

## 4

### **Análise de refletores circularmente simétricos alimentados por diagramas com dependência azimutal $n=0$**

#### 4.1

##### **Introdução**

Diagramas omnidirecionais verticalmente polarizados podem ser gerados por antenas refletoras circularmente simétricas iluminadas por cornetas cônicas coaxiais [28]. Nas configurações com um ou dois refletores apresentadas nesta referência, tanto os refletores quanto os alimentador apresentam um eixo de simetria comum, assim como uma distribuição de campo com amplitude e polarização independente da variável azimutal, como ilustrado na Figura 4.1. Neste capítulo estas condições de simetria serão utilizadas para simplificar a formulação das integrais de superfície envolvidas na determinação do campo espalhado pelas antenas, de modo similar ao apresentado no Capítulo 2, onde a integral dupla é transformada em uma integral simples. Isto permite a redução do tempo computacional envolvido na determinação do diagrama de radiação e sua utilização intensiva em processo de otimização, especialmente no caso de duplos refletores. Neste capítulo, além do modelo simplificado para representar os campos radiados pela fonte primária, serão utilizados modelos baseados em expansões em ondas esféricas, onde os coeficientes utilizados foram obtidos de medidas realizadas do diagrama de radiação de um protótipo. Este modelo permite a representação precisa do diagrama de lóbulos laterais.

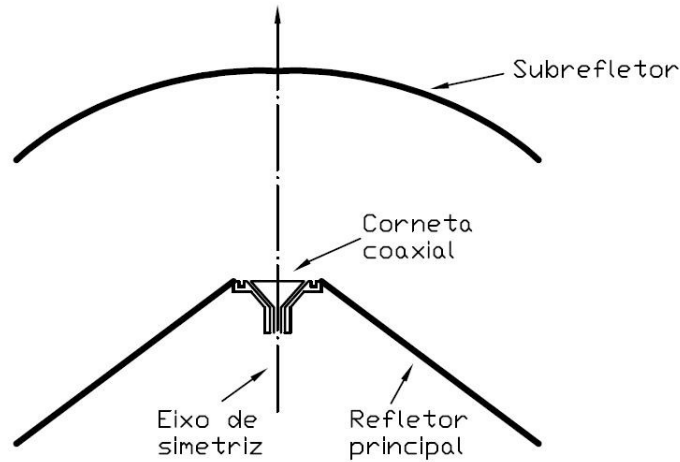


Figura 4.1 – Dependência axial dos refletores e alimentador.

## 4.2

### Modelos de alimentadores com dependência azimutal $n=0$

Cornetas coaxiais têm sido utilizadas como alimentador de antenas refletoras com diagrama omnidirecional e polarização vertical. Vários exemplos de projetos podem ser encontrados na literatura, envolvendo antenas com um refletor [28] e antenas com duplos refletores [29]. Este tipo de alimentador radia, também, um diagrama omnidirecional verticalmente polarizado e suas dimensões são projetadas para que o modo TEM seja o dominante ao longo de sua estrutura. A Figura 4.2 mostra a configuração de uma corneta coaxial que foi utilizada no projeto descrito na referência [28] que foi construída e as medidas de ganho são mostradas na Figura 4.3. No projeto desta corneta, as dimensões da abertura são utilizadas para controlar as características do lobo principal. Para controle dos lóbulos laterais, é colocada uma corrugação com, aproximadamente, um quarto de comprimento de onda de profundidade.

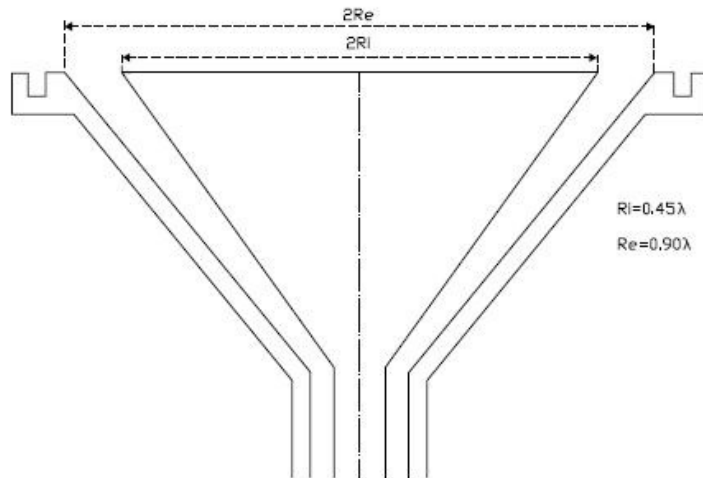


Figura 4.2 – Corneta coaxial corrugada utilizada na alimentação de antenas refletoras com radiação omnidirecional.

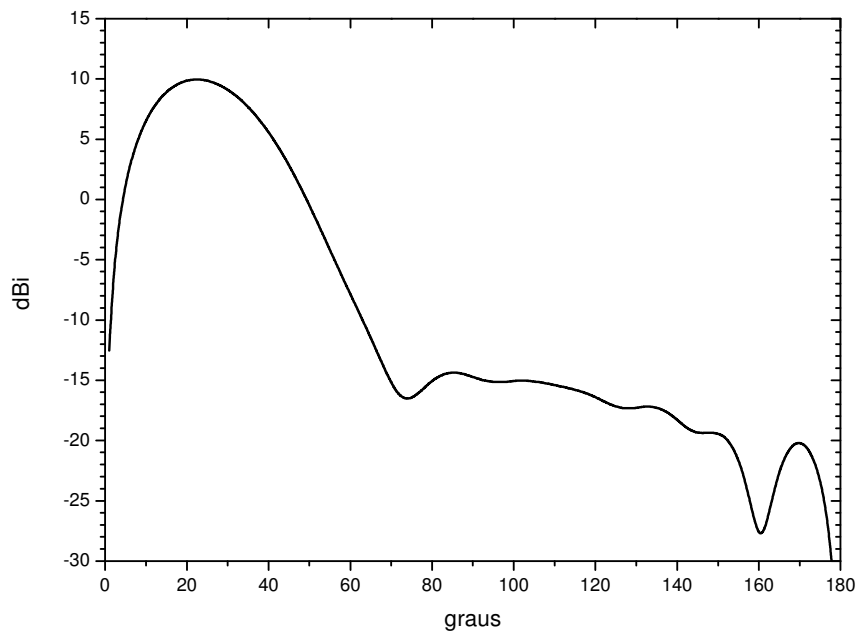


Figura 4.3 – Diagrama de radiação da corneta coaxial corrugada.

Para análise eletromagnética das antenas refletoras é necessário acessar o valor do campo radiado pelo alimentador em qualquer ponto do espaço. Uma representação contínua dos campos no espaço pode ser obtida através de uma expansão de ondas esféricas onde os coeficientes da expansão são determinados a partir de um conjunto discreto de valores do campo elétrico, ou magnético, sobre uma superfície fechada. Para cada frequência a ser considerada, este tipo de

representação depende da existência de medidas de campo e, conseqüentemente, da construção de um protótipo, ou através de modelamento eletromagnético rigorosos do alimentador. Se por um lado este tipo de representação permite obter uma representação rigorosa dos campos no espaço, por outro ela é pouco flexível para utilização em um processo de otimização de antenas. Alternativamente, sacrificando a precisão da representação dos campos, mas ganhando versatilidade, pode-se utilizar um modelo simplificado para representar os campos radiados pelas cornetas supondo que exista somente o modo TEM na abertura da corneta. Isto permite que os campos no espaço  $z > 0$  sejam obtidos a partir de um anel de corrente magnética equivalente sobre a abertura, resultando na seguinte distribuição de campo, como descrito em [29],

$$\begin{aligned}\vec{E}^i(\vec{r}') &= E_0 F(\theta') \frac{e^{-jkr'}}{r'} \hat{i}_\theta \\ \vec{H}^i(\vec{r}') &= \frac{E_0}{\eta} F(\theta') \frac{e^{-jkr'}}{r'} \hat{i}_\phi\end{aligned}\quad (4.1)$$

onde o termo  $E_0$  está associado a potência radiada,  $r'$  representa o ponto de observação a origem e

$$F(\theta') = \frac{[J_0(kR_i \text{sen}\theta') - J_0(kR_e \text{sen}\theta')]}{\text{sen}\theta'}, \quad (4.2)$$

sendo que  $R_i$  e  $R_e$  representam os raios interno e externo, respectivamente da abertura da corneta coaxial.

Em termos de componentes associadas à base de vetores retangulares, tem-se:

$$\begin{aligned}E_x^i &= E_0 F(\theta') \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\theta \cos\phi \\ E_y^i &= E_0 F(\theta') \frac{e^{-jkr}}{r} \cos\theta \text{sen}\phi \\ E_z^i &= -E_0 F(\theta') \frac{e^{-jkr}}{r} \text{sen}\theta\end{aligned}\quad (4.3)$$

Para uma onda TEM em campo distante pode-se descrever o campo magnético, como

$$\begin{aligned} H_x^i &= -\text{sen}\phi' F(\theta') \frac{e^{-jkr}}{r} \\ H_y^i &= \cos\phi' F(\theta') \frac{e^{-jkr}}{r} \\ H_z^i &= 0 \end{aligned} \quad (4.4)$$

### 4.3

#### Formulação para um único refletor circularmente simétrico

As propriedades de simetria das fontes e das superfícies refletoras apresentadas nas Seções 4.1 e 2.2, respectivamente, permitem que sejam introduzidas simplificações nas equações de espalhamento descritas pelas Equações (2.19), e que a integral em  $\phi$  possa ser resolvida analiticamente reduzindo significativamente o tempo computacional necessário para a determinação do campo espalhado. A substituição das expressões para o vetor unitário normal e para vetor campo magnético dadas pelas Equações (2.13) e (4.4) nas formulações das correntes induzidas da PO, Equação 2.22

$$J_x = -2[n_z \cos\phi'] F(\theta') \left[ \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \quad (4.5)$$

$$J_y = -2[n_z \text{sen}\phi'] F(\theta') \left[ \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \quad (4.6)$$

$$J_z = 2[n_\rho] F(\theta') \left[ \frac{e^{-ikr}}{r} \right] \quad (4.7)$$

Considerando que as coordenadas dos pontos  $\theta(\rho')$  e  $r(\rho')$  sobre a superfície, como mencionado na Seção 2.4.1, são funções de  $\rho'$  e  $\phi'$ , nas componentes de corrente induzidas (Equações (4.5) a (4.7)) podem ser reagrupadas conforme a dependência de  $\rho'$  e  $\phi'$  como segue:

$$\begin{aligned}
 J_x(\rho', \phi') &= A(\rho) \cos \phi' \\
 J_y(\rho', \phi') &= B(\rho) \sin \phi' \\
 J_z(\rho', \phi') &= C(\rho')
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

onde

$$A(\rho') = -2n_z(\rho')G(\rho') \tag{4.9}$$

$$B(\rho') = -2n_z(\rho')G(\rho') \tag{4.10}$$

$$C(\rho') = n_\rho(\rho')G(\rho') \ , \tag{4.11}$$

com

$$G(\rho') = F(\theta'(\rho')) \left[ \frac{e^{-ikr(\rho')}}{r(\rho')} \right] \tag{4.12}$$

A substituição das Equações (4.9) a (4.11) nas componentes da corrente induzida na integral de radiação (2.20), resulta em

$$\vec{I} = \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho') \cos \theta} \left[ \int_0^{2\pi} \vec{J}_s(\rho', \phi') e^{ik\rho \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi)} d\phi' \right] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho'
 \tag{4.13}$$

Permitindo escrever as expressões para cada uma das coordenadas, separando as funções dependentes de  $\rho'$  e  $\phi'$  no integrando.

$$I_x = \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho') \cos \theta} \left[ A \cos \phi' \int_0^{2\pi} e^{ik\rho \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi)} \cos \phi' d\phi' \right] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \tag{4.14}$$

$$I_y = \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho') \cos \theta} \left[ B \text{sen} \phi' \int_0^{2\pi} e^{ik\rho \text{sen} \theta \cos(\phi' - \phi)} \cos \phi' d\phi' \right] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \tag{4.15}$$

$$I_z = \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho)\cos\theta} \left[ C \int_0^{2\pi} e^{ik\rho'\text{sen}\theta\cos(\phi'-\phi)} d\phi' \right] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \quad (4.16)$$

Com o auxílio das transformações apresentadas no Apêndice B, às integrais em  $\phi'$  podem ser representadas por funções de Bessel com argumento dependente de  $\rho'$ , como se segue,

$$I_x = -2\pi i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho)\cos\theta} [AJ_1(u)\cos\phi] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \quad (4.17)$$

$$I_y = -2\pi i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho)\cos\theta} [BJ_1(u)\text{sen}\phi] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \quad (4.18)$$

$$I_z = 2\pi \int_0^{\rho_0} CJ_0(u)e^{ikz(\rho)\cos\theta} \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \quad (4.19)$$

onde

$$u = k\rho'\text{sen}\theta \quad (4.20)$$

Desta forma, as componentes da integral de radiação podem ser escritas em termos das seguintes integrais simples,

$$\begin{aligned} I_x(\vec{r}) &= -i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho)\cos\theta} [AJ_1(u)\cos\phi] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \\ I_y(\vec{r}) &= -i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho)\cos\theta} B J_1(u)\sin\phi \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \\ I_z(\vec{r}) &= \int_0^{\rho_0} CJ_0(u)e^{ikz(\rho)\cos\theta} \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \end{aligned} \quad (4.21)$$

#### 4.4

#### Formulação para duplos refletores circularmente simétricos

Neste trabalho os pontos o subrefletor serão representados por  $r_S = (\rho_S, \phi_S, z_S)$  ou  $r_S = (x_S, y_S, z_S)$ , e os pontos sobre o refletor principal serão

descritos pelos vetores  $\vec{r}_M = (\rho_M, \phi_M, z_M)$  ou  $\vec{r}_M = (x_M, y_M, z_M)$ , conforme ilustrado na Figura 4.4.

Nas configurações de duplos refletores omnidirecionais a serem abordados neste trabalho pode-se supor que o subrefletor está na região de campo distante do alimentador tendo em vista que a abertura das cornetas será inferior a dois comprimentos de onda. Porém, os pontos sobre o refletor principal estão na região de campo próximo do subrefletor, conforme descrito pela relação:  $R \ll D_s^2 / \lambda$ , onde  $D_s$  representa o diâmetro do subrefletor e  $R$  a distância entre os dois pontos sobre o subrefletor e refletor principal.

Devido a este fato, as aproximações para campo distante não podem ser consideradas para o cálculo do campo magnético sobre o refletor principal,  $\vec{H}_M(\vec{r}_M)$ , requerendo uma avaliação mais detalhada como mostrado na Equação (4.22). É relevante mencionar que  $\vec{J}_s$  presente na equação de  $\vec{H}_M(\vec{r}_M)$  representa as correntes induzidas sobre subrefletor, as quais são calculadas de mesma forma similar apresentada no Capítulo 2, porém sem as simplificações aplicadas.

$$\vec{H}_M(\vec{r}_M) = \frac{1}{4\pi} \int_{Sub} \vec{J}_s(\vec{r}_s) \times \nabla \left( \frac{e^{-ikR}}{R} \right) ds \quad (4.22)$$

onde

$$\nabla \left( \frac{e^{-jkR}}{R} \right) = - \left( jk + \frac{1}{R} \right) \frac{e^{-jkR}}{R} \hat{i}_R \quad (4.23)$$

$$\hat{i}_R = \frac{(x_M - x_s)}{R} \hat{i}_x + \frac{(y_M - y_s)}{R} \hat{i}_y + \frac{(z_M - z_s)}{R} \hat{i}_z \quad (4.24)$$

e

$$R = \left[ (x_M - x_s)^2 + (y_M - y_s)^2 + (z_M - z_s)^2 \right]^{1/2} \quad (4.25)$$



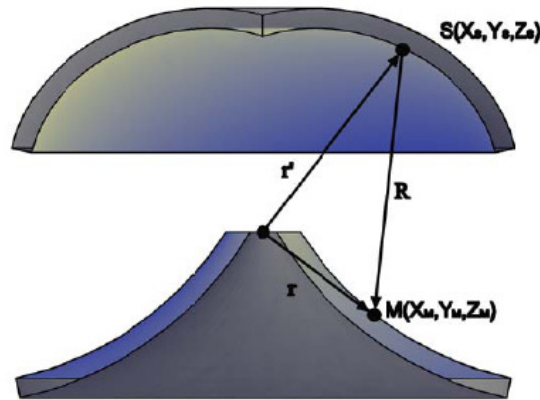


Figura 4.4 – Disposição dos vetores usados no cálculo das correntes induzidas sobre as superfícies dos refletores da antena.

Considerando que a distância  $R$  seja maior do que  $\lambda$ , pode-se desconsiderar o termo dependente de  $1/R^2$  no gradiente e aproximá-lo na integral (4.22) por:

$$\nabla \left( \frac{e^{-jkR}}{R} \right) \approx (-jk) \frac{e^{-jkR}}{R} \hat{i}_R \quad (4.26)$$

Isto permite reescrever a expressão para o campo magnético sobre o refletor principal como

$$\vec{H}_M(\rho_M) = i \frac{1}{2\lambda} \int_0^{R_S} \int_0^{2\pi} [\vec{J}_S(\vec{r}_S) \times \hat{i}_R] \left( \frac{e^{-ikR}}{R} \right) \frac{1}{n_{S_Z}} \rho_S d\rho_S d\phi_S \quad (4.27)$$

onde  $R_S$  é o diâmetro do subrefletor e  $n_{S_Z}$  é a componente na direção  $z$  do vetor normal à superfície do subrefletor.

Devido à simetria das superfícies e dos campos radiados pela fonte, os campos e as correntes induzidas sobre o refletor serão, também, independentes da coordenada azimutal. Para referência será utilizada a distribuição de campo magnético sobre o plano  $\phi_M=0$ , que é idêntica aos demais planos, que pode ser determinada substituindo as seguintes expressões na integral (4.24).

$$\hat{i}_R = \frac{(\rho_M - \rho_S \cos(\phi_S))}{R} \hat{i}_x + \frac{(\rho_S \text{sen}(\phi_S))}{R} \hat{i}_y + \frac{(z_M - z_S)}{R} \hat{i}_z \quad (4.28)$$

$$R(\rho_M, z_M(\rho_M), \rho_S, \phi_S, z_S(\rho_S)) = \left[ (\rho_M - \rho_S \cos(\phi_S))^2 + \rho_S^2 \text{sen}^2(\phi_S) + (z_M - z_S)^2 \right]^{1/2} \quad (4.29)$$

Como mostrado na Seção 4.3, a corrente induzida sobre o subrefletor pode ser representada pela expressão (4.8).

$$\vec{J}_S = A(\rho_S) \cos(\phi_S) \hat{i}_x + B(\rho_S) \text{sen}(\phi_S) \hat{i}_y + B(\rho_S) \hat{i}_z, \quad (4.30)$$

a qual pode ser utilizada para expressar o produto vetorial em (4.27):

$$\begin{aligned} \vec{J}_S \times \hat{i}_R = & \left[ B(\rho_S) \frac{(z_M - z_S)}{R} - \frac{(\rho_S)}{R} C(\rho_S) \right] \text{sen}(\phi_S) \hat{i}_x + \\ & + \left[ C(\rho_S) \frac{(\rho_M - \rho_S \cos(\phi_S))}{R} - A(\rho_S) \frac{(z_M - z_S)}{R} \right] \cos(\phi_S) \hat{i}_y + \\ & + \left[ A(\rho_S) \frac{(\rho_S)}{R} - \frac{(\rho_M - \rho_S \cos(\phi_S))}{R} C(\rho_S) \right] \text{sen}(\phi_S) \hat{i}_z \end{aligned} \quad (4.31)$$

Como os campos radiados pelo subrefletor são também, circurlamente simétricos, serão considerados, como referência, os campos sobre o plano  $\phi_M = 0$ . Para este plano, os integrandos das componentes x e z são funções ímpares em  $\phi_S$  fazendo com que, as integrais para estas componentes sejam nulas. Assim o campo magnético terá uma única componente:

$$\vec{H}_M(\rho_M, \phi_M = 0) = \hat{i}_y D(\rho_M) \quad (4.32)$$

onde,

$$D(\rho_M) = \frac{i}{2\lambda} \int_0^{R_S} \int_{-\pi}^{\pi} \left[ C(\rho_S) \frac{(\rho_M - \rho_S \cos(\phi_S))}{R} - A(\rho_S) \frac{(z_M - z_S)}{R} \right] \left( \frac{e^{-ikR}}{R} \right) \frac{\cos(\phi_S)}{n_z} \rho_S d\rho_S d\phi_S \quad (4.33)$$

Estes resultados permitem generalizar a expressão de campo sobre o refletor para qualquer plano  $\phi_M$ , como

$$\vec{H}_M(\rho_M, \phi_M) = D(\rho_M) \hat{i}_\phi \quad (4.34)$$

A partir desta expressão, as expressões (4.32)-(4.33) podem ser utilizadas para determinar o campo radiado pelas correntes induzidas sobre o refletor principal. Utilizando as aproximações de campo distante para o campo espalhado pelo refletor principal temos, como em (4.35),

$$\vec{E}^i(\vec{r}) = -\frac{j\eta}{2\lambda} \frac{e^{-jkr}}{r} \left[ \vec{I}(\vec{r}) - (\vec{I}(\vec{r}) \cdot \hat{i}_r) \hat{i}_r \right] \quad (4.35)$$

onde as componentes do vetor  $\vec{I}$  seria dadas por

$$\begin{aligned} I_x(\vec{r}) &= -i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho') \cos \theta} \left[ A_M J_1(u) \cos \phi \right] \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \\ I_y(\vec{r}) &= -i \int_0^{\rho_0} e^{ikz(\rho') \cos \theta} B_M J_1(u) \sin \phi \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \\ I_z(\vec{r}) &= \int_0^{\rho_0} C_M J_0(u) e^{ikz(\rho') \cos \theta} \frac{1}{n_z} \rho' d\rho' \end{aligned} \quad (4.36)$$

sendo

$$A_M(\rho) = -2n_z(\rho)D(\rho) \quad (4.37)$$

$$B_M(\rho) = -2n_z(\rho)D(\rho) \quad (4.38)$$

$$C_M(\rho) = n_\rho(\rho)D(\rho) \quad (4.39)$$

e  $n_z$ ,  $n_\rho$  as componentes do vetor unitário normal à superfície do refletor principal.

## 4.5

### **Correntes de Franja aplicadas na formulação para refletores alimentados por alimentadores com dependência azimutal $n=0$**

Assim como demonstrado no Capítulo 2 a importância das correntes de franja para correção das deficiências da PO, ira-se usufruir deste método nos casos que será estudado neste capítulo. Casos como estes mencionados são compostos de refletores simétricos alimentados por cornetas coaxiais corrugadas, as quais podem ser representadas por aproximações similares ao descrito na seção 2.1, porém com  $n=0$ .

Nos itens a seguir será apresentado particularidades para casos de antena refletora com um único refletor e para antenas com duplos refletores que apresentam como característica comum a radiação omnidirecional.

### **Correntes de Franja aplicados a um único refletor circularmente simétrico alimentado com dependência azimutal $n=0$**

Para o caso de antenas refletoras de único refletor, o qual é circularmente simétrico o refinamento da PO pelas correntes de franja (CF) é aplicado conforme demonstrado na seção 2.3.2, com a particularidade das expressões dos campos da fonte ser fornecida nas equações (4.3) e (4.4). Tendo o restante do processo comportando-se como abordado na seção 2.3.2.

### **Correntes de Franja aplicados a duplos refletores circularmente simétricos alimentados com dependência azimutal $n=0$**

Na configuração dos duplos refletores temos a particularidade de apresentar bordas tanto no sub-refletor como no refletor principal. Assim a formulação da Fonte Primária, comentada na seção 4.3, sofre o acréscimo do campo gerado pelas correntes de franja induzidas nas bordas do subrefletor, ou seja, a Fonte Primária para este caso é composta do campo gerado pelas correntes

induzidas da PO no subrefletor mais o seu refinamento pelas correntes de franja induzidas nas bordas do subrefletor.

O campo gerado pelo refletor principal é composto das aproximações da PO mais as contribuições das correntes de franja em suas bordas internas e externas.

A expressão (4.40) resume o processo de cálculo do campo total gerado pela antena de duplos refletores para região de campo distante.

$$E^{Total} = E_{Fonte} + E_{PO,sub} + E_{CF,sub\_int} + E_{CF,sub\_ext} + E_{PO,princ} + E_{CF,princ\_int} + E_{CF,princ\_ext} \quad (4.40)$$

Para o cálculo da parcela referente à contribuição das correntes de franja sobre a borda do refletor principal, são consideradas contribuições de todos os pontos da superfície do subrefletor bem como de sua borda.

Torna-se importante mencionar que as correntes de franja aplicadas ao caso de duplo refletor, principalmente as calculadas sobre o refletor principal, ao contrário das correntes induzidas da PO não necessitam de adaptações para campo próximo, pois já contemplam os termos das correntes necessários para o cálculo dos campos na região de campo próximo.

## 4.6

### Comparação de resultados de análise de casos descritos na literatura

Para validar o algoritmo numérico de análise ( $n=0$ ) desenvolvido neste trabalho, foram analisadas configurações de antenas com um e dois refletores e os resultados comparados com os obtidos via MoM. Além disto, serão comparados os diagramas obtidos utilizando os dois modelos de alimentador apresentados na Seção 4.2. Como comentado anteriormente, o alimentador coaxial apresentado na Figura 4.2 tem uma corrugação no plano de abertura que interage com a distribuição de campo no interior do guia coaxial modificando a distribuição de campos na abertura. O modelo do anel de corrente magnéticas equivalentes supõe

o modo TEM na abertura e não considera os efeitos da corrugação, e, conseqüentemente, discrepâncias no diagrama de radiação do alimentador podem ser esperadas quando se utiliza as dimensões reais da abertura da corneta na Equação (4.2). Para o estudo comparativo entre os modelos as dimensões do disco de corrente magnética serão ajustadas para que o seu diagrama se aproxime do diagrama medido apresentado pela corneta, Figura 4.3.

A Figura 4.5 compara diagrama medido com o gerado por um disco com raios interno e externo iguais  $0.43 \lambda$  e  $0.93 \lambda$ , respectivamente.

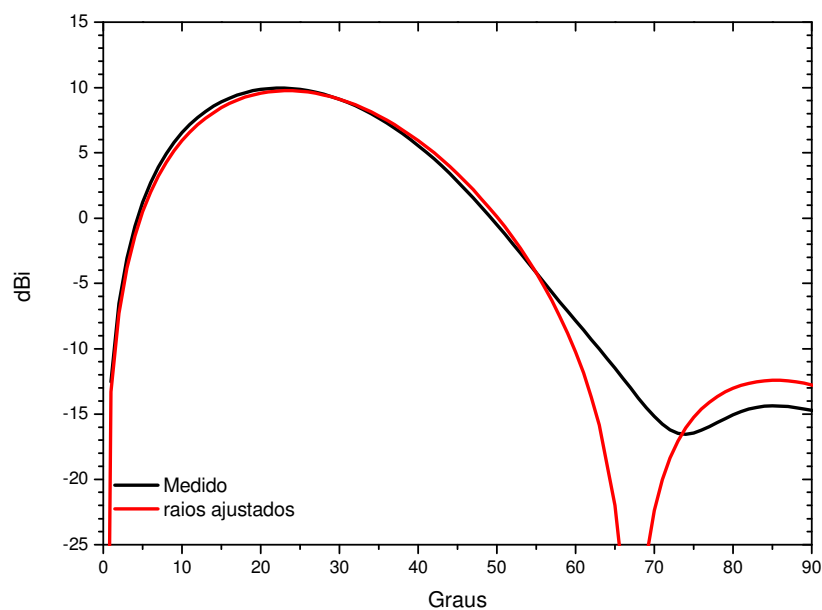


Figura 4.5 – Comparação entre os diagrama de radiação do alimentador medido com o gerado por um disco com raios internos e externos iguais  $0.43 \lambda$  e  $0.93 \lambda$ , respectivamente.

#### 4.6.1

##### Comparação de resultados de análise de casos com um único refletor

Na validação dos métodos apresentados neste Capítulo, foram, inicialmente, utilizadas antenas refletoras com apenas um único refletor gerado por um arco de

parábola com foco na origem e eixo coincidente com eixo  $\rho$ , como mostrado na Figura 4.6, [30]. Os parâmetros de entrada para o dimensionamento da antena são o ângulo de iluminação de borda  $\alpha_E$  e a largura de abertura  $W_A$ . A superfície é descrita pela função  $z(\rho)$ ,

$$z(\rho) = 2\sqrt{f(\rho + f)} \quad (4.41)$$

onde a distância focal é determinada a partir dos parâmetros  $W_A$ ,  $\theta_E$  de entrada da geometria da antena

$$f = \frac{W_A}{4} \left[ \cot\left(\frac{\theta_E}{2}\right) - 1 \right] \quad (4.42)$$

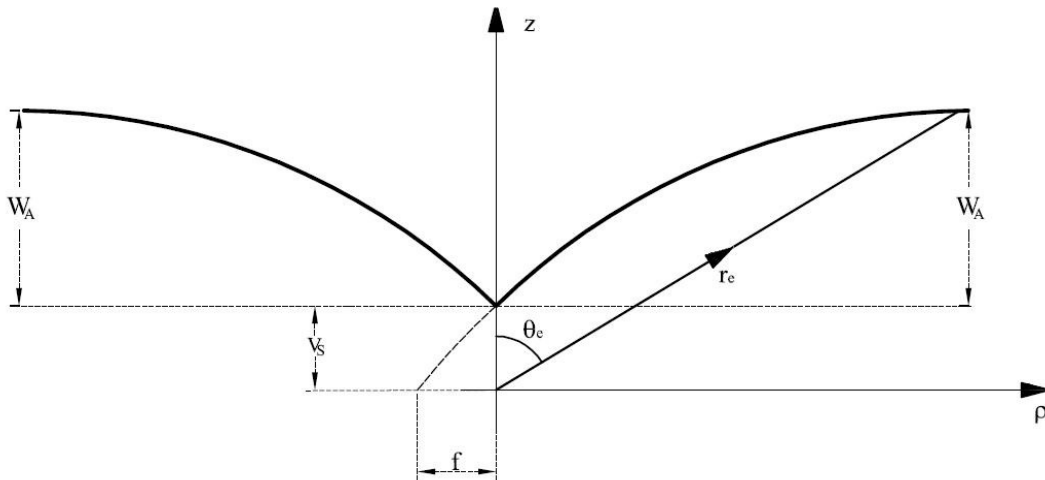


Figura 4.6 – Configuração da antena refletora de um único refletor com radiação omnidirecional.

O refletor utilizado apresenta diâmetro de  $20\lambda$ ,  $\theta_E$  igual a  $50.08^\circ$  e abertura de  $W_A=10\lambda$  resultando em uma distância focal de  $f=2,818\lambda$ . Este refletor é iluminado pela corneta coaxial abordada na Seção 4.2 e os campos do alimentador são representados pelo modelo apresentado na Seção 4.2, com raios  $0,43\lambda$  e  $0,93\lambda$ , interno e externo, respectivamente, como descrito na seção anterior. O nível de iluminação na borda ( $\theta_E=50.06^\circ$ ) está aproximadamente a -10 dB do pico do diagrama do alimentador que ocorre próximo à  $22^\circ$ . A Figura 4.7 mostra os diagramas gerados pela aplicação da PO e da PO+CF simulados com o modelo de alimentador aproximado para campo distante (FF – *Far field*). Como referência, a

figura mostra o diagrama obtido pela aplicação de MoM para a solução de Equação Integral do Campo Elétrico sobre a superfície do condutor. Para isto, corneta e refletor foram representados por seguimentos menores que  $0,05\lambda$  e  $0,1\lambda$ , respectivamente.

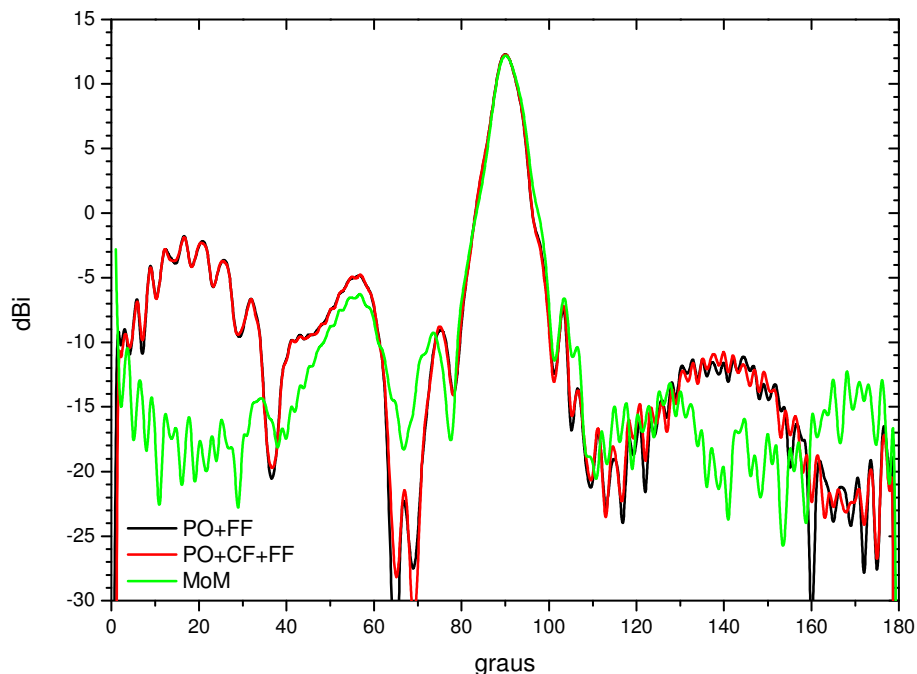


Figura 4.7 – Diagramas de radiação de uma antena refletora omnidirecional analisada pelos métodos PO, PO+CF e modelo aproximado comparando com o MoM.

Para observar as discrepâncias no uso de diferentes modelos de alimentador a Figura 4.6 mostra os diagramas obtidos via PO+CF ( Ótica Física e Corrente de Franja) e utilizando o modelo simplificado para o alimentador (FF) e o diagrama obtido via MoM. Eles apresentaram discrepâncias na região atrás do refletor, entre 0 e 50 graus, devido ao fato de os campos do alimentador do modelo aproximado não satisfazer as equações de Maxwell. Na região situada entorno de  $135^\circ$  o diagrama apresenta níveis mais elevados comparado com nossa referência analisado pelo MoM. Estas diferenças são devidas as limitações do modelo aproximado para alimentador em representar os lóbulos laterais acima de  $90^\circ$ , não incluídos no modelo.



Alternativamente, o refletor foi analisado utilizando o modelo de alimentação baseado na expansão em ondas esféricas obtidas em medidas conforme mencionado na seção 4.1. Os diagramas de radiação obtidos por PO e PO+CF, são mostrados na Figura 4.8, na qual SWEX representa o modelo do alimentador utilizado, ou seja, expansão em ondas esféricas.

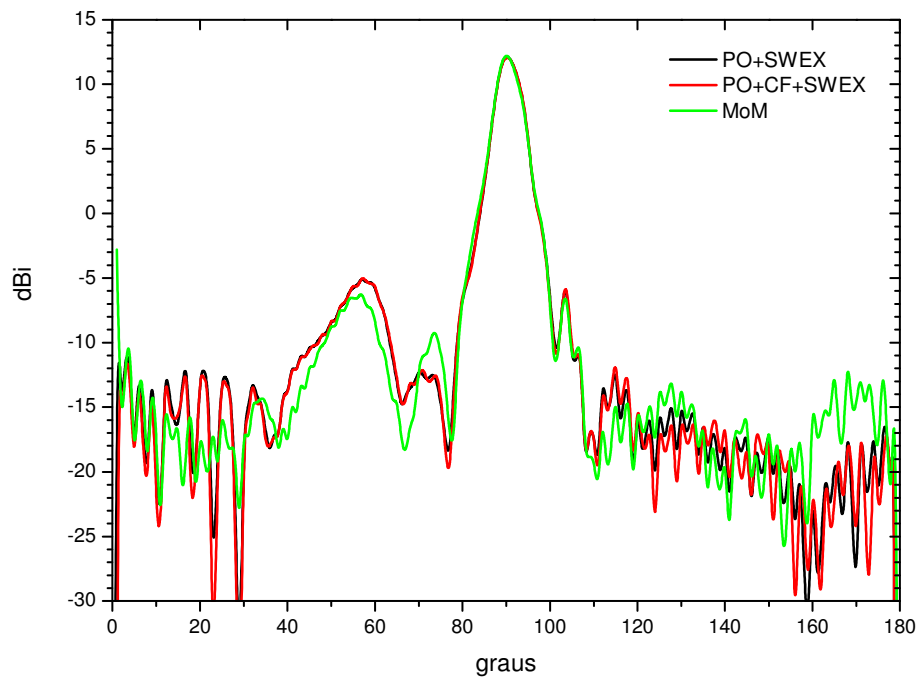


Figura 4.8 – Diagramas de radiação de uma antena refletora omnidirecional analisada pelos métodos PO, PO+CF alimentados pela expansão de ondas esféricas comparado com o MoM.

Como pode-se observar na Figura 4.8 os diagramas gerados via PO e PO+CF com o modelo de alimentador baseado na expansão de ondas esféricas apresentou uma melhora em regiões que o modelo aproximado apresentou discrepâncias em relação ao diagrama gerado via MoM, portanto considera-se a validação dos métodos implementados aplicados aos casos de antenas refletoras com único refletor alcançou boa precisão.

#### 4.6.2

### Comparação de resultados de análise de antenas com duplos refletores

A configuração de duplos refletores a ser utilizada para validação do algoritmo está descrita na referência [30]. A antena é composta de um refletor principal cônico e um subrefletor parabólico, chamado de PACO (Parabolóide e Cone), ambos com diâmetro  $20\lambda$ ,  $D_M$  e  $D_S$ , o subrefletor é iluminado na borda com um ângulo de  $78^\circ$  que resulta em uma distância focal de  $6,16\lambda$ , conforme ilustrado na Figura 4.9.

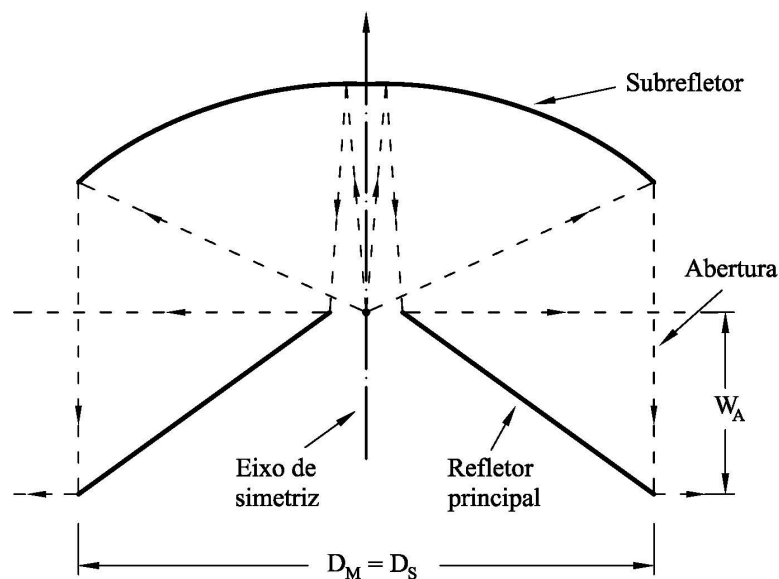


Figura 4.9 – Antena refletora de duplo refletor configurada com um subrefletor parabólico e um principal dado por uma cônica.

A Figura 4.10 mostra os diagramas obtidos para o sistema de duplos refletores via PO+CF, utilizando o modelo aproximado para o alimentador (FF). Para referência, estes resultados são comparados aos obtidos via MoM com uma seguimentação de  $0,1\lambda$  para os refletores e  $0,05\lambda$  para o alimentador.

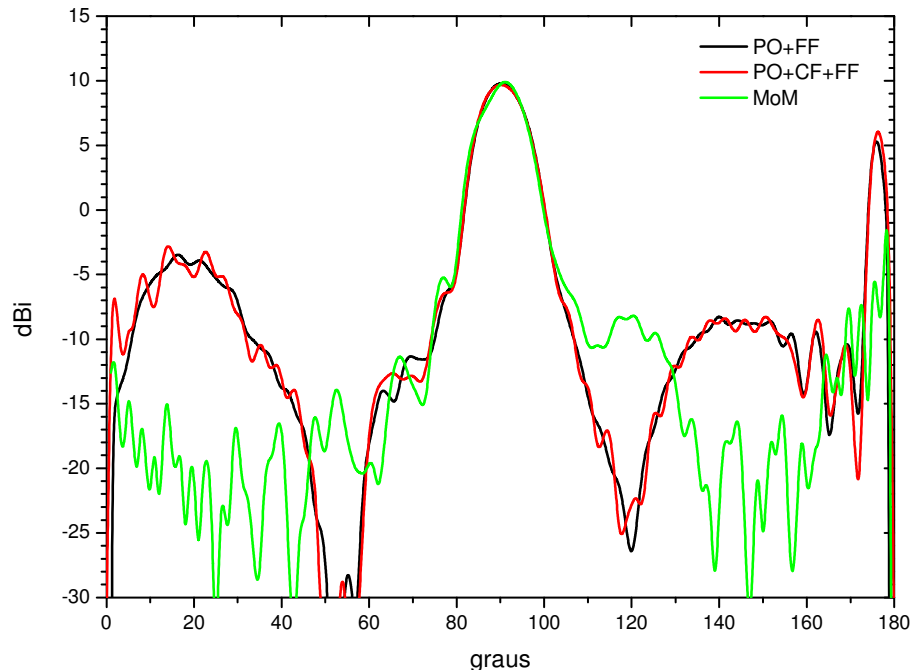


Figura 4.10 – Diagramas de radiação da antena refletora omnidirecional com dois refletores analisadas pelo PO, PO+CF e MoM.

Observando a Figura 4.10 notamos que os diagramas gerados pela PO e PO+CF apresentaram uma boa relação com o MoM no lóbulo principal. Porém, novamente, apareceram as discrepâncias atrás do subrefletor ( $\theta < 60^\circ$ ) e atrás do refletor principal ( $\theta < 135^\circ$ ) em relação ao diagrama gerado pelo MoM. Como observado no caso com um único refletor, estas diferenças são devidas as limitações do modelo aproximado de alimentador. Para avaliar os efeitos produzidos no diagrama, o sistema de duplos refletores foi novamente analisado considerando que os campos radiados sejam representados pela expansão de ondas esféricas. Para este caso, os diagramas são mostrados na Figura 4.11. Onde se pode notar que as discrepâncias apresentadas com modelo de alimentador aproximado, o qual não satisfaz as equações de Maxwell são significativamente reduzidas principalmente na região atrás do subrefletor baixando 10dB. O diferença entorno de 135 graus também é reduzida em torno de 5dB e mesmo acontece com o pico atrás do refletor principal que é reduzido em 1dB.

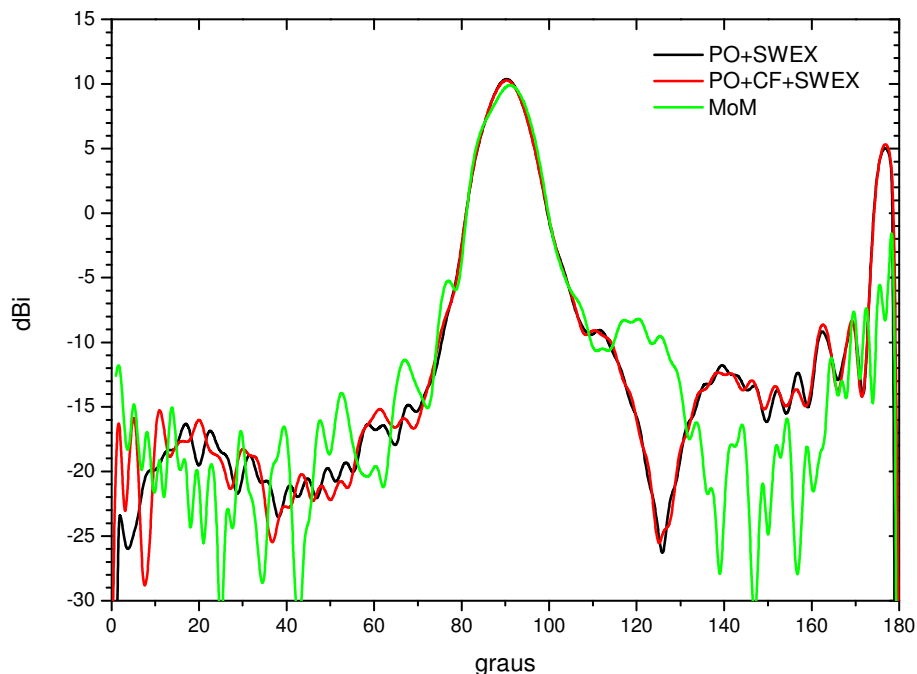


Figura 4.11 – Diagramas de radiação da antena refletora PACO analisadas pelo PO, PO+CF, alimentada pela expansão de ondas esféricas, e MoM.

Uma análise mais detalhada dos diagramas na Figura 4.11 permite observar que algumas discrepâncias foram reduzidas com a utilização do modelo de alimentador dado pela expansão de ondas esféricas. Entretanto, a região de máximo ganho ainda apresenta certas diferenças de 0,4dB entre os diagramas gerados pelos algoritmos implementados e a referência utilizada, MoM. Além das diferenças no modelo do alimentador estas discrepâncias na região do máximo ganho podem ser devido as interações entre subrefletor e alimentador, pois parte da energia incidente sobre o este refletor é refletida na direção da abertura do alimentador, alterando os campos nesta região e gerando perdas de retorno. Fenômeno este que é contabilizado no método referenciado (MoM), porém não é contemplado nos métodos implementados (PO e PO+CF) utilizados nos algoritmos que apresentamos neste trabalho.

Para minimizar os efeitos da interação entre o subrefletor e o alimentador ocorrido na configuração PACO, pode-se optar por uma configuração dos refletores, a qual apresenta um subrefletor elíptico e um refletor parabólico,

chamado de OADE (Omnidirectional Axis-Displaced Ellipse). A vantagem do OADE em relação ao PACO se traduz na presença de um anel caustico real entre os refletores, permitindo o ajuste da geratriz do cone, possibilitando se colocar o foco no ponto P afastado do eixo de simetria, logo fazendo com que os ângulos entre os eixos da parábola e da elipse sejam pequenos. Esta mudança na configuração do subrefletor fornece duas vantagens: um alongamento na parábola e, portanto, uma maior proporção  $W_A/D_M$  em relação a PACO ou a mesma proporção  $W_A/D_M$  da PACO, entretanto, o diâmetro  $D_S$  do subrefletor é reduzido. Além do subrefletor elíptico por sua característica apresentar uma maior concavidade fazendo com que aproveite melhor o campo radiado pelo alimentador. E finalmente como pode se notar na Figura 4.12 o espalhamento eletromagnético do subrefletor que retorna em direção da abertura do alimentador é reduzido em comparação a PACO.

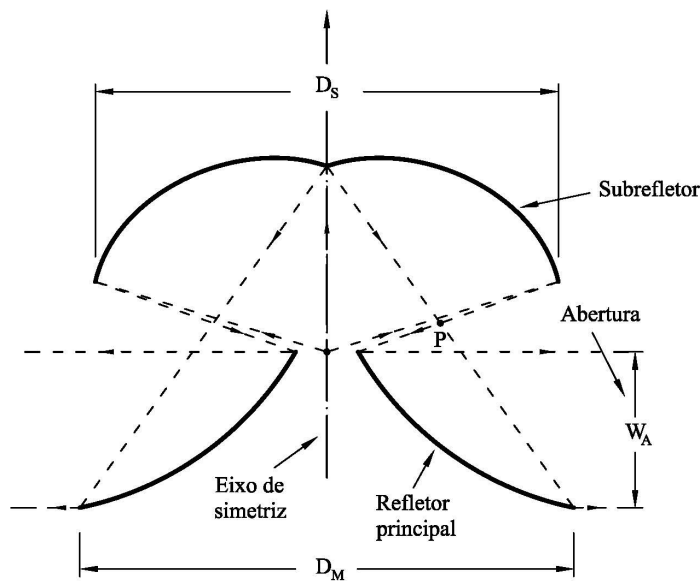


Figura 4.12 – Antena refletora de duplo refletores configurada OADE.

A configuração OADE utilizada na validação do algoritmo retirada na referência [30]. O refletor principal com diâmetro dado por  $D_M$  igual a  $24\lambda$ , o um subrefletor com diâmetro dado por  $D_S$  igual a  $16,5858\lambda$ , distância focal  $3,2203\lambda$ , um  $V_S$  igual a  $8,851\lambda$  e uma abertura  $W_A$  igual  $10\lambda$ . Para a análise, foi considerado o modelo de alimentador dado pela expansão de ondas esféricas. Os

diagramas de radiação obtidos pela aplicação dos métodos são mostrados na Figura 4.13.

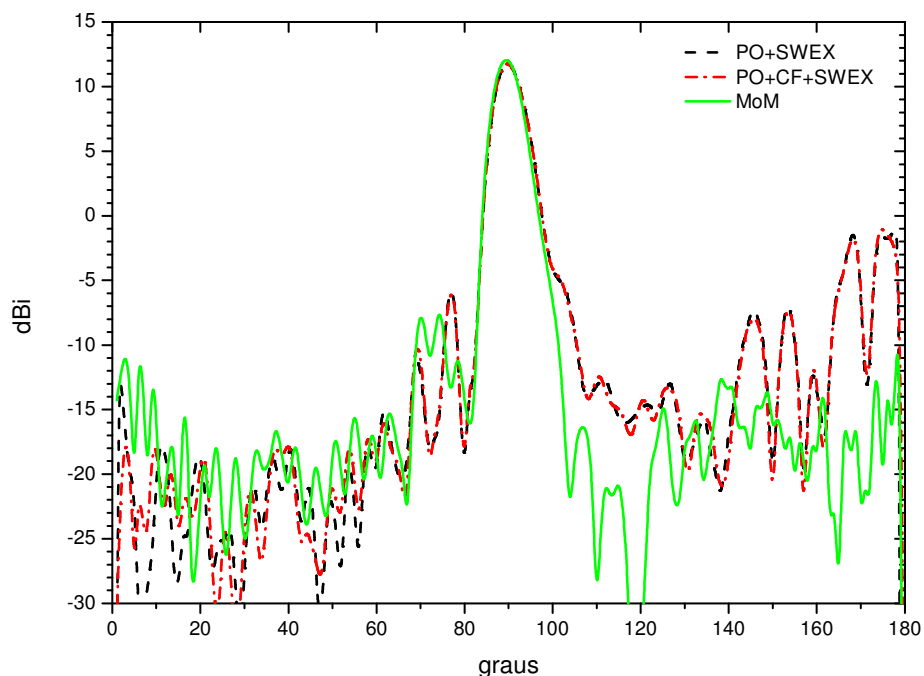


Figura 4.13 – Diagrama de radiação da antena refletora OADE, analisada pelos métodos PO, PO+PTD alimentada pela expansão de ondas esféricas e pelo MoM.

Analisando os resultados apresentados na Figura 4.13 podemos observar que os resultados analisados pelos métodos desenvolvidos apresentam níveis mais baixo que o MoM na região atrás do sub-refletor, porém se aproxima na medida que tende ao lóbulo principal. Na região atrás do refletor principal notamos picos divergentes com MoM, isto se deve aos métodos não considerarem correntes induzidas nesta região. O efeito ocorrido no caso anterior na região de máximo ganho foi reduzido para em torno de 0,3dB, diferença poderíamos esperar devido os métodos e técnicas utilizadas na análise são distintas.