração com a frequência de operação variando de 200 a 4.000 MHz. Como esperado, o desvio das medidas, quando comparadas com os resultados teóricos, são maiores do que os observados para o cabo da superfície plana. Em adição, este desvio aumenta à medida que o raio de curvatura da superfície, ρ , decresce com respeito ao comprimento de onda, λ . Por exemplo, para $\rho/\lambda=$

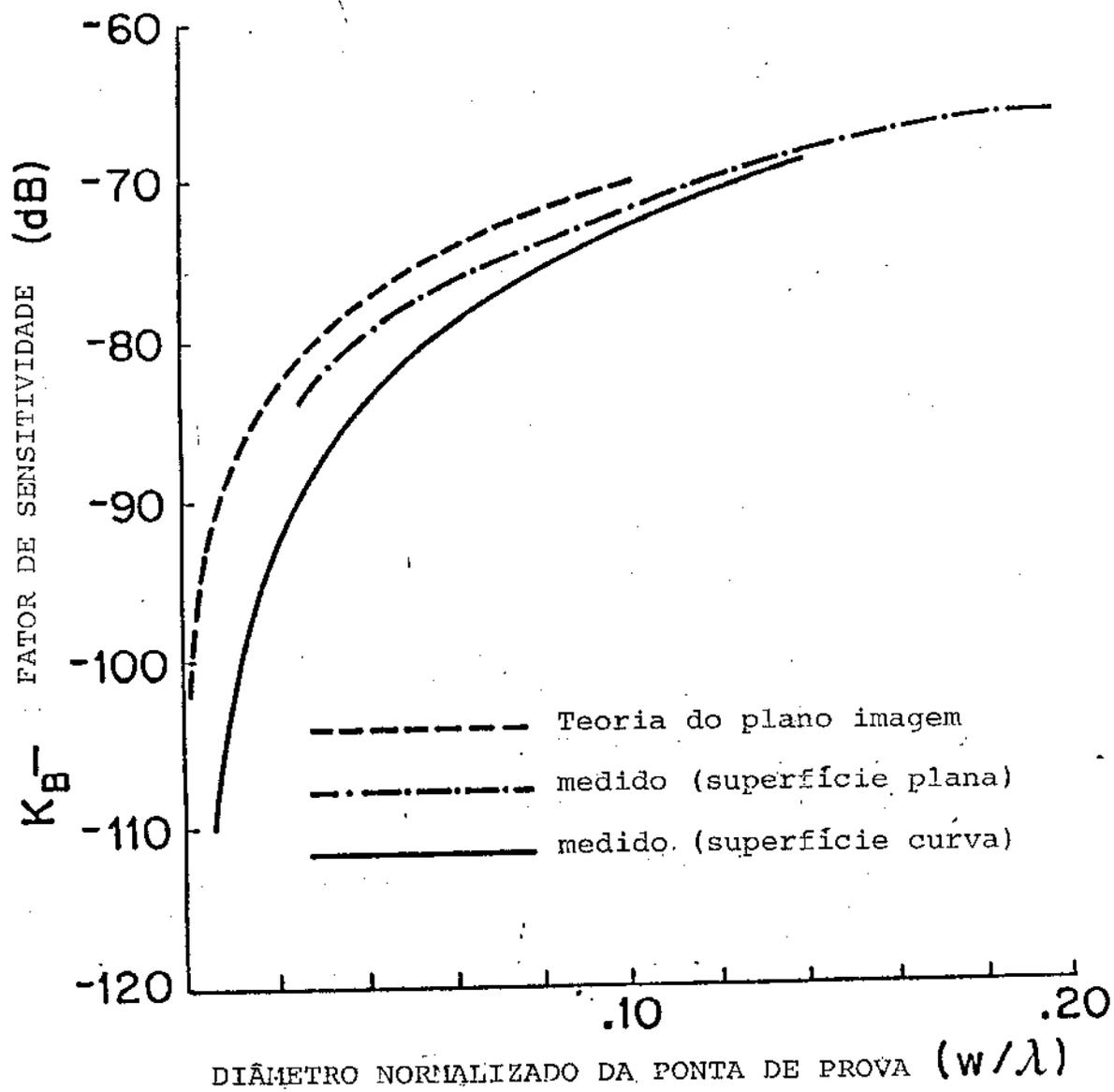


Fig. 4.2.: Valores da sensibilidade magnética teóricos e experimentais.

0,2 (que corresponde a $W/\lambda = 0,1$ para o caso presente) o decréscimo na sensibilidade, K_B , é igual a 3dB enquanto para $\rho/\lambda = 0,02$ ($W/\lambda = 0,01$) este decréscimo é de 13dB.

Visando-se a comparar o desempenho da ponta de prova para eliminar os efeitos de campo elétrico, a razão de erro do sistema, e , foi medida. Para $W < 0,07\lambda$ e $W < 0,2\lambda$ os valores medidos de "e" foram medidos e ficaram abaixo de -20dB e -12dB, respectivamente. Embora estes valores sejam um pouco mais altos que os medidos por Whiteside e King [4.4] para laços (loops) balanceados e blindados ($e < 27$ dB para $W < 0,2$) eles são aceitáveis para as aplicações aqui mencionadas. O acréscimo no valor de "e" ora descrito é atribuído principalmente à presença do cabo coaxial atrás da ponta de prova (ver Fig. 4.1).

Técnicas de refletometria, no domínio do tempo, foram usadas para confirmar que o conector empregado na terminação da ponta de prova teve um desempenho aceitável.

4.4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A ponta de prova foi usada para detectar correntes de fuga em superfícies externas de conectores tipo N, cabos coaxiais, junções de guias de onda e caixas metálicas de blindagem eletromagnética. Os resultados mostrados a seguir foram obtidos pela medida das correntes superficiais nas paredes externas de um guia cilíndrico aberto operando no modo TE_{11} , permitindo a comparação com resultados teóricos disponíveis. Na Fig. 4.3, as componentes axiais e azimutais da densidade de corrente superficial, J_{zext} e $J_{\phi ext}$, respectivamente, são mostradas ao longo da distância z que vai da borda da extremidade aberta até um ponto da superfície externa de ângulo azimutal ϕ . Também são mostrados nesta Figura o diâmetro interno da guia de onda, $2a = 25,4$ mm, o diâmetro externo do guia de onda, $2(a+\delta) = 31,75$ mm e o comprimento, $\ell = 400$ mm.

Um sistema de servo-mecanismo para posicionar a ponta de prova foi usado para medir a variação da amplitude do componente longitudinal da densidade de corrente superficial, J_{zext} , na parede externa do guia de onda aberto em função da distância z . Uma curva

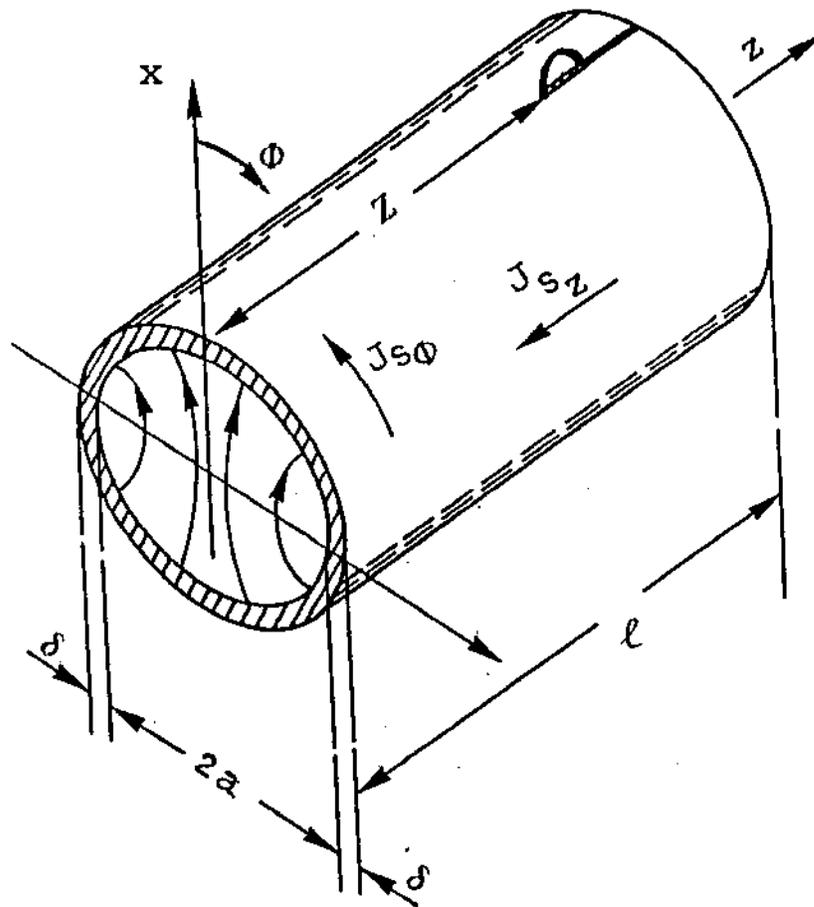


Fig. 4.3. : Vista geral do guia cilíndrico aberto (modo TE₁₁)
e as correntes superficiais J_{sz} e $J_{s\phi}$

típica para J_{zext} a como função de z/λ , obtida em um traçador XY, é mostrada pela curva sólida da Fig.4.4, para $\phi=0$ e $2a=0,68\lambda$. A linha pontilhada nesta Figura mostra as correntes teóricas de campo distante (onda esférica) enquanto a linha traço-ponto mostra os resultados numéricos obtidos por Homback [4.6] usando o método dos momentos. Concordância entre os valores experimentais e teóricos pode ser observada. Como esperado, os valores das correntes experimentais estão em discordância com os valores teóricos dos campos distantes, uma vez que as correntes foram medidas no campo próximo da abertura da antena.

O desvio observado entre os valores teóricos da linha traço-ponto e os resultados experimentais para $(z/\lambda) < 1/2$ é atribuído à interação da ponta de prova com a borda do guia e ao tamanho finito da ponta de prova e sua precisão nessas condições deve ser questionada.

As oscilações observadas na curva traço-ponto da Fig. 4.4 são maiores que aquelas dos valores experimentais. Essa diferença em comportamento pode resultar dos diferentes comprimentos dos guias de onda, de $10,8\lambda$ e 4λ usados nos trabalhos experimentais e teóricos, respectivamente.

4.5. CONCLUSÃO

A ponta de prova apresentada pode ser útil na medida de correntes harmônicas e transitórias em superfícies metálicas de espalhamento eletro-magnético nas quais não se pode introduzir sulcos em sua superfície. Nessas aplicações a ponta de prova deve ser projetada para $(W/\lambda) \leq 0,07$, para uma razão de erro de $\leq -20\text{dB}$ [4.4]. Em outras aplicações, não tão críticas, como detecção de correntes de fuga, valores de $(W/\lambda) \leq 0,2$ e $\leq 10\text{dB}$ são aceitáveis e a ponta de prova pode ser facilmente operada de baixas frequências até a banda X, se construída com um cabo de diâmetro de 0,085 polegadas.

A maior limitação dessa ponta de prova é a dificuldade em obter-se seu posicionamento preciso sobre a superfície na qual as correntes devem ser medidas. Uma melhora no seu desempenho para a medida da intensidade das correntes superficiais poderia ser obtida pela inserção de um diodo detector em montagem tipo "ship", logo no início do cabo coaxial e internamente a ele.

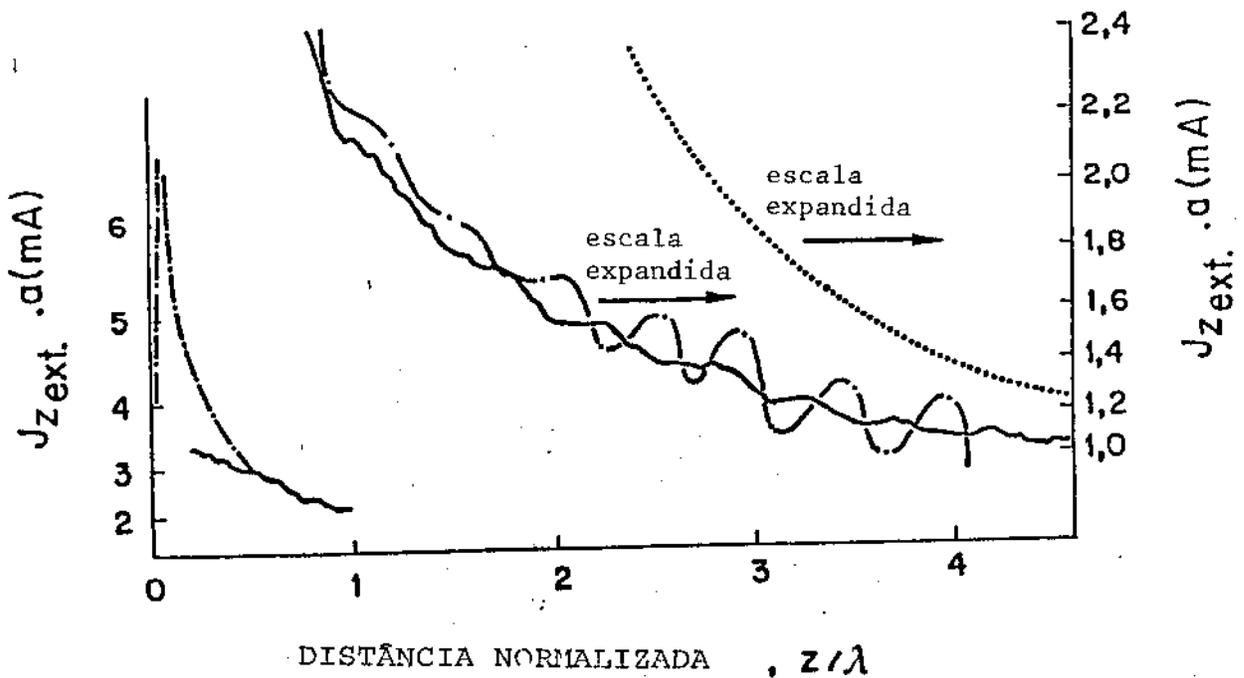


Fig. 4.4. Densidade superficial de corrente na parede externa do guia medida (curva contínua) e teórica (curva traço-ponto, obtida por Homback [6]). Também são mostrados os resultados utilizando a aproximação de campos distantes. A densidade de corrente na parede interna é $(20/a)\text{mA}$. Em adição, $2a = .69\lambda$ e $\phi = 0$.

REFERÊNCIAS CAPÍTULO 4

- [4.1] E.F.Knott et al., "A surface field facility", Proc. IEEE , Vol. 53, pp. 1105-1107, 1965.
- [4.2] L.W. Pearson e Y.M. Lee, "SEM Parameter extracion through surface currente measurement using King type probes", IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-30, nº 2, 260-266 , março/1982.
- [4.3] R.W.P. King; R.B. Mack e S.S: Sandler, Arrays of Cylindrical Dipoles. Cambridge University Press, 1968, cap. 8 , pp. 357-381.
- [4.4] H. Whiteside e R.W.P. King, "The loop antenna as a probe" , IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-12, pp. 291 - 297 , Maio/1964.
- [4.5] R.W.P. King e C.W. Harrison, Antennas and Waves: A Modern Approach, Cambridge, NY, The MIT Press, 1969, cap. 10.4.
- [4.6] V. Homback, "Radiation from flanged waveguide", em Proc. Symp. on Electromagnetic Theory, Espanha, pp. 77-80, Agosto /1983.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÕES

A análise dos resultados obtidos com a antena alimentadora a guia cilíndrica com flange cônica, introduzido no Capítulo 3 deste trabalho, confirmou-a enquanto um protótipo conveniente para testar a exatidão dos resultados obtidos, utilizando a teoria de Weinstein.

A visualização das linhas de corrente superficiais em um guia cilíndrico aberto, apresentada no Capítulo 2, poderá ser útil didaticamente para explicar a formação da onda difratada nas aberturas de guias de onda cilíndricos ou mesmo de outras geometrias.

Finalmente, a ponta de prova descrita no Capítulo 4, poderá ser utilizada para ajudar a confirmar essas configurações de correntes superficiais em estruturas para as quais não existem teorias precisas.

Como sugestão para futuros trabalhos indica-se o teste do alimentador de flange cônica em uma antena parabólica na faixa de comprimento de onda de 21 cm (1420MHz).



IEEE

TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION

April 6, 1987

EDITOR

R. J. Pogorzelski
TRW Inc.
IEEE - S/1435
One Space Park
Redondo Beach, CA 90278
(213) 535-3525

Professor Evandro Conforti
F E E - Unicamp
C. P. 6101
13081 - Campinas - SP
BRAZIL

ASSOCIATE EDITORS

C. L. Bennett
G. S. Brown
D. A. Hill
D. A. Huebner
D. R. Jackson
I. J. LaHalle
A. C. Ludwig
R. J. Mailloux
J. T. Mayhan
L. N. Medgyesi-Mitschang
T. Milligan
J. W. Mink
R. D. Nevels
R. H. Ott
P. H. Pathak
B. Tomasic
M. L. Van Blaricum
A. D. Varvatsis

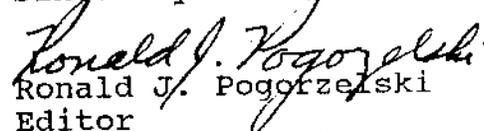
Paper No. P-01-7-002
Title: "Radiation from cone-shaped flanged ..."

Dear Professor Conforti,

It is my pleasure to inform you that the Editorial Board has found the material reported in the above manuscript to be suitable for publication in these Transactions. However, the reviewers have offered suggestions of minor changes which the Board feels may enhance the quality of the manuscript. I am enclosing a copy of these suggestions and comments for your consideration. In addition, it is felt that a 15% reduction can be achieved without serious deterioration of the presentation. The Board recommends that you give these items serious attention and respond to them either by making the changes or by describing in detail why you feel they should not be or cannot be made. Please summarize your responses in a cover letter and submit it to me with three copies of your revised manuscript.

Again, I thank you for your support of these Transactions and I look forward to timely receipt of your revision.

Sincerely


Ronald J. Pogorzelski
Editor

RJP/am

THE INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS, INC.

4/28 A78

IEEE Author Return Form for Reprints/Overlength Paper Charges

Please read enclosed information before completing this form. Keep a copy for your records. Return the original with galley to: **IEEE Publishing Services** 345 East 47th Street New York, NY 10017

Article Log Number: 13609
 Author: **Evandro Conforti, Attilio Jose Giarola**
 Transactions/Journal: *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*
 Volume: 36 Issue: 2 Part: 2
 Paper Title: *A Compact and Movable King-Type Probe for Surface Field Measurements*

(Please direct questions about this form to Reprint Dept. at above address or call Ms. Eileen Wilson: 212-705-7549.)

This publication Requires payment of a Mandatory charge of \$192 for each page in excess of 5. Please see attached for more about mandatory overlength paper charges. See attached instructions for estimating number of printed pages.

Unless the Editor has failed to advise you of the overlength paper charge or has notified Headquarters of an exception, the mandatory charge is non-negotiable. In any case, you may order reprints of your article.

Please send and bill me for:

100 200 300 400 500 or _____ (in even 100s) reprints.

Do not send payment. You will be billed after publication. We must have a Purchase Order number if your organization requires a Purchase Order.

NOTE: The shipping and billing information on this form and any Purchase Order provided by your Purchasing Department must be identical. Please be sure any Purchase Order includes: author, paper title, title and issue of publication, and article log number.

Purchase Order Number _____

P.O. attached P.O. to come

Send Reprints to (per IEEE records):
 Evandro Conforti
 Dept. of Electrical Engrg.
 State Univ. of Campinas (UNICAMP)

 13100 - Campinas - SP
 Brazil

Correction to send to address:

Bill to address if different:

Reprint Prices

Articles including any color MUST BE ORDERED WELL IN ADVANCE OF PRINTING and will be specialty priced. Call Ms. E. Wilson 212-705-7549

No. of Copies	Number of Text Pages					
	1-3	4-7	8-11	12-15	16-19	20-23
100	\$98	\$164	\$231	\$278	\$328	\$395
extra 100s	\$14	\$25	\$35	\$45	\$53	\$60

All standard reprints include a self-cover/ title page.

See attached instructions for estimating number of pages.

I have special instruction noted on reverse side.

Authorized Signature: Evandro Conforti

Date: Jun,