

Capítulo 3

MODELAMENTO DO GUIA DE ONDA EM UHF

3.1 – Introdução

No capítulo anterior, a formulação e modelamento de propagação utilizando óptica geométrica, leis da difração, espalhamento e outros fenômenos foram explanados. Neste capítulo, é apresentado o modelamento do canal de propagação utilizando recursos já considerados e incluindo outros como a trajetória percorrida pelos raios entre o transmissor e o receptor, a determinação do posicionamento exato de cada reflexão nas paredes do guia, e a distribuição determinística das fendas e anteparos ao longo do guia de onda afim de associá-las aos raios absorvidos nos cruzamentos e difratados nas bordas dos prédios da rua modelada.

Considerando a contribuição efetiva de um raio difratado apenas quando o evento ocorre em conjunto com, no máximo, uma reflexão, a determinação das trajetórias destes tipos de raios em guia de onda plano paralelo com múltiplas fendas torna-se simples. Diferentemente, em se tratando de raios refletidos, sabe-se que até para uma grande quantidade de reflexões, esses raios podem conter uma contribuição razoável de potência no receptor. Dessa forma, uma técnica específica de traçado de raios deve ser aplicada para a determinação das trajetórias dos raios refletidos.

O conceito de traçado de raios leva em consideração dois aspectos importantes: primeiro, a determinação da trajetória de um raio LoS ou refletido da fonte ao ponto de observação; segundo, caso esta trajetória realmente interligue os dois pontos, a determinação do campo deste raio no receptor, levando em consideração todos os fenômenos, discutidos no capítulo 2, ocorridos nesta trajetória. De forma similar, o campo de um raio difratado é determinado após o conhecimento da trajetória do mesmo.

É importante salientar a banda de frequência de operação do campo eletromagnético do modelo proposto. Em VHF (very high frequency), particularmente em frequências abaixo de 100 MHz, nas quais o comprimento de onda é maior que 3 metros, os obstáculos que causam espalhamento de energia, como elementos difratores, podem ser considerados como um efeito homogêneo e não como efeitos individuais de cada elemento devido suas dimensões serem bem menores que o comprimento de onda. O mesmo não ocorre em ondas eletromagnéticas em UHF ou em frequências maiores, onde o raio difratado pode ser analisado individualmente e a característica geral dos elementos difratados é considerada heterogênea.

Para um estudo determinístico, a característica individual de todos os elementos, estudados no capítulo 2, é necessária para a combinação dos mesmos em um ponto de observação escolhido. Desta forma, o modelo proposto se limita apenas a propagação de ondas eletromagnéticas com bandas de frequência de operação em UHF ou em frequências maiores dentro do guia de onda com múltiplas fendas distribuídas.

A distribuição determinística das fendas ao longo do guia foi proposto afim de obter uma ferramenta de controle de perdas nas discontinuidades da rua como entradas e cruzamentos e também para caracterizar os eventos difrativos ocorridos. Para estes eventos, a simples distribuição das fendas já fornece informações sobre todos os pontos de difração. Mas para representar os raios perdidos nas fendas do guia é necessário o conhecimento da localização exata de todos os pontos de reflexão afim de se verificar onde estes se inserem na distribuição das fendas e anteparos.

Os raios que se propagam no canal podem alcançar o receptor do sistema com intensidade de campo coerente ou incoerente. Este último é resultado das flutuações do campo coerente ao longo da propagação, enquanto que o primeiro se trata do campo que percorre uma trajetória retilínea entre a fonte e o observador. Conhecidos todos estes parâmetros, a superposição de todos os raios LoS, refletidos ou difratados que efetivamente alcançam o ponto de observação oferece a solução para o modelamento em forma de somatória da intensidade de cada campo.

Na seção 3.2 deste capítulo, o modelamento do guia de onda é minuciosamente detalhado. A teoria de imagem é utilizada afim de se obter as trajetórias para a óptica geométrica. Com a determinação destas e também das trajetórias de raios difratados, as intensidades de campo coerente, não coerente e de raios difratados são deduzidas. Finalmente na seção 3.3, é apresentada a distribuição determinística das múltiplas fendas e anteparos afim de se calcular os raios não refletidos e posicionar os obstáculos de difração.

3.2– Modelamento do guia de onda com múltiplas fendas distribuídas deterministicamente

O campo $U(r, z)$, $r = (x, y)$, observado em $M(x, y, z)$, devido a irradiação de uma fonte pontual de potência P_t em $S(x_s, y_s, 0)$, pode ser expresso como uma contribuição do campo que incide diretamente da fonte, no ponto de observação $M(x, y, z)$, somado a campos que alcançam este ponto após sofrerem reflexões com intensidades proporcionais aos coeficientes de reflexão das superfícies do guia de onda, mais a contribuição de campos que sofreram espalhamento nas superfícies mais rugosas, bem como a contribuição de campos difratados nas bordas dos prédios da rua modelada. As contribuições são ilustradas na Figura 3.1 e os pontos cartesianos (x_s, y_s, z_s) e (x, y, z) são as localizações da fonte e do ponto de observação, respectivamente.

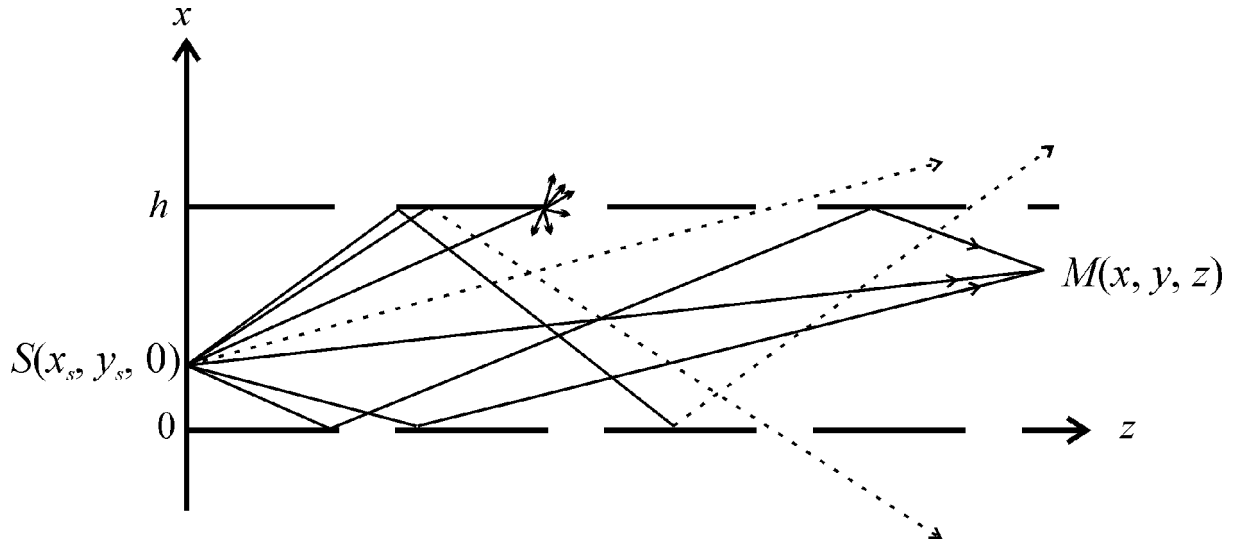


Figura 3.1 - Rua urbana modelada como um guia de onda com múltiplas fendas e anteparos.

Como já explanado no capítulo 2, o espalhamento em superfícies rugosas pode ser aproximado como reflexão especular. Desta forma, a contribuição efetiva de campo no ponto $M(x, y, z)$ pode ser resumido por:

$$U(r, z) = U^r(r, z) + U^d(r, z) . \quad (3.1)$$

Em (3.1), $U^r(r, z)$ representa a contribuição de campo do raio em linha de visada (LoS) mais a contribuição de campo dos raios refletidos e $U^d(r, z)$ representa a contribuição de campo dos raios difratados. Ambas as contribuições $U^r(r, z)$ e $U^d(r, z)$ são dadas para $M(x, y, z)$.

O cálculo destes campos só pode ser realizado após a determinação das trajetórias de todos os raios de $S(x_s, y_s, 0)$ à $M(x, y, z)$. A determinação das trajetórias dos raios difratados é feita utilizando uma geometria bastante simples. No entanto, para a óptica

geométrica, um método de traçado de raios deve ser utilizado para a determinação das trajetórias dos raios após sofrerem n reflexões.

3.2.1 – Traçado de raios

Alguns métodos de traçado de raios são bem conhecidos na literatura [25]. Um destes é o método de lançamento de raios, no qual, uma quantidade de raios é enviada do transmissor em direções arbitrárias e eventualmente alguns deles alcançam o receptor. Outro método bastante utilizado é a teoria de imagem e sua aplicação se limita apenas a estruturas planas. Sendo esta condição perfeitamente aceitável nesse modelamento, e somando-se a vantagem de ser considerado um método de rápida convergência computacional, a teoria de imagem é aplicada para a determinação da trajetória de raio entre a fonte e o ponto de observação.

3.2.1.1 – Teoria de Imagem

A principal característica da teoria de imagem é a de poder determinar, em geometrias planas, todas as trajetórias dos raios com exatidão. O princípio da teoria de imagem é ilustrado na Figura 3.2.

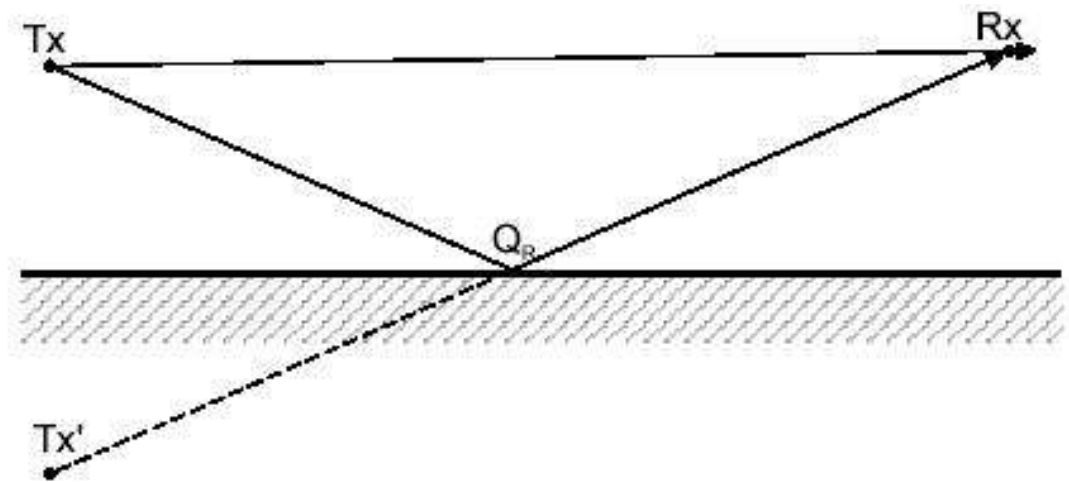


Figura 3.2 – O conceito da teoria de imagem.

A localização do transmissor Tx (ou do receptor Rx) é espelhada no plano de interação. A linha reta da imagem do transmissor ao receptor (ou do transmissor à imagem do receptor) intercepta o plano de interação no ponto de reflexão. Para reflexões múltiplas o processo de imagem é repetido sucessivamente. Como já mencionado, teoria de imagem é aplicável apenas em guias de onda retilíneos com seções transversais retangulares, pois em superfícies curvas, a imagem do transmissor (ou do receptor) se torna uma linha imaginária contínua, e não um ponto discreto. Em contra partida, para geometrias planas, a teoria de imagem apresenta os resultados mais precisos entre os métodos de traçado de raios [26].

Para os raios que se propagam dentro de um guia de onda plano paralelo, que obedecem as leis da óptica geométrica, ou seja, raios LoS ou refletidos, pode-se afirmar que seus percursos entre a fonte e o ponto de observação, seguramente, enquadram-se em cinco opções diferentes de trajetória de raio, como mostrado na Figura 3.3. Estas trajetórias são: 1) de raios que sofrem um número par de reflexões antes de alcançar $M(x, y, z)$, sendo a primeira reflexão ocorrida na parede 1; 2) de raios que sofrem um número ímpar de reflexões, sendo a primeira ocorrida na parede 1; 3) de raios com um número ímpar de reflexões, sendo a primeira na parede 2; 4) de raios com um número par de reflexões, sendo a primeira na parede 2; 5) e do raio que incide diretamente em $M(x, y, z)$, sem sofrer qualquer reflexão (LoS).

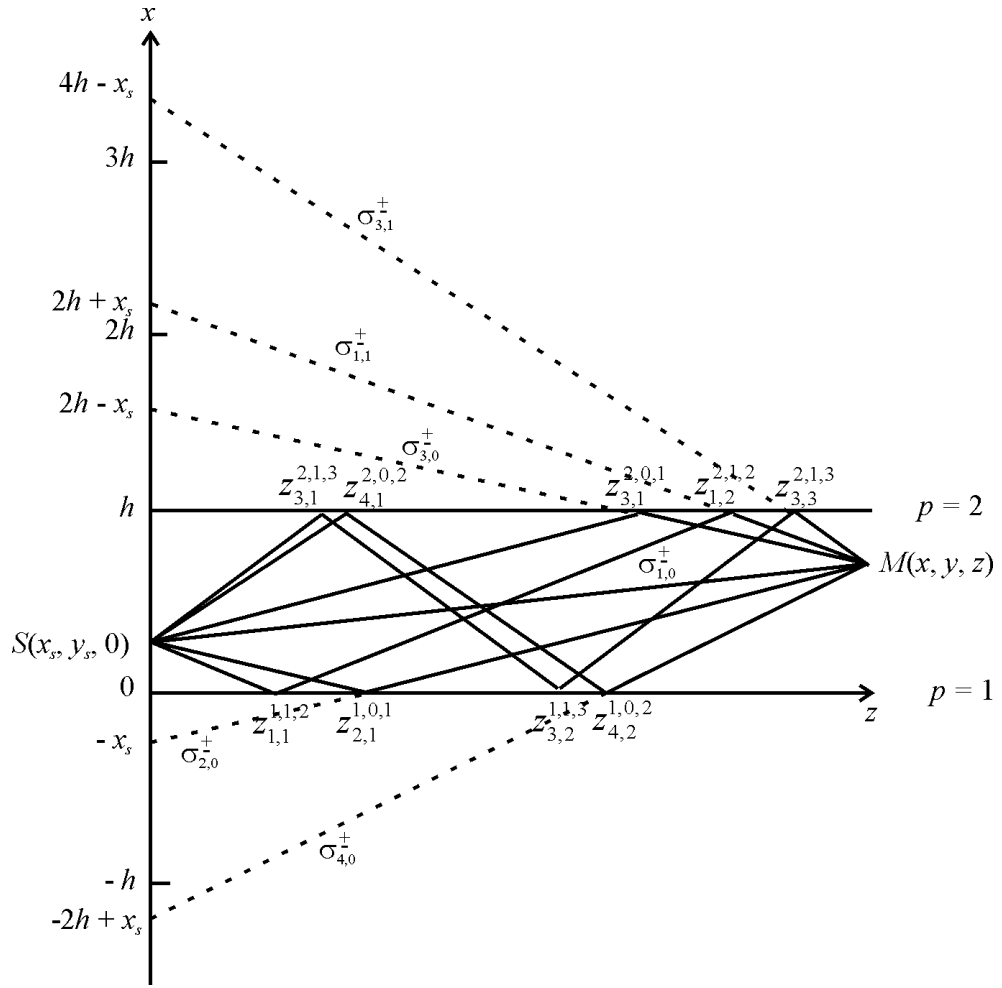


Figura 3.3 – Representação de fontes imaginárias em um guia de onda plano paralelo.

Pela teoria de imagem, pode-se encontrar as equações que representam cada um desses percursos. Para a simplificação de cálculos, o raio LoS pode ser agregado a qualquer um dos outros quatro tipos de trajetórias reduzindo, portanto, para quatro as opções de percursos dos raios entre o transmissor e o receptor. Estas trajetórias

$\sigma_{q,m}^{\pm}$ variam com a distância z entre $S(x_s, y_s, 0)$ e $M(x, y, z)$ paralela a rua, com a largura h da rua, com os posicionamentos x_s e x das antenas

transmissoras e receptoras, respectivamente, e com as alturas y_s e y das antenas. E podem ser dadas por [4]:

$$z_{1,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + \left[2mh + x_s - x \right]^2 + \left(y_s \pm y \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.2)$$

;

$$z_{2,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + \left[2mh + x_s + x \right]^2 + \left(y_s \pm y \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.3)$$

;

$$z_{3,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + \left[2(m+1)h - (x_s + x) \right]^2 + \left(y_s \pm y \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.4)$$

;

$$z_{4,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + \left[2(m+1)h - (x_s - x) \right]^2 + \left(y_s \pm y \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (3.5)$$

.

Os sinais positivo e negativo representam, respectivamente, a ocorrência e a não ocorrência de reflexão na superfície inferior do guia de onda, e os índices q e m representam, respectivamente, os diferentes tipos de percurso ($q = 1, 2, 3$ e 4) e a distinção dos raios para cada tipo de percurso (a partir de $m = 0$).

Na Figura 3.3, $z_q^{p,m,n}$ representa a posição de cada reflexão com os índices p , q , μ , m e n representando, respectivamente, a distinção de cada parede ($p = 1$ - parede inferior; $p = 2$ - parede superior); os quatro diferentes tipos de trajetória ($q = 1, 2, 3$ e 4); a distinção das reflexões de um raio ($\mu = 1$ - 1ª reflexão; $\mu = 2$ - 2ª reflexão); a distinção dos raios para cada tipo de percurso (a partir de $m = 0$); e o número total de reflexões de cada raio ou o valor final de μ deste raio.

Na seção 3.2.2, todas as variáveis do cálculo das trajetórias de raios difratados são apresentadas para a dedução destes percursos.

3.2.2 - Trajetórias de raios difratados

Como já mencionado anteriormente, as contribuições de campo de raios difratados nas bordas dos prédios compõem uma considerável parcela do campo total no receptor do sistema. Neste modelo específico, no qual é considerado um guia de onda com múltiplas fendas, a determinação das trajetórias dos raios se torna bastante simples, principalmente desconsiderando qualquer reflexão de raios difratados, exceto as na superfície inferior do guia. Este princípio pode ser seguramente aplicado pois os raios difratados associados a reflexões nas paredes do guia não possuem uma contribuição considerável [20]. De forma análoga, pode-se afirmar que raios que sofrem duas ou mais difrações possuem contribuições ainda menores, e por consequência, desprezíveis.

Analisando a Figura 3.4, observa-se que quatro tipos de percursos de raios difratados, representam todas as trajetórias de raios entre a fonte em $S(x_s, y_s, 0)$ e o ponto de observação em $M(x, y, z)$ de raios que sofrem uma única difração.

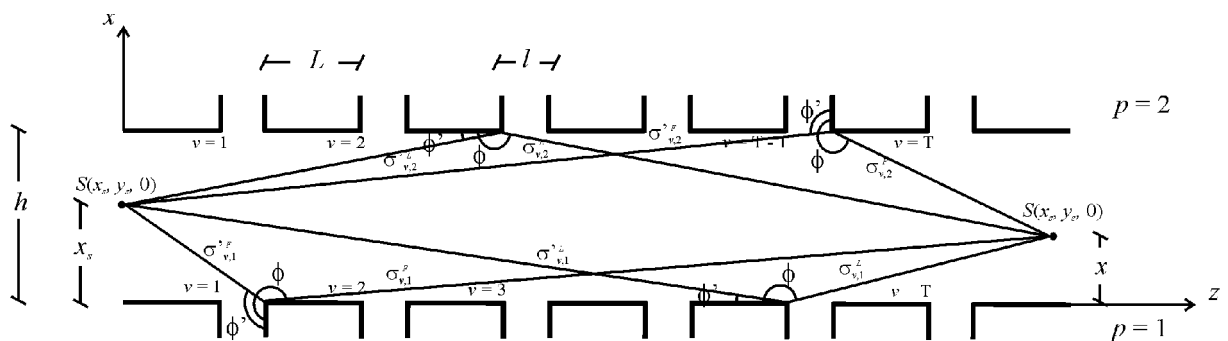


Figura 3.4 – Quatro tipos de trajetórias de raios difratados.

Os raios podem incidir frontalmente na borda do obstáculo ou incidir pela lateral do mesmo (mais próximo da parede refletora), onde o obstáculo difrator pode estar localizado na parede $p = 1$ ou $p = 2$. Os quatro tipos de trajetórias são classificadas como: 1) percurso de raio de incidência frontal em $p = 1$; 2) de raio de incidência frontal em $p = 2$; 3) de raio de incidência lateral em $p = 1$; 4) e de raio de incidência lateral em $p = 2$.

Os obstáculos difratores são prédios que possuem ângulos de abertura interna

$$WA = (2 - n_r) \cdot \frac{\pi}{2}$$

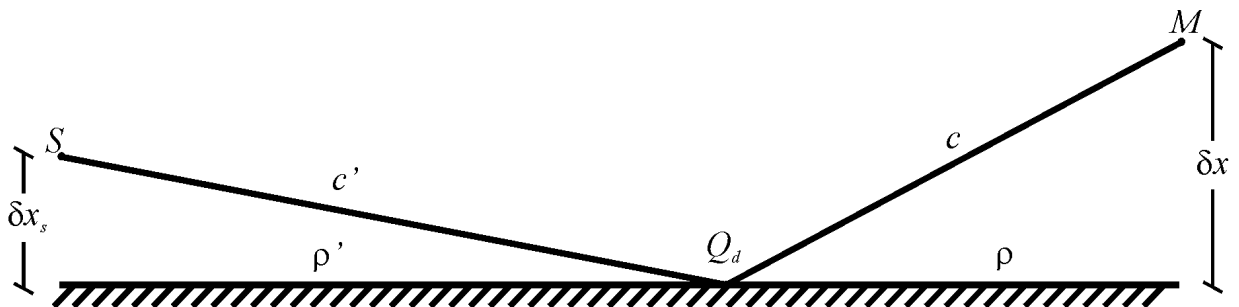
. A solução desta equação apresenta $n_r = \frac{3}{2}$.

Considerando um raio incidente em M que sofreu uma difração no ponto Q_d , como mostrado num plano superior na Figura 3.5, após ter sido emitido por uma fonte em S , tem-se que as trajetórias bidimensionais c' , entre S e Q_d , e c , entre Q_d e M , podem ser dadas por:

$$c' = \sqrt{\rho'^2 + \delta x_s^2} \quad (3.6)$$

e

$$c = \sqrt{\rho^2 + \delta x^2} \quad (3.7)$$



Sendo v , a distinção de cada fenda ($v = 1$, 1ª fenda; $v = 2$, 2ª fenda; etc...), e l e L os tamanhos médios das fendas e dos anteparos, respectivamente, tem-se que ρ' pode ser encontrado, para incidência frontal, por:

$$\rho' = \left[v(L+l) \right], \quad (3.8)$$

e para incidência lateral, por:

$$\rho' = \left[vL + (v-1)l \right]. \quad (3.9)$$

E ρ é tomado, para qualquer tipo de trajetória de raio, como:

$$\rho = z - \rho' \quad (3.10)$$

Modificando a Figura 2.5, vista no plano de elevação, de forma que os raios incidente e difratado em Q_d estejam em um mesmo plano e considerando $\beta = \beta'$ [21], tem-se que a Figura 3.6 apresenta a trajetória de raio de S à M como uma linha reta de fácil solução matemática.

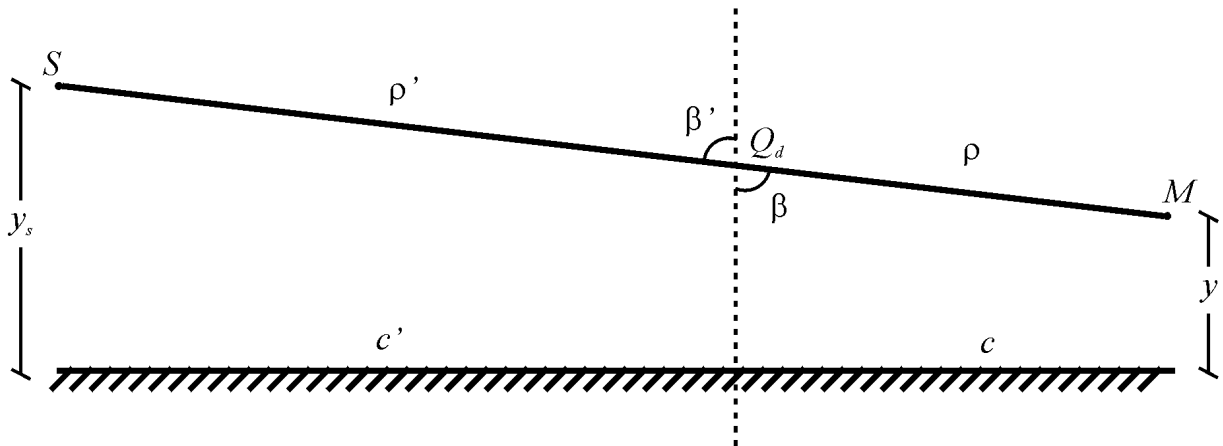


Figura 3.6 – Raio incidente e difratado vista como uma linha reta no plano de elevação.

As trajetórias tridimensionais σ' e σ podem ser encontradas por:

$$\sigma' = \frac{c'}{\sin \beta'} \quad (3.11)$$

e

$$\sigma = \frac{c}{\sin \beta} \quad (3.12)$$

na qual, β pode ser encontrado por:

$$\beta = \arctan \left[\frac{c' + c}{y_s - y} \right] \quad (3.13)$$

Na ocorrência de uma reflexão, na superfície inferior do guia, entre S e M , pode-se aplicar a teoria de imagem para encontrar o ângulo β , dado por:

$$= \arctan \left[\frac{c' + c}{y_s + y} \right]. \quad (3.14)$$

Comparando as Figuras 3.5 e 3.4, diz-se que, para raios difratados na parede $p = 1$,

$$x_s = x_s \text{ e } x = x. \quad (3.15)$$

E para raios difratados em $p = 2$,

$$x_s = h - x_s \text{ e } x = h - x. \quad (3.16)$$

Pela Figura 3.4, os ângulos de incidência ϕ' e de difração ϕ podem ser dados, para uma incidência frontal na borda difratadora, por:

$$\phi' = \frac{\pi}{2} + \arccos \left[\frac{c'}{c} \right] \quad (3.17)$$

e

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \arccos \left[\frac{c}{c'} \right] \quad (3.18)$$

E para uma incidência lateral, por:

$$\theta' = \arccos \left[\frac{c'}{c} \right] \quad (3.19)$$

e

$$= -\arccos \left[\frac{c}{c'} \right] \quad (3.20)$$

Na seção 3.2.3, as intensidades de campo coerente, não coerente e de campos de raios difratados são deduzidas afim de se encontrar o valor total da intensidade de campo em $M(x, y, z)$.

3.2.3 – Campo e potência

A validação de um modelo teórico é realizada a partir de comparações com dados experimentais do canal modelado. Estes dados experimentais são, em sua maioria, valores de potência que variam com o alcance do sinal, lidas por equipamentos digitais conectados a uma antena receptora.

Tem-se para o campo de um único raio incidente no receptor do sistema, uma potência ou intensidade de campo dada em função deste campo [6]:

$$P^*(x, y, z) = U^*(x, y, z) \cdot U^*(x, y, z)^* \quad (3.21)$$

O asterisco indica o complexo conjugado.

No entanto, a determinação da potência total P de todos os campos não poder ser feita de forma tão simples, como apresentado em (3.21), pois o mesmo é composto por uma porção coerente e outra não coerente [15] que variam, respectivamente, com os valores de campo e de intensidade de campo incidentes em $M(x, y, z)$. A parte coerente é definida pelo valor do campo total, enquanto que a parte incoerente se caracteriza pelo desvio padrão das flutuações de campo em relação aos valores médios do campo de cada raio. Essas flutuações ocorrem em campos de frequência de microondas ou de mais altas. Estes campos se espalham em partes não coerentes após percorrerem uma certa distância. Esta regra é válida para qualquer fenômeno eletromagnético, seja ele reflexão, difração ou espalhamento em superfícies. Desta forma, a potência total é dada por:

$$P(x, y, z) = P_c(x, y, z) + P_{nc}(x, y, z) . \quad (3.22)$$

A parte coerente é calculada a partir da soma dos campos LoS, refletidos $U_c^r(x, y, z)$ e difratados $U_c^d(x, y, z)$:

$$U_c(x, y, z) = U^r(x, y, z) + U^d(x, y, z) . \quad (3.23)$$

E a parte não coerente é dada diretamente pela soma das intensidades dos campos LoS, refletidos $P_c^r(x, y, z)$ e difratados $P_c^d(x, y, z)$:

$$P_{nc}(x, y, z) = P_{nc}^r(x, y, z) + P_{nc}^d(x, y, z) . \quad (3.24)$$

Para situações práticas, a parte não coerente da potência dos raios difratados pode ser desprezada [5] devido sua pequena contribuição em $M(x, y, z)$, então:

$$P_{nc}(x, y, z) = P_{nc}^r(x, y, z) . \quad (3.25)$$

A parte coerente da intensidade de campo de raios LoS, refletidos e difratados é analisada na seção 3.2.3.1.

3.2.3.1 – Parte coerente da intensidade de campo

A parte coerente da potência de campo em $M(x, y, z)$ pode ser aproximada a partir da soma dos campos coerentes. Desta forma, inserindo (3.23) em (3.21) encontra-se:

$$P_c(x, y, z) = \left| U^r(x, y, z) + U^d(x, y, z) \right|^2 . \quad (3.26)$$

Sendo o campo total em $M(x, y, z)$ representado pela superposição de todos os raios que possuem uma contribuição efetiva dado por (3.1),

$$U(x, y, z) = U^r(x, y, z) + U^d(x, y, z) , \quad (3.27)$$

faz-se necessário o conhecimento das expressões de campo de cada um dos raios LoS, refletidos e difratados para se encontrar a intensidade total de campo coerente. Estas expressões são apresentadas nas seções 3.2.3.1.1 e 3.2.3.1.2.

3.2.3.1.1– Campo de raios refletidos

Tem-se que o campo $U^r(x, y, z)$, dado pela óptica geométrica e pela teoria de imagem, é composto pelo raio que incide diretamente no ponto $M(x, y, z)$ e pelos raios refletidos que alcançam o mesmo, e pode ser representado pela equação:

trajetória; a distinção das reflexões de um raio; a distinção dos raios para cada tipo de percurso (a partir de $m = 0$); e o número total de reflexões de cada raio ou o valor final de μ deste raio. E $R_p(z_q^{p,m,n})$ representa o coeficiente de reflexão nas paredes laterais 1 e 2. Este coeficiente varia com m , com as dimensões do guia, e com as propriedades elétricas das superfícies refletoras, e são dados pelas equações (2.29) para polarização paralela e por (2.36) para polarização perpendicular:

$$R_{\parallel}(t) = - \frac{\sqrt{\frac{t^2 - 2t}{r} + \frac{t^2}{r} + 1}}{\sqrt{\frac{t^2 + 2t}{r} + \frac{t^2}{r} + 1}} \quad (3.30)$$

$$R_{\perp}(m) \approx -1, \quad (3.31)$$

nas quais,

$$= \frac{1}{r} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r} = \frac{1}{r} + \frac{1}{r} - \frac{1}{r} \quad (3.32)$$

Cada um dos quatro termos da equação (3.28) está relacionado com um dos tipos de trajetórias expressas de (3.2)-(3.5) e, conseqüentemente, cada termo está associado aos campos que percorrem as respectivas trajetórias.

Ainda na equação (3.28), o 1º e o 4º termos e o 2º e o 3º termos são simétricos entre si. Reescrevendo esta equação de uma forma mais simples e, incluindo à mesma, as contribuições de raios refletidos no chão da rua modelada, tem-se que:

$$U^r(x, y, z) =$$

$$\frac{E_0}{4} \left\{ \frac{K[x_s - x, y_s - y/0] - K[x_s + x, y_s - y/1]}{R_g(z)} \right\} \quad (3.33)$$

na qual,

$$K[x, y/a] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[\left(R_g(z) \right)^{|2m+a|} \frac{e^{-jk_0 \sqrt{z^2 + (2mh+x)^2 + y^2}}}{\sqrt{z^2 + (2mh+x)^2 + y^2}} \right] \quad (3.34)$$

Nesta equação, $x = x_s \pm x$ e $y = y_s \pm y$; o índice a indica se o número de reflexões é par ($a = 0$) ou se é ímpar ($a = 1$); e $R_g(z)$ denota o coeficiente de reflexão da superfície inferior do guia. Logicamente, se não existe superfície refletora na parede superior do guia de onda, o raio emitido em $S(x_s, y_s, 0)$ sofrerá no máximo uma reflexão no chão do guia antes de alcançar $M(x, y, z)$. Desta forma, o ângulo de incidência θ_i para $z \gg h$ é bastante grande e pode ser aproximado em

$$\theta_i \approx \frac{\pi}{2} \quad \text{e,}$$

portanto, $R_g(z)$ também pode ser aproximado para ambas as polarizações vertical e horizontal como:

$$R_g(z) \approx -1 \quad (3.35)$$

Devido a múltiplas reflexões entre as paredes do guia de onda, os campos dos raios podem ser reorganizados em modos guiados pelo recurso da somatória de Poisson [28],[29].

Este método decompõe e soma os modos normais:

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} f(2m) = \frac{1}{2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\frac{i-x}{h} + a\right) \frac{e^{-jk_0 \sqrt{z^2 + y^2 + i^2}}}{\sqrt{z^2 + y^2 + i^2}} e^{j \frac{s}{h}(t-x)} di, \quad (3.36)$$

Aplicando esta transformação em (3.34) e modificando as variáveis de integração da somatória de Poisson, encontra-se:

$$K[x, y/a] = \frac{1}{2h} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(R(i) \right)^{\left| \frac{i-x}{h} + a \right|} \frac{e^{-jk_0 \sqrt{z^2 + y^2 + i^2}}}{\sqrt{z^2 + y^2 + i^2}} e^{j \frac{s}{h}(t-x)} di, \quad (3.37)$$

na qual, para polarização paralela:

$$R(i) = \frac{t'^2 - 2t'}{t'^2 + 2t'} \quad (3.38)$$

Tendo o valor de t' modificado para:

$$t' = \frac{i-x}{2z}. \quad (3.39)$$

No entanto, para a polarização ortogonal o coeficiente permanece o mesmo:

$$R_{\hat{c}}(\hat{i}) = -1 \quad (3.40)$$

Na próxima seção, é apresentada a formulação da intensidade de campo coerente de raios difratados.

3.2.3.1.2 – Campo de raios difratados

O campo de um raio difratado numa borda reta, pela equação (2.44), considerando a fase inicial deste campo $\phi_0(0) = 0$, pode ser dado por:

$$E_{\nu,p}^{F/L} = \frac{E_0}{2} \left[D_{\nu,p}^{F/L} + D_{\nu,p}^{F/L} \right] \quad (3.41)$$

Nesta, os índices ν e p discriminam cada fenda e a superfície lateral do guia, respectivamente, e F e L decidem se a difração é frontal ou lateral. É considerada difração frontal quando o ângulo de incidência ϕ' for maior que $\pi/2$, e difração lateral quando este for menor que $\pi/2$.

O coeficiente de difração $D_{\nu,p}^{F/L}$ é dado pela teoria de Keller em (2.52) e (2.53) e expressa, para a polarização *soft*, por:

$$D_{\nu,p}^{F/L} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\pi} \ln \left(\frac{2}{\pi} \right) \right] \quad (3.42)$$

e, para polarização *hard*, por:

(3.43)

Somando todos os campos difratados em $M(x, y, z)$ e agrupando-os nos quatro tipos de trajetórias, tem-se que:

$$\begin{aligned}
 U^d(x, y, z) = & \sum_{v=1}^T \left[E_{v,1}^F(x, y, z) \right. \\
 & + \sum_{v=1}^T \left[E_{v,2}^F(x, y, z) \right. \\
 & + \sum_{v=1}^T \left[E_{v,1}^L(x, y, z) \right. \\
 & + \left. \left. \left. E_{v,2}^L(x, y, z) \right] \right] \right]
 \end{aligned} \quad (3.44)$$

Na equação (3.44), o inteiro T discrimina a última fenda, e seu valor pode ser dado em função dos tamanhos médios das fendas l e dos anteparos L :

$$T = MI \left[\frac{z}{L+l} \right] \quad (3.45)$$

Na qual, onde $MI []$ indica o menor valor inteiro do termo entre chaves.

Para o cálculo do campo de todos os raios difratados, leva-se em consideração o valor de campo de cada um dos raios e, desta forma, $U^d(x, y, z)$ pode ser expresso por:

$$\begin{aligned}
U^d(x, y, z) = & \sum_{v=1}^T \left[E_{v,1}^F(x, y, z) \right. \\
& + \sum_{v=1}^T \left[E_{v,2}^F(x, y, z) \right. \\
& + \sum_{v=1}^T \left[E_{v,1}^L(x, y, z) \right. \\
& + \sum_{v=1}^T \left[E_{v,2}^L(x, y, z) \right.
\end{aligned} \tag{3.46}$$

Inserindo (3.41) em (3.46), e adicionando os campos de raios difratados que sofrem uma reflexão na superfície inferior do guia, de coeficiente de difração $R_g(z)$ dado por (3.35), pode-se expressar $U^d(x, y, z)$ por:

$$\begin{aligned}
U^d(x, y, z) = & \\
& \frac{E_0}{4} \{ \left[Q\left(x_s/x; y_s-y\right) + Q\left(h-x_s/h-x; y_s-y\right) \right] \\
& + \left[Q\left(x_s/x; y_s+y\right) + Q\left(h-x_s/h-x; y_s+y\right) \right] \} ,
\end{aligned} \tag{3.47}$$

na qual,

consideráveis, os campos incoerentes são mais imunes a perdas se comparados aos campos coerentes e, por isso, passam a predominar no canal de propagação [31].

É importante salientar que a equação (3.26) é uma aproximação da intensidade de campo coerente no ponto $M(x, y, z)$, onde o mesmo é considerado após o aparecimento de componentes flutuantes ou campos incoerentes.

Em baixas frequências, como HF (high frequency) e frequências menores, a componente incoerente é relativamente pequena e apenas os campos coerentes são consideráveis. Com o aumento da frequência, as flutuações espaciais no campo se tornam mais importantes, e a componente incoerente deve ser levada em consideração.

Sendo $\overset{\circ}{U}_{nc}(x, y, z)$ a representação do desvio de campo em relação ao valor médio do campo dado por (3.29), o campo não coerente é dado, em função da flutuação de campo, por [30]:

$$P_{nc}(x, y, z) = \overset{\circ}{U}_{nc}(x, y, z) \cdot \overset{\circ}{U}_{nc}(x, y, z)^{\circ} \cdot \quad (3.51)$$

O comportamento da componente de campo não coerente deve ser discutido baseado em sua função auto-correlação de valor médio igual a zero. Devido a natureza complicada desta função, simplificações da potência de campo são apresentadas em [27], [31]. A componente não coerente de campo refletido, assim como a coerente, depende das trajetórias de raio entre a fonte e o ponto de observação. Estas trajetórias são dadas de (3.2) à (3.5), nas quais se distinguem pelo número de reflexões e pela primeira incidência em uma das paredes. A intensidade de campo não coerente de um único raio, após sofrer n reflexões, pode ser aproximada, para uma dada trajetória ($q = 1, 2, 3, 4$), por [27]:

$$P_{nc/1}(x, y, z) = Q_1 \left[\left[R(2m) \right]^{2m} - \left[R(4m) \right]^{4m} \right], \quad (3.52)$$

$$P_{nc/2}(x, y, z) = Q_2 \left| [R(2m+2)]^{2m+2} - [R(4m+4)]^{4m+4} \right|, \quad (3.53)$$

$$P_{nc/3}(x, y, z) = Q_3 \left| [R(2m+1)]^{2m+1} - [R(4m+2)]^{4m+2} \right|, \quad (3.54)$$

$$P_{nc/4}(x, y, z) = Q_4 \left| [R(2m+1)]^{2m+1} - [R(4m+2)]^{4m+2} \right|. \quad (3.55)$$

Nestas equações, Q_q pode ser expesso por:

$$Q_q = \frac{E_0}{\left| \begin{array}{c} - \\ q, m \end{array} \right|^2} \left[\frac{E_0}{\left| \begin{array}{c} + \\ q, m \end{array} \right|^2} - \frac{2E_0 \cos[k_0 \left(\begin{array}{c} - \\ q, m \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} + \\ q, m \end{array} \right)]}{\left| \begin{array}{c} - \\ q, m \end{array} \right|^2} \right] \quad (3.56)$$

Os sinais positivo e negativo representam, respectivamente, a ocorrência e a não ocorrência de reflexão na superfície inferior do guia de onda; m representa a distinção dos raios para cada tipo de percurso (a partir de $m = 0$); e $R(m)$ o coeficiente de reflexão dado por (2.29) e (2.36).

A intensidade total não coerente em $M(x, y, z)$ pode ser determinada pela soma de todas as intensidades de campo dos raios. Rearranjando as equações (3.52)-(3.55), encontra-se o valor da potência de campo não coerente em $M(x, y, z)$, dado por:

$$P_{nc}(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ Q_1 W[2m] + Q_2 W[2(m+1)] + Q_3 W[2m+1] + Q_4 W[2m+1] \right\}, \quad (3.57)$$

na qual,

$$W[m] = \left| [R(m)]^m - [R(2m)]^{2m} \right|. \quad (3.58)$$

3.3 – Distribuição determinística das múltiplas fendas e anteparos

Na seção anterior, o estudo do canal de propagação em uma rua urbana modelada como um guia de onda forneceu as informações da intensidade de campo variando com o posicionamento das antenas transmissoras e receptoras ao longo dos eixos x , y e z dentro do guia de onda a partir da superposição de raios LoS, refletidos nas paredes do guia e difratados nas bordas dos prédios.

Na prática, diversos raios entre os pontos $S(x_s, y_s, 0)$ e $M(x, y, z)$ são perdidos devido a não homogeneidade da rua no eixo z . Diversos cruzamento e entradas, além de anteparos não paralelos ao eixo z , como troncos de árvores e outros objetos, provocam um certo desvanecimento na contribuição final dos campos. A partir disto, é proposto neste trabalho uma distribuição determinística de múltiplas fendas e anteparos para ajustar em $M(x, y, z)$ um desconto controlado da intensidade de campo a partir da variação do tamanho das fendas e anteparos. Desta forma o modelo pode trabalhar como um ajuste de perdas dentro do guia de onda.

Em primeiro lugar é necessário conhecer todos os pontos de reflexão ao longo do guia de onda de cada um dos raios transmitidos em $S(x_s, y_s, 0)$. Desta forma, deve-se deduzir expressões que representem cada uma das posições de reflexão $z_q^{p,m,n}$ para cada um dos quatro diferentes tipos de trajetória de raio e depois verificar se as mesmas coincidem com uma região de reflexão (anteparo) ou com uma região de absorção (fenda) os quais são previamente distribuídos no guia.

A Figura 3.7 resume todas as possibilidades de posições de reflexão nas paredes do guia para qualquer posição do transmissor e do receptor ao longo do eixo x . As posições de reflexão dependem da largura da rua (h); das posições, na direção x , da fonte e do observador

(x_s e x) e da distância axial entre eles (z) . É importante ressaltar que as alturas das antenas (y_s e y) não influenciam na posição de reflexão no eixo z .

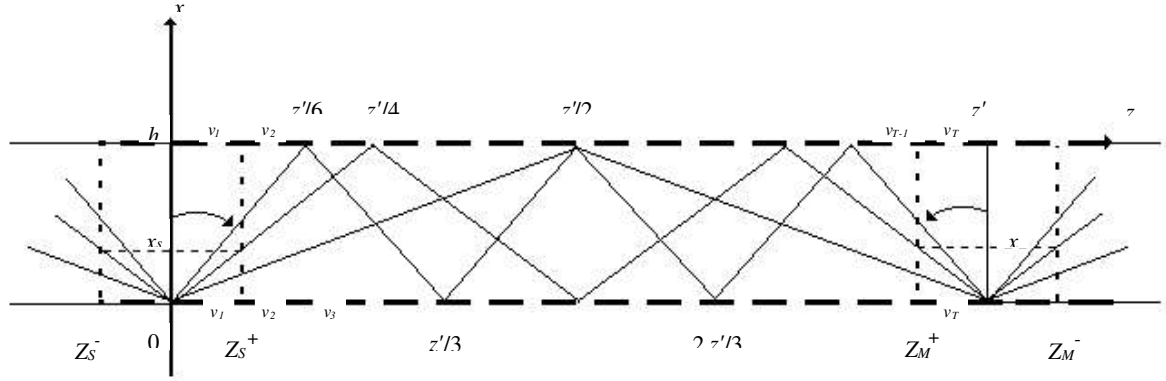


Figura 3.7 – Distribuição das fendas e tela e representação de todos os possíveis pontos de reflexão.

O método utiliza geometria elementar, onde a consideração do guia a ser formado por planos paralelos permite a perfeita repetição dos pontos de reflexão a partir de uma progressão aritmética (P.A). Ao longo das linhas tracejadas, paralelas ao eixo x , estão representadas as localizações reais, dentro do plano (x, z), das antenas transmissoras e receptoras, enquanto que ao longo das linhas contínuas, incluindo o eixo x , estão as localizações imaginárias das antenas. A diferença entre os pontos imaginários da fonte e do observador e seus pontos reais são compensados por acréscimos (z_S^+, z_M^+) e decréscimos (z_S^-, z_M^-) da distância real entre os dois. O valor imaginário do alcance é representado por z' e θ é o ângulo de incidência na parede refletora.

Analisando a Figura 3.3, tem-se que o número de reflexões de um dado raio deve possuir diferentes expressões, em função de m , para cada tipo de trajetória ($q = 1, 2, 3$ e 4) e, conseqüentemente, diferentes expressões de z_S, z_M são encontradas. Para $q = 1$, o número de reflexões é dado por:

$$n = 2m. \quad (3.59)$$

Logicamente, se $m = 0$, não existem reflexões nas paredes do guia. Analisando a Figura 3.7 tem-se, para $m > 0$, que:

$$\text{tag} \quad = \frac{z_S}{x_s} = \frac{z_M}{x} = \frac{z - z_S + z_M}{h \cdot n}. \quad (3.60)$$

Desta forma, isolando z_S e z_M , obtém-se, para $m > 0$:

$$z_S = \frac{\frac{z \cdot x_s}{(nh + x_s)} + \frac{x \cdot x_s \cdot z}{(nh)^2 - nh(x - x_s) - x \cdot x_s}}{1 + \frac{x \cdot x_s}{(nh)^2 - nh(x - x_s) - x \cdot x_s}}, \quad (3.61)$$

e

$$z_M = x \frac{(z - z_S)}{(nh - x)}. \quad (3.62)$$

E, o ângulo de incidência pode ser expresso por:

$$= \text{arc tan} \left(\frac{z_S}{x_s} \right). \quad (3.63)$$

Desta forma, pode-se encontrar a posição de cada reflexão, para $q = 1$ e $m > 0$, pela expressão:

$$z_{1,}^{p,m,n} = (\quad \quad \quad -1) h \text{ tag} \quad \quad \quad + z_s \quad (3.64)$$

.

Fazendo a mesma análise geométrica, obtém-se, para $q = 2$:

$$n = 2m + 1. \quad (3.65)$$

Na qual, para $m = 0$, pode-se extrair a seguinte relação:

$$\text{tag} \quad \quad \quad = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_M}{x} = \frac{z_M}{h - x_r} = \frac{z - z_s + z_M}{h} \quad (3.66)$$

.

Desta forma, z_s é expresso por:

$$z_s = \frac{z \cdot x_s}{(x_s - x)}, \quad (3.67)$$

e z_M por:

$$z_M = z - z_s. \quad (3.68)$$

E para $m > 0$

$$\text{tag} \quad \quad \quad = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_M}{x} = \frac{z - z_s - z_M}{h \cdot (n - 1)} \quad (3.69)$$

e, portanto:

$$z_S = \frac{\frac{z x_s}{[h(n-1)+x_s]} + \frac{x x_s z}{[h(n-1)]^2 + h(n-1)(x+x_s) + x x_s}}{1 - \frac{x x_s}{[h(n-1)]^2 + h(n-1)(x+x_s) + x x_s}} \quad (3.70)$$

e

$$z_M = x \frac{(z - z_M)}{[h(n-1) + x]} . \quad (3.71)$$

A posição de cada reflexão, para $q = 2$, é dada por:

$$z_{2,}^{p,m,n} = \left(\frac{z - z_M}{[h(n-1) + x]} - 1 \right) h \tan \theta + z_S \quad (3.72)$$

Para $q = 3$, o número de reflexões é dado por:

$$n = 2m + 1. \quad (3.73)$$

Sendo verdadeira a relação:

$$\tan \theta = \frac{z_S}{x_s} = \frac{z_M}{x} = \frac{z + z_S + z_M}{h \cdot (n+1)}, \quad (3.74)$$

z_S e z_M são expressos por:

$$z_s = \frac{\frac{z x_s}{[h(n+1)-x_s]} - \frac{x x_s z}{[h(n+1)]^2 - h(n+1)(x+x_s) + x x_s}}{1 - \frac{x x_s}{[h(n+1)]^2 - h(n+1)(x+x_s) + x x_s}} \quad (3.75)$$

e

$$z_M = x \frac{(z+z_s)}{[h(n+1)-x_r]}, \quad (3.76)$$

e a posição de cada reflexão, para $q = 3$, é dada por:

$$z_{3,}^{p,m,n} = h \tan \quad - z_s \quad (3.77)$$

E finalmente para $q = 4$, tem-se:

$$n = 2m + 2, \quad (3.78)$$

e a relação:

$$\tan \quad = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_M}{x_r} = \frac{z+z_s-z_M}{h.n} \quad (3.79)$$

e, portanto, z_s , z_M , e a posição de cada reflexão são obtidos por:

$$z_s = \frac{\frac{z x_s}{(nh - x_s)} - \frac{x x_s z}{(nh)^2 + nh(x - x_s) - x x_s}}{1 + \frac{x x_s}{(nh)^2 + nh(x - x_s) - x x_s}}, \quad (3.80)$$

$$z_M = x \frac{(z + z_s)}{(hn + x)} \quad (3.81)$$

e

$$z_{4,}^{p,m,n} = h \tan \quad - z_s \quad (3.82)$$

.

Para os quatro tipos de trajetórias, o ângulo de incidência é dado por (3.63).

Sendo L e l os tamanhos médios dos anteparos e das fendas, respectivamente, onde suas distribuições são representadas na Figura 3.7, pode-se ajusta-los de forma a compensar as perdas de campo nas não homogeneidades ao longo do guia de onda. Para identificar cada fenda, utiliza-se o contador ν ($\nu = 1, 2, 3, \dots, T - 1, T$), o qual associado a L e l , fornecem as regiões de reflexão e de absorção. As regiões de reflexão, onde há anteparos refletivos, podem ser representados por:

$$z_{q,}^{p,m,n} = \frac{\nu L + (\nu - 1)l}{(\nu - 1)(L + l)}, \quad (3.83)$$

e as regiões de absorção, onde não existem reflexões, por:

$$\begin{aligned}
& \frac{v(L-l)}{z_{q,}^{p,m,n}} \\
& \frac{vL+(v-1)l}{z_{q,}^{p,m,n}}
\end{aligned} \quad (3.84)$$

Logicamente, se um dado raio, que sofre n reflexões entre os pontos $S(x_s, y_s, 0)$ e $M(x, y, z)$, interceptar uma das regiões de absorção em uma destas reflexões, a contribuição de campo deste raio não deve ser somado às demais. Para corrigir esta somatória de forma que, apenas os raios refletidos n vezes sejam considerados, introduz-se o fator G_M . Desta forma, pode-se rescrever as equações (3.34) e (3.56) de intensidade de campo coerente e não coerente. O fator $K[x, y/a]$ dos campos de raios refletidos coerente pode ser rescrito por:

$$K[x, y/a] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[G_M \left(R(z) \right)^{|2m+a|} \frac{e^{-jk_0 \sqrt{z^2 + (2mh+x)^2 + y^2}}}{\sqrt{z^2 + (2mh+x)^2 + y^2}} \right], \quad (3.85)$$

e o fator Q_q , dos campos refletidos não coerentes, por:

$$Q_q = G_M \left(\frac{E_0}{z_{q,m}^2} \left(\frac{E_0}{z_{q,m}^2} \left(\frac{2E_0 \cos[k_0(z_{q,m} - z_{q,m})]}{z_{q,m}^2} \right) \right) \right) \quad (3.86)$$

Nestas equações, se o dado raio for absorvido por uma das fendas, $G_M = 0$; e se o mesmo alcançar $M(x, y, z)$, $G_M = 1$.

No apêndice são descritos os procedimentos que foram empregados pela equipe do Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado da UFPA, pelos engenheiros da antiga DMC (Delegacia Do Ministério das Comunicações), hoje ANATEL e pelo CETUC/PUC/RJ, através do Prof. Dr. Gláucio Lima Siqueira, para a montagem dos laboratórios fixo e móvel para a realização das medições do sinal de rádio móvel dentro da região estudada. Também é mostrado o processo realizado para a obtenção e tratamento das medidas efetuadas na avenida Bráz de Aguiar no município de Belém, Brasil. Após a apresentação de todas as componentes envolvidas na campanha de medições na rua urbana, o capítulo 4 apresenta os resultados das medições e do modelo determinístico, no qual, a avenida Bráz de Aguiar é modelada como um guia de onda com múltiplas fendas e anteparos. Também são analisados os desempenhos individuais das contribuições coerentes e não coerentes da intensidade de campo, bem como das contribuições difrativas de campo. É calculado também, o espalhamento temporal do atraso do sinal e a capacidade máxima, por canal, no receptor do sistema modelado.