

Modelagem para o cálculo da perda no percurso de propagação em áreas residenciais nas faixas de VHF e UHF

ANDERSON ESCUDERO

Dissertação apresentada ao Instituto Nacional de Telecomunicações, como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Telecomunicações.

ORIENTADOR: Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro

Santa Rita do Sapucaí

2004

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 04/06/2004, pela comissão julgadora:

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro - DTE - INATEL

Prof. Dr. José Antonio Cortez - IESTI - UNIFEI

Prof. Dr. Maurício Silveira - DTE - INATEL

Prof. Dr. Adonias Costa Silveira
Coordenador do Curso de Mestrado

*“A Deus e meus pais
que me apoiaram em
todos os momentos”*

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus por ter me dado saúde e competência para concluir este trabalho. Ao professor Dr. José Antônio Justino Ribeiro pelo seu paciente trabalho de orientação, sem o qual esta pesquisa não seria possível.

Aos meus pais Antonio e Inês por toda confiança que depositaram em mim. Aos meus irmãos Alessandro e Júnior pelos momentos de alegria.

A todos os colegas do curso de mestrado que me deram forças nos momentos de desespero e me faziam rir nos momentos de tristeza.

Ao Inatel por toda a estrutura que me ofereceu, imprescindível na elaboração de todo o trabalho. Aos funcionários do Inatel pela constante preocupação em tornar o campus mais agradável possível.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES pelo suporte financeiro em forma de bolsa de estudos.

A todos, o meu obrigado.

Índice

Lista de Figuras	v
Lista de Símbolos	viii
Resumo	xii
Abstract	xiii
Capítulo 1	
Discussão preliminar	1
1.1 Introdução	1
1.2 Resumo Histórico	1
1.3 Descrição geral de um sistema de comunicação sem fio	4
1.3.1 <i>Etapas do processo de comunicação</i>	4
1.3.2 <i>Modos básicos de comunicação</i>	5
1.3.3 <i>Canal de comunicação</i>	5
1.4 Abordagem para análise do sistema de comunicação sem fio	6
1.4.1 <i>Perda na propagação em grande escala</i>	6
1.4.2 <i>Perda na propagação em pequena escala</i>	6
1.5 Apresentação do problema	8
1.6 Desenvolvimento do trabalho	9
CAPÍTULO 2	
Propagação de ondas eletromagnéticas em meios ilimitados	10
2.1 Solução da equação de onda	10
2.2 Reflexão e refração na fronteira de dois meios	13
2.2.1 <i>Leis da reflexão e refração</i>	13
2.2.2 <i>Equações de Fresnel</i>	14
2.3 Reflexão e refração por uma camada de pequena espessura	16
CAPÍTULO 3	
Perda na propagação de ondas eletromagnéticas em ambientes urbanos	21
3.1 Modelagem de um prédio como um obstáculo com atenuação e defasagem	21
3.2 Propagação de ondas eletromagnéticas através de obstáculos múltiplos	24
3.2.1 <i>Modelagem matemática para a seqüência de obstáculos</i>	24
3.2.2 <i>Truncamento do intervalo de integração</i>	33

CAPÍTULO 4

Resultados numéricos para propagação através de múltiplos obstáculos	38
4.1 Estrutura das simulações	38
4.2 Comportamento da onda plana em seu percurso de propagação	39
4.3 Dependência entre a frequência e a geometria dos obstáculos	40
4.4 Efeitos da frequência sobre o fator Q nas faixas de VHF e UHF	41
4.5 Modelagem da perda no percurso	43

CAPÍTULO 5

Comparação com medições e outros métodos de previsão	45
5.1 Introdução	45
5.2 Comparação com o método de Okumura-Hata	48
5.3 Comparação com resultados experimentais publicados	53
5.3.1 Medidas realizadas por Ott e Plitkins	53
5.3.2 Medidas realizadas por Young	54

CAPÍTULO 6

Comentários e Conclusão	57
6.1 Aspectos relevantes do trabalho	57
6.2 Descrição resumida das simulações	58
6.3 Verificação da validade do modelo apresentado	59
6.4 Propostas para estudos futuros	60

Anexo A

Artigos oriundos deste trabalho	61
---------------------------------------	----

Anexo B

Desenvolvimento da Equação (3.11)	62
---	----

Anexo C

Programas em MATLAB [®] utilizados nas simulações	75
--	----

Referências bibliográficas	82
---	-----------

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Elementos de um sistema de comunicação. A informação é transmitida para um destinatário através de um canal de transmissão com características próprias, que interferem na qualidade do sistema.....	4
Figura 1.2 – Representação da potência média e instantânea, relacionada com a perda em grande e pequena escalas.....	7
Figura 2.1 - Ilustração para a solução da equação de onda, mostrando os vetores que entram na descrição do campo eletromagnético e seu comportamento no meio. ...	12
Figura 2.2 – Transmissão e reflexão de uma onda eletromagnética na fronteira de separação entre dois meios.....	14
Figura 2.3 - (a) Onda com polarização do campo elétrico normal ao plano de incidência. (b) Onda polarizada com o campo elétrico paralelo ao plano de incidência	15
Figura 2.4 – Onda incidente penetra para o meio 2 em O , reflete-se na superfície de separação entre o meio 1 e 2 e reaparece para se combinar com o raio que é refletido em X	16
Figura 2.5 - Reflexões e transmissões múltiplas de uma onda incidente em um meio de profundidade limitada, resultando em ondas transmitida e refletida com características determinadas pelos parâmetros eletromagnéticos e pelas correspondentes polarizações.....	18
Figura 3.1 – Modelagem de um prédio como um obstáculo (a) Espessura e estrutura reais (b) Representação das paredes internas e externas (c) Espessura e estrutura equivalentes (d) Espessura nula, com perda e defasagem equivalentes.....	21
Figura 3.2 – Módulo do coeficiente de transmissão para onda tipo TM, para diversas frequências, em obstáculos com espessura equivalente $W_e = 2,5\text{m}$, constante dielétrica $\epsilon_B = 4 - j0,2$ e ângulos de incidência (θ_{in}) entre 0° e 90°	23
Figura 3.3 – Argumento do coeficiente de transmissão para onda tipo TM, para diversas frequências, em obstáculos com espessura equivalente $W_e = 2,5\text{m}$, constante dielétrica $\epsilon_B = 4 - j0,2$ e ângulos de incidência (θ_{in}) entre 0° e 90°	23

Figura 3.4 – Visão de perfil do percurso de propagação entre antena transmissora e receptora. Considera-se que os prédios possuem espaçamento uniforme d e altura média h_{avg} .	24
Figura 3.5 – Campo incidente na $(n+1)$ -ésima superfície obtido a partir da integração numérica do campo transmitido de uma antena elevada que atravessou a n -ésima superfície.	25
Figura 3.6 – Região com a principal contribuição de campo entre as antenas transmissora e receptoras definidas pelo valor y_b , em função do maior raio da primeira zona de Fresnel. Estão indicados os valores que estabelecem os limites práticos da integração.	35
Figura 3.7 – Função janela de Kaiser Bessel para $f = 30\text{MHz}$, $N = 200$, $d = 50\text{ m}$ e $h_{avg} = 10\text{ m}$. Sua aplicação ameniza os efeitos da terminação brusca imposta ao campo eletromagnético.	36
Figura 4.1 – Diagrama em bloco da estrutura criada para as simulações. Tem-se GeraQ.m como rotina principal, e as funções auxiliares KaiserBessel.m, PerdaobstacTM.m e PerdaobstacTE.m.	38
Figura 4.2 – Módulo da intensidade relativa do campo magnético na altura média dos sucessivos obstáculos, para frequência de 100MHz, ângulo de incidência $1,4^\circ$ e altura da antena de recepção 10 m. A altura da antena receptora coincide com o valor médio no percurso.	40
Figura 4.3 – Fator Q traçado em função do parâmetro g_p para as frequências de 100MHz, 300MHz, 900MHz e 1800MHz.	42
Figura 4.4 – Curva resultante do ajuste polinomial dos pontos obtidos de simulações para as frequências de 100MHz, 300MHz, 900MHz e 1800MHz.	42
Figura 5.1 – Atenuação média relativa ao espaço livre, para diferentes valores de distância de enlace e frequência, para terreno quase plano, região urbana, alturas das antenas de transmissão e de recepção 200 e 3 metros, respectivamente (Adaptado de [34]).	46
Figura 5.2 – Fator de correção para diferentes tipos de terreno em função da frequência. Valores relacionados a perda em áreas urbanas (Adaptado de [34]).	47

Figura 5.3 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 100MHz, $h_{tx} = 150$ m , $h_{rx} = 10$ m	51
Figura 5.4 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 450MHz, $h_{tx} = 150$ m , $h_{rx} = 10$ m	51
Figura 5.5 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 900MHz, $h_{tx} = 150$ m , $h_{rx} = 10$ m	52
Figura 5.6 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 1800MHz, $h_{tx} = 150$ m , $h_{rx} = 10$ m	52
Figura 5.7 – Comparação da predição com medidas realizadas em áreas urbanas por Ott e Plitkins [40], para a frequência de 820MHz. Tem-se a potência média de recepção em dBm para variações na distância.....	54
Figura 5.8 – Comparação entre a modelagem e medidas realizadas em áreas urbanas por Young [42], para a frequência de 150MHz. É apresentada a intensidade de campo para variações na distância.....	55
Figura 5.9 – Comparação entre a modelagem e medidas realizadas em áreas urbanas por Young [42], para a frequência de 900MHz. É apresentada a intensidade de campo para variações na distância.....	56

Lista de Símbolos

$A_i(y_n)$	Aproximação linear da variação da amplitude em função de y_n na trajetória i
$A_{mu}(f, d)$	Atenuação média relativa ao espaço livre, modelo de Okumura
\vec{b}	Vetor indução magnética no domínio do tempo
\vec{B}	Vetor indução magnética no domínio da frequência
\vec{B}_i	Vetor indução magnética no meio i
c	Velocidade de propagação de ondas eletromagnéticas no vácuo
d	Espaçamento entre obstáculos
\vec{d}	Vetor deslocamento elétrico no domínio do tempo
\vec{D}	Vetor deslocamento elétrico no domínio da frequência
\vec{D}_i	Vetor deslocamento elétrico no meio i
δ	Diferença de fase
Δ	Intervalo de integração
$\Delta\Phi$	Defasagem provocada por um edifício
\vec{e}	Vetor campo elétrico no domínio do tempo
E	Intensidade de campo
\vec{E}	Vetor campo elétrico no domínio da frequência
\vec{E}_i	Vetor campo elétrico no meio i
ϵ	Permissividade elétrica do meio
ϵ_B	Permissividade complexa relativa de um edifício
ϵ_i	Permissividade elétrica do meio i
ϵ_0	Permissividade elétrica no vácuo
ϵ_r	Permissividade relativa do meio
f	Frequência de operação
f_o	Coefficiente de decaimento
$\Phi_i(y_n)$	Aproximação linear da variação de fase em função de altura y_n na trajetória i
g_p	Parâmetro adimensional. Dependência entre frequência e a geometria dos obstáculos

G_{AREA}	Fator de correção de acordo com o tipo de terreno
$G(h_{rx})$	Ganho relativo à altura da antena de recepção
$G(h_{tx})$	Ganho relativo à altura da antena de transmissão
G_{rx}	Ganho da antena de recepção
G_{tx}	Ganho da antena de transmissão
γ	Fator de propagação
$\vec{\gamma}$	Vetor de propagação
$\hat{\gamma}$	Vetor unitário de propagação
γ_i	Fator de propagação da onda incidente
γ_r	Fator de propagação da onda refletida
γ_t	Fator de propagação da onda transmitida ou refratada
Γ	Coefficiente de reflexão total
Γ_{ij}	Coefficiente de reflexão entre os meio i e j
Γ_{TM}	Coefficiente de reflexão para o campo elétrico normal ao plano de incidência
Γ_{TM}	Coefficiente de reflexão para o campo magnético normal ao plano de incidência
Γ_g	Reflexão no solo
\vec{h}	Vetor campo magnético no domínio do tempo
h_{avg}	Altura média dos edifícios
h_{max}	Altura máxima dos edifícios
h_{min}	Altura mínima dos edifícios
h_{rx}	Altura da antena de recepção
h_{tx}	Altura da antena de transmissão
\vec{H}	Vetor campo magnético no domínio da frequência
\vec{H}_i	Vetor campo magnético no meio i
H_{avg}	Campo magnético estabilizado
H_{in}	Campo magnético incidente num obstáculo
H_{out}	Campo magnético resultante da propagação através de um obstáculo
η	Impedância intrínseca
η_0	Impedância intrínseca do espaço livre (377Ω)

η_i	Impedância intrínseca do meio i
\vec{j}	Vetor densidade de corrente no domínio do tempo
\vec{J}	Vetor densidade de corrente no domínio da frequência
k	Constante de propagação ($2\pi/\lambda$)
\vec{K}	Densidade de corrente de superfície
L_0	Perda no percurso em espaço livre
L	Perda total no percurso
λ	Comprimento de onda no espaço livre
M	Ordem do somatório
μ	Permeabilidade magnética do meio
μ_i	Permeabilidade magnética do meio i
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
\hat{n}	Vetor unitário normal à superfície de separação entre dois meios
N_0	Número de obstáculos iniciais descartados na obtenção de H_{avg}
N	Número total de obstáculos
ω	Frequência angular
P_{rx}	Potência de recepção
P_{tx}	Potência de transmissão
ρ	Densidade volumétrica de cargas elétricas
ρ_s	Densidade volumétrica de cargas elétricas sobre a superfície S
Q	Fator de atenuação
θ_{in}	Ângulo de incidência
θ_r	Ângulo reflexão
θ_t	Ângulo de transmissão ou de refração
\vec{r}	Vetor posição do ponto do espaço
r_n	Raio da zona de Fresnel de ordem n
R	Distância do enlace
R_e	Raio efetivo da Terra ($\cong 8490$ km)
R_i	Distância na trajetória i
σ	Condutividade do meio

σ_i	Condutividade do meio i
τ	Coefficiente de transmissão
τ_{ij}	Coefficiente de transmissão entre os meio i e j
τ_{TE}	Coefficiente de transmissão para o campo elétrico normal ao plano de incidência
τ_{TM}	Coefficiente de transmissão para o campo magnético normal ao plano de incidência
T	Coefficiente de transmissão total
y_t	Região com maior contribuição do campo eletromagnético
W_e	Espessura equivalente de um edifício
$W(y_n)$	Função janela em função de y_n

Resumo

A implementação de sistemas digitais fixos de comunicação sem fio como FM digital, TV de alta definição (HDTV), redes de comunicações sem fio (WLL e LANs), requerem exatidão na predição da propagação nas faixas de VHF e UHF. Este trabalho apresenta um modelo teórico para a estimativa da perda média nessas faixas, no percurso entre as antenas de transmissão e recepção em áreas residenciais, para sistemas de comunicação fixos. O método é uma generalização do modelo desenvolvido originalmente para propagação na banda de UHF. A modelagem apresenta a perda média na propagação de ondas eletromagnéticas em áreas urbanas, com grande precisão para frequências entre 30MHz e 3GHz. Os obstáculos, neste caso edificações, são substituídos por lâminas de espessura equivalente, com propriedades eletromagnéticas adequadas. A propagação ocorre acima e através dessas estruturas e o campo que atravessa cada lâmina é avaliado com o auxílio das abordagens deduzidas da óptica física. Consideram-se também as reflexões no solo na composição campo final. Para se obter o ângulo de incidência das ondas no ponto de recepção, admite-se que o sinal propaga de uma antena de transmissão, instalada em alturas elevadas, para uma antena de recepção, instalada na altura média dos prédios. Na representação das variações aleatórias de altura das construções é empregada a distribuição uniforme de probabilidade. A partir do sinal aleatório obtido nas simulações é retirado o valor médio do campo, que fornece a perda no percurso. Têm-se os resultados a partir da variação de frequência, espaçamento entre prédio e ângulo de incidência do sinal analisado. As simulações são realizadas na plataforma MATLAB[®] e os resultados são confrontados com outros modelos e dados de medidas realizadas em campo divulgadas em publicações especializadas.

Palavras-chave: Difração, dispersão, modelagem da perda no percurso, perda em grande escala, propagação, reflexão.

Abstract

The implementation of digital fixed wireless communication systems, such as digital FM, digital TV (HDTV), WLL (Wireless Local Loop) systems and wireless LANs, require high level of accuracy of propagation prediction in the VHF and UHF bands. This work presents a theoretical model that estimate the average path loss in the propagation between transmission and reception antennas at urban environments, for fixed communications systems. The method is a generalization of the model developed for UHF propagation at urban environments. The modeling presents the average path loss of electromagnetic waves, with good precision for frequencies from 30MHz to 3GHz. The obstacles, in this case the building, are replaced by screens with electromagnetic characteristics. The propagation must occur above and through these structures and the field that crosses each screen are obtained with physical optics approaches. The reflections on the ground are included in calculating the resulting field. Assuming that the signal propagates from a transmission antenna, installed in raised heights, to reception antenna, installed in the average buildings heights, to get the waves incidence angle at the reception point. The representation of the building height variation is gotten with the uniform probability distribution. From the random signal gotten in the simulations, the average strength field is acquired, that normalized give the path loss. Results are obtained for frequency variation, spacing between building and incidence angle of the analyzed signal. The simulations are carried out in MATLAB[®] platform and the results are in agreement with prediction models and field strength measurements data published in periodicals.

Keywords: Diffraction, large-scale loss, path-loss model, propagation, reflection, scattering.

CAPÍTULO 1

Discussão preliminar

1.1 Introdução

O emprego das ondas eletromagnéticas com frequências progressivamente mais altas proporcionou grande evolução nos meios de comunicações, quebrando algumas das principais barreiras limitadoras da capacidade de transmissão. Com essa evolução, surgiram novos problemas relacionados a efeitos de degradação do sinal transmitido. Motivou a necessidade da criação de procedimentos que permitissem prever os efeitos naturais e os produzidos pelo homem, relacionados à perda na propagação. Surgiram métodos para estimar essa atenuação, levando em conta as características eletromagnéticas dos ambientes.

O desenvolvimento de novos sistemas fixos de comunicações digitais sem fio, como TV de alta definição (HDTV), redes locais sem fio para telefonia e transmissão de dados (WLL e LAN), e outras transmissões com grandes larguras de faixa, impulsionaram a criação de novos modelos de maior complexidade e exatidão nos resultados. O objetivo é determinar a sensibilidade desses sistemas no que diz respeito às variações na intensidade dos sinais recebidos, [1].

1.2 Resumo Histórico

O desenvolvimento das comunicações por meio de radiofrequência iniciou-se com os inventos do telégrafo e do telefone. As primeiras informações sobre as ondas de rádio deram-se a partir do ano 1864, quando o físico escocês James Clerk Maxwell (1831-1879) previu a existência das ondas eletromagnéticas. Em 1888, o alemão

Heinrich Rudolf Hertz (1854-1994) demonstrou que as variações rápidas de corrente elétrica podiam gerar irradiações no espaço na forma de ondas, similares às da luz. Guglielmo Marconi (1874-1937), inventor italiano, provou a praticidade nas comunicações sem fio, com o aperfeiçoamento de diversos equipamentos, a partir do final do século XIX. Ele enviou e recebeu os primeiros sinais de rádio na Itália em 1895 e em 1897 recebeu a patente do telégrafo sem fio. Em 1898 foram estabelecidas as comunicações telegráficas sem fio entre França e Inglaterra, através do Canal da Mancha. Em 1901, ocorreu a primeira transmissão telegráfica transatlântica entre o Reino Unido e a ilha de Newfoundland, no Canadá, [2], [3].

Em 1902, conseguiu-se a primeira comunicação bidirecional através do oceano Atlântico. As forças militares americanas perceberam o potencial da nova tecnologia e começaram experiências para adotar esse meio de comunicação. Em 1909, Marconi compartilhou o prêmio Nobel de física, um reconhecimento ao sucesso de suas descobertas. Nessa época os serviços de radiotelegrafia entre Estados Unidos e Europa já estavam consolidados.

As primeiras transmissões de voz através de sinais de rádio aconteceram em 1914 e o ano de 1921 é tido como ponto inicial das primeiras transmissões comerciais, com sinais emitidos de um estúdio improvisado da Marconi Company, [4]. Nos anos 20, instalaram-se os primeiros receptores nas viaturas de polícia de Detroit, para efetuar uma comunicação unidirecional. O ano de 1928 é marcado pelas primeiras experiências na transmissão de sinais sonoros e de imagem, ocorrendo a primeira aplicação comercial dessa nova modalidade de comunicação em 1941, com a transmissão de imagens em branco e preto. Um grande passo para esse desenvolvimento foi a criação da modulação em frequência (FM) em 1933 por Edwin H. Armstrong (1890-1954). Trata-se de uma técnica de modulação com maior robustez e melhor qualidade do que a modulação em amplitude (AM), já bem difundida na época, [5].

Com o advento dessas novas técnicas, estimularam-se as aplicações dos sistemas de radiofrequência em novos meios de comunicações a longas distâncias. Em 1946 realizou-se a primeira interligação entre usuários móveis e o sistema de telefonia fixo. A partir de então, o número de usuários de sistemas de comunicações móveis no mundo cresceu de 50 mil nos anos 40, para 500 mil nos anos 50 e atingiu 1,4 milhões de

usuários na década de 60. Concomitantemente, continuaram as pesquisas para envio de imagens e em 1951, nos Estados Unidos, ocorreu a primeira transmissão comercial de TV colorida, [6].

Os anos da década de 1960 marcam o começo da era espacial, com o lançamento do primeiro satélite artificial, Sputnik-1. Em 1963, o Syncom-1, primeiro satélite geoestacionário é colocado em órbita, [7]. Na década seguinte, ocorreu grande crescimento na utilização de sistemas móveis para comunicação pessoal, com a apresentação do primeiro sistema celular analógico pela NTT do Japão (1979). Alguns anos depois, foi implantado nos Estados Unidos o sistema AMPS (Advanced Mobile Phone System) na banda de 900MHz, com capacidade de 666 canais bidirecionais, [3].

No início dos anos 90 surgiram sistemas de televisão digital e de telefonia móvel também com tecnologia digital, [8]. O padrão IS-95, com técnica de múltiplo acesso por divisão de código (CDMA - *code division multiple access*), foi desenvolvido nos EUA, marcando a segunda geração dos padrões da telefonia celular. Em 1998 tem início a comunicação móvel via satélite, com a implementação do sistema Iridium, formado por 66 satélites de órbita baixa operando em frequência em torno de 1,6Ghz, desativado poucos anos depois por falta de clientes. No começo do terceiro milênio surge a terceira geração de telefonia móvel, que tem como principal característica altas taxas de transmissão de dados. Simultaneamente, iniciam-se no Brasil estudos para adoção de um padrão para TV digital, [9]. Estes estudos contam com a participação do INATEL em parceria com a Linear Equipamentos Eletrônicos, com aprovação pela Finep (Financiadora de Estudos e Projetos do Ministério da Ciência e Tecnologia) e recursos do Funttel (Fundo para o Desenvolvimento Tecnológico das Telecomunicações), [10].

Tendo em vista a grande importância dos sistemas de comunicação sem fio com a presença de onda eletromagnéticas nos mais diferentes meios, é imprescindível o desenvolvimento de métodos que auxiliem no projeto e implementação dos sistemas. Em particular, tem sido de grande relevância os métodos que auxiliem os cálculos relativos aos sistemas instalados em ambientes urbanos, onde são inúmeros os fatores que influenciam na propagação do sinal.

1.3 Descrição geral de um sistema de comunicação sem fio

1.3.1 Etapas do processo de comunicação

Manifesta-se de diferentes formas a importância dos sistemas de radiocomunicações, como se destacou no breve resumo apresentado. Telefones celulares, radiorreceptores, radiotransmissores, televisores e computadores com acesso à Internet têm a capacidade de prover rápida comunicação para qualquer ponto do globo terrestre. A idéia fundamental é transmitir uma informação de um ponto para outro no menor intervalo de tempo possível.

A comunicação é feita através de diferentes etapas. Inicialmente, há necessidade de gerar o sinal de mensagem, que pode ser voz, música, imagens, dados de computadores ou outro tipo de informação qualquer. Essa mensagem é representada por sinais elétricos a partir de originais auditivos ou visuais, codificados de forma adequada para serem transmitidos em um meio físico. Após a transmissão das informações, no receptor são feitas a decodificação e reprodução da mensagem codificada. Quase sempre, a reprodução ocorre com degradações na qualidade, causadas por várias imperfeições do sistema.

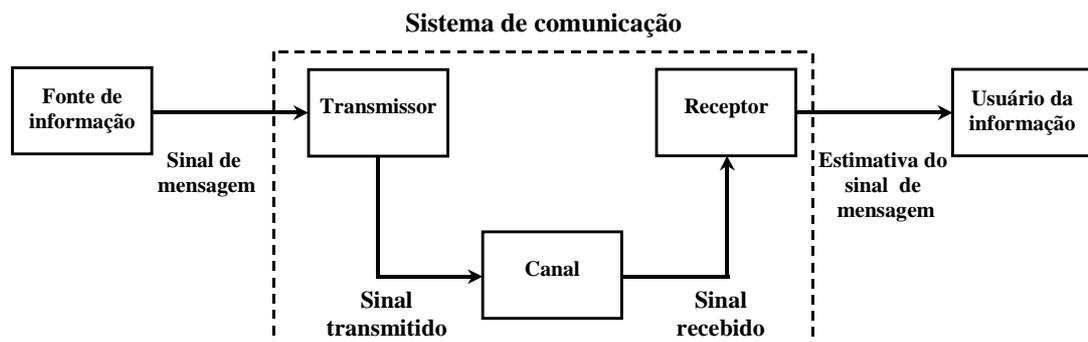


Figura 1.1 – Elementos de um sistema de comunicação. A informação é transmitida para um destinatário através de um canal de transmissão com características próprias, que interferem na qualidade do sistema.

Relacionado ao processo de transmissão, existem três elementos básicos em todo sistema de comunicação: o transmissor, o canal de transmissão e o receptor. Na Figura 1.1 apresenta-se o diagrama em blocos básico do sistema. O transmissor está localizado em um ponto do espaço, o receptor em outro ponto qualquer e o canal é um meio físico que os interliga. O sinal transmitido propaga-se pelo canal, ocorrendo atenuações,

distorções, adição de ruído e sinais interferentes. O receptor tem a tarefa de recuperar e reconstruir a mensagem original, procurando evitar, na medida do possível, que as imperfeições provocadas pelo processo prejudiquem a fidelidade da informação enviada, [11], [12].

1.3.2 Modos básicos de comunicação

Podem-se dividir os sistemas de comunicação em dois modos básicos. O sistema de radiodifusão, que envolve o uso de um sinal de alta potência irradiado para inúmeros receptores espalhados pela região de cobertura. Trata-se de um tipo de comunicação que se caracteriza pela comunicação unidirecional. Como exemplos, podem-se citar a difusão de rádio e de televisão.

O segundo modo refere-se à comunicação ponto a ponto, com a conexão entre um transmissor e um receptor, podendo ser um percurso bidirecional, desde que existam transceptores em ambos os pontos do enlace. Exemplos desta forma de comunicação são os sistemas de telefonia fixa e móvel.

1.3.3 Canal de comunicação

Para o projeto de sistemas é indispensável conhecer as características do canal de transmissão. Basicamente existem dois grupos de canais, os baseados na propagação guiada e os de propagação em espaço ilimitado. No primeiro grupo destacam-se os pares de fios metálicos, o cabo coaxial, a fibra óptica e outros guias de ondas, empregados em sistemas de comutação telefônica e redes de dados. As comunicações sem fio enquadram-se no segundo grupo, sendo os serviços de difusão de rádio e TV, sistemas celulares, comunicações terrestres e via satélites.

Neste trabalho tem-se como enfoque as propagações de ondas em espaço ilimitado, modo bastante degradado pelas condições físicas dos meios. São afetadas principalmente pelos efeitos de dispersão, difração, reflexão e refrações oriundas de não-homogeneidade do meio.

1.4 Abordagem para análise do sistema de comunicação sem fio

As propriedades do canal trazem limitações cruciais no desempenho de sistemas de comunicação sem fio. A propagação entre transmissor e receptor pode ocorrer em ambientes com visada direta ou em percursos com obstáculos, tais como edificações e montanhas. Formas de avaliar as condições de funcionamento desses sistemas baseiam-se na atenuação do sinal no percurso. As perdas na propagação incluem os tipos de grande e de pequena escala, discutidas nas próximas subseções.

1.4.1 Perda na propagação em grande escala

A perda na propagação em grande escala está relacionada às variações na intensidade média dos sinais recebidos, para distância entre transmissor e receptor de centenas a milhares de metros. Essa forma de propagação é tratada como um processo determinístico, [13]. Nesse tipo de degradação, incluem-se as alterações devidas a fenômenos de reflexão, difração e dispersão. A reflexão ocorre em obstáculos de grandes dimensões comparadas ao comprimento de onda. Pode ocorrer na superfície terrestre, em prédios, em muros, em montanhas, etc.. A difração acontece com a obstrução parcial do percurso de propagação por estruturas que podem ser total ou parcialmente absorventes. As ondas sofrem redução de amplitude, deslocamento de fase e mudanças na polarização. A dispersão está presente em meios onde existem pequenos obstáculos, provocando alterações de amplitude e espalhamento da energia eletromagnética. Dependendo da frequência, a dispersão pode ser originada por propriedades intrínsecas do meio ou por alterações originadas por construções, vegetação, etc..

Os modelos desenvolvidos para estimar esse tipo de perda são baseados em interpretações sistemáticas de base de dados de medidas realizadas em campo ou de simulações computacionais. Entre os modelos mais utilizados podem-se destacar os modelos de Longley-Rice, de Durkin, de Okumura-Hata e de Walfisch e Bertoni, [13].

1.4.2 Perda na propagação em pequena escala

A perda na propagação em pequena escala é caracterizada por flutuações rápidas da amplitude dos sinais de rádio, ocorridas em curtos períodos de tempo e/ou pequenas

distâncias. O fenômeno é ocasionado pela chegada ao receptor de um mesmo sinal em diferentes instantes, resultando em grandes e rápidas variações de amplitude e fase. O nível de potência no receptor pode alterar-se de maneira significativa, podendo chegar a valores de 30dB a 40dB, aproximadamente. O fenômeno é conhecido como desvanecimento, [13].

Os principais fatores responsáveis por esse desvanecimento são os multipercursos, a presença de objetos que refletem e espalham os sinais no ambiente de recepção, flutuações aleatórias nas propriedades do meio de transmissão e o movimento relativo do receptor, que introduz uma modulação aleatória em frequência determinada pelo efeito Doppler-Fizeau, [14], [15]. As flutuações na frequência podem ser causadas também pelo movimento de objetos no ambiente do receptor, que refletem sinais também com a contribuição do efeito Doppler-Fizeau. Transmissões de sinais que ocupam grande largura de faixa, processados em canais com resposta não-plana em frequência, resultam em atenuações irregulares nas diferentes componentes da informação.

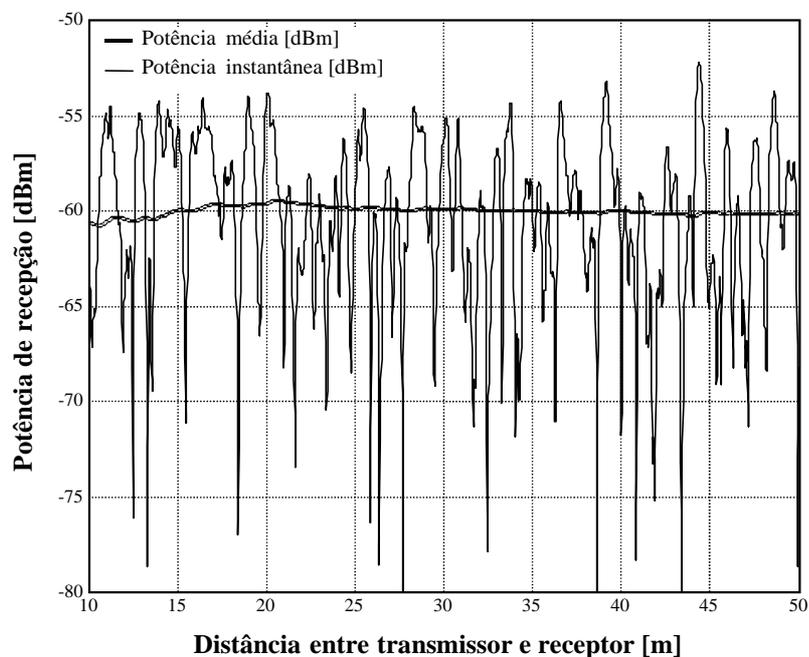


Figura 1.2 – Representação da potência média e instantânea, relacionada com a perda em grande e pequena escalas.

Considerando que não são possíveis previsões exatas das causas do desvanecimento, este fenômeno é considerado como um processo estocástico, [13]. Portanto os modelos para estimá-lo são baseados em métodos estatísticos, que normalmente envolvem a distribuição de Rayleigh, de Nakagami e de Rice, [13]. A Figura 1.2 mostra um exemplo de perda na propagação em grande e pequena escala. Tem-se a potência de recepção para diferentes valores da distância entre o transmissor e o receptor. A linha mais grossa representa a potência média de recepção, relacionada à atenuação determinada pela modelagem em grande escala. A linha mais fina representa a potência instantânea no receptor, referenciando a atenuação resultante do desvanecimento.

1.5 Apresentação do problema

O objetivo deste trabalho é levantar a perda na propagação de ondas eletromagnéticas para sistemas fixos de comunicação sem fio, instalados em centros urbanos. Serão considerados os efeitos provocados pela perda em grande escala, ou seja, os resultados apresentam a perda média de potência de um enlace específico. O método pode ser utilizado no projeto de sistemas de radiodifusão, redes locais de transmissão de dados (LANs) sem fio, enlace locais sem fio (WLL), enlaces terrestres de comunicação ponto a ponto, e outros.

O estudo baseou-se em um modelo teórico desenvolvido originalmente por Chung e Bertoni, [16], associado a uma generalização do modelo desenvolvido por Walfisch e Bertoni para propagação na faixa de UHF, [17]. O mesmo procedimento pode ser empregado para frequências entre 30MHz e 3GHz, abrangendo, portanto, tanto a faixa de VHF como de UHF.

A modelagem apresenta a perda média na propagação em áreas urbanas, onde os obstáculos, neste caso as edificações, serão substituídos por lâminas equivalentes com propriedades eletromagnéticas adequadas. A propagação deverá ocorrer acima e através dessas estruturas. Para obter o campo que atravessa cada lâmina, utilizam-se as abordagens deduzidas da óptica física e serão levadas em conta as reflexões no solo. No desenvolvimento, admite-se um sinal entre uma antena de transmissão, instalada em alturas elevadas, e uma antena de recepção instalada na altura média dos prédios.

Assim, é possível calcular o ângulo de incidência do campo irradiado no ponto de recepção.

As variações aleatórias de altura das construções são representadas pela distribuição uniforme de probabilidade. Do sinal aleatório obtido nas simulações acha-se o valor médio do campo, a partir do qual chega-se à perda no percurso. Os resultados serão descritos em termos da variação de frequência, espaçamento entre edifícios e do ângulo de incidência do sinal no ponto de recepção. As simulações são feitas na plataforma MATLAB[®] e os resultados são confrontados com outros modelos e resultados experimentais divulgados em publicações especializadas.

1.6 Desenvolvimento do trabalho

O Capítulo 2 apresenta uma revisão de conceitos de propagação de ondas eletromagnéticas em meios ilimitados, com maior ênfase ao assunto relacionado a refração e reflexão de sinais através de uma superfície com pequena espessura. O Capítulo 3 apresenta as equações que permitirão quantificar o problema abordado. Para isso, mostram-se todos os procedimentos e considerações necessárias para a modelagem da perda no percurso, sob as condições especificadas, que procuram aproximar das condições de um enlace real.

No Capítulo 4 são feitas avaliações numéricas da teoria desenvolvida no Capítulo 3. A partir dos resultados, obtêm-se um polinômio que pode ser empregado para levantar a perda na propagação a partir de diferentes dados de entrada. O Capítulo 5 mostra comparações entre o modelo desenvolvido com outros métodos de avaliação e com resultados experimentais. O Capítulo 6 traz as conclusões gerais sobre o estudo, comentários de relevância e algumas sugestões para futuros trabalhos e aperfeiçoamentos da modelagem apresentada.

CAPÍTULO 2

Propagação de ondas eletromagnéticas em meios ilimitados

2.1 Solução da equação de onda

Os fenômenos eletromagnéticos dinâmicos são descritos pelas grandezas campo elétrico (\vec{e}), campo magnético (\vec{h}), indução magnética (\vec{b}) e deslocamento elétrico (\vec{d}), que devem satisfazer o conjunto de equações de Maxwell. Estas equações são descritas na forma diferencial no domínio do tempo como

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{d} = \rho \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{b} = 0 \quad (2.4)$$

onde ρ é a densidade volumétrica de cargas, em coulombs por metro cúbico (C/m^3) e \vec{j} é a densidade de corrente de condução em ampères por metro quadrado (A/m^2). Para completar este grupo de equações adicionam-se as relações constitutivas:

$$\vec{d} = \epsilon \vec{e} \quad (2.5)$$

$$\vec{b} = \mu \vec{h} \quad (2.6)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{e} \quad (2.7)$$

sendo ϵ , μ , σ a permissividade elétrica em faradys por metro (F/m), a permeabilidade magnética em henrys por metro (H/m) e a condutividade do meio em siemens por metro (S/m). Com a variação das grandezas eletromagnéticas harmonicamente no tempo, as equações anteriores podem ser expressas na forma complexa como:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + i\omega\epsilon\vec{E} = (\sigma + i\omega\epsilon)\vec{E} \quad (2.8)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega\vec{B} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (2.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot (\epsilon\vec{E}) = \rho \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \vec{\nabla} \cdot (\mu\vec{H}) = 0 \quad (2.11)$$

Desacoplando as leis de Faraday e de Ampère e impondo as condições (2.10) para um meio sem cargas e (2.11), obtêm-se as expressões conhecidas como equações de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} - i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon)\vec{E} = 0 \quad (2.12)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon)\vec{H} = 0 \quad (2.13)$$

cuja solução geral pode ser conseguida com o método da separação de variáveis. Os resultados para os campos elétrico e magnético são apresentados da forma

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\vec{\gamma}\vec{r}} \quad (2.14)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-\vec{\gamma}\vec{r}} \quad (2.15)$$

sendo \vec{H}_0 e \vec{E}_0 as constantes que definem o valor do campo eletromagnético na origem, \vec{r} é o vetor posição do ponto do espaço onde se deseja determinar o campo. A grandeza $\vec{\gamma}$ é um vetor associado às propriedades eletromagnéticas do meio e determinará a direção de deslocamento do campo eletromagnético no espaço, a redução em sua amplitude e sua variação de fase com a distância. Estas propriedades eletromagnéticas do meio são descritas pelo fator de propagação, que corresponde ao valor escalar complexo de $\vec{\gamma}$, dado por:

$$\gamma = \sqrt{i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon)} \quad (2.16)$$

com $\vec{\gamma} = \gamma \hat{\gamma}$ sendo identificado como vetor de propagação.

Os vetores que descrevem os campos no espaço estão ilustrados na Figura 2.1. Para pontos bem distantes da fonte de irradiação, o campo elétrico, o campo magnético e a direção de propagação são mutuamente perpendiculares, definindo a onda eletromagnética transversal (onda TEM).

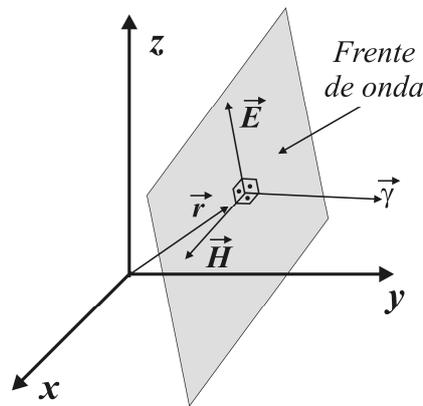


Figura 2.1 - Ilustração para a solução da equação de onda, mostrando os vetores que entram na descrição do campo eletromagnético e seu comportamento no meio.

De acordo com (2.8), a densidade de corrente total em um meio é formada pela corrente de condução e pela corrente de deslocamento, de modo que:

$$\vec{J} = i\omega \left(\epsilon - i \frac{\sigma}{\omega} \right) \vec{E} = i\omega\epsilon_0 \left(\epsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) \vec{E} \quad (2.17)$$

Esta expressão demonstra que é possível admitir uma corrente de deslocamento equivalente dada por $\vec{J} = i\omega\epsilon_{eq}\vec{E}$, onde $\epsilon_{eq} = \epsilon_0 \left(\epsilon - i\sigma/\omega\epsilon_0 \right)$ é uma grandeza denominada permissividade complexa equivalente do meio.

As equações de Maxwell são válidas para o meio dentro do qual foram estabelecidas. Quando houver uma descontinuidade de meio, com parte do campo eletromagnético sendo transferido de uma para outra região, na superfície que os separa as grandezas devem atender também um conjunto de leis conhecidas como condições de contorno. Essas relações estabelecem que:

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (2.18)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (2.19)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K} \quad (2.20)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \quad (2.21)$$

O vetor unitário \hat{n} é utilizado para representar a direção normal na interface dos dois meios e por esta convenção aponta em direção ao segundo meio. A grandeza ρ_s é a densidade superficial de cargas na superfície de separação e \vec{K} é a densidade de corrente de superfície, distribuída lateralmente em relação à direção do campo magnético. Estas expressões representam a condição de continuidade para a componente tangencial do campo elétrico em (2.18), continuidade para as componentes normais da indução magnética em (2.19), descontinuidade para a componente tangencial do campo magnético em (2.20) e descontinuidade para as componentes normais do deslocamento elétrico em (2.21).

2.2 Reflexão e refração na fronteira de dois meios

2.2.1 Leis da reflexão e refração

Para uma onda plana com ângulo de incidência θ_{in} em relação a normal ao plano de separação entre dois meios (Figura 2.2), há uma onda refletida com ângulo θ_r e uma onda transmitida ou refratada para o segundo meio com ângulo θ_t . Os vetores $\vec{\gamma}_i$ e $\vec{\gamma}_r$ são coplanares e o plano que os contém é chamado plano de incidência, [18]. Tanto para a polarização normal ao plano de incidência como para polarização com o campo elétrico paralelo a esse plano, as condições de continuidade das componentes tangenciais dos campos elétrico e magnético na superfície de separação dos meios ($z = 0$) devem ser atendidas para todos os valores sobre a superfície de separação. Isto é possível somente se as ondas incidentes, refletida e refratada tiverem a mesma componente de fator de propagação paralelamente à interface dos dois meios. Isto é,

$$\gamma_r \sin \theta_r = \gamma_i \sin \theta_{in} = \gamma_t \sin \theta_t \quad (2.22)$$

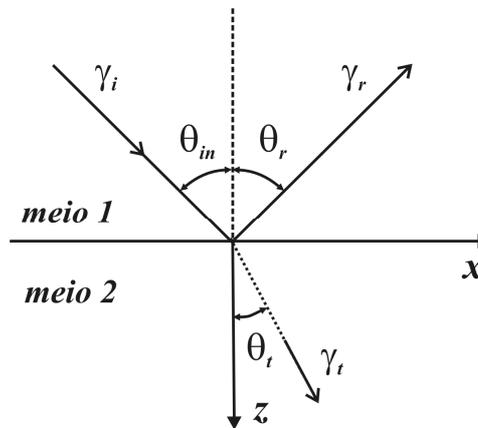


Figura 2.2 – Transmissão e reflexão de uma onda eletromagnética na fronteira de separação entre dois meios.

Como os valores escalares dos vetores de propagação das onda incidente e refletida referem-se ao mesmo meio, da primeira igualdade em (2.22) chega-se a:

$$\theta_{in} = \theta_r \quad (2.23)$$

indicando que o ângulo de reflexão é igual ao ângulo de incidência. Da segunda igualdade, tem-se a relação entre o ângulo de refração e o ângulo de incidência:

$$\frac{\sin\theta_t}{\sin\theta_{in}} = \frac{\gamma_i}{\gamma_t} \quad (2.24)$$

conhecida como lei de Snell. Para meios com perdas, ou seja, com condutividade diferente de zero, o ângulo de refração passa a ser uma grandeza complexa, determinada pelas relações conhecidas entre as funções trigonométricas circulares e hiperbólicas, [15].

2.2.2 Equações de Fresnel

Para quantificar os campos referentes à onda refletida e transmitida, é necessário especificar a polarização da onda incidente. Em geral, o campo da onda incidente poderá ser decomposto em uma parcela normal e outra paralela ao plano de incidência, como se mostra na Figura 2.3. Nos sistemas de radiocomunicações tradicionais, feitos nas proximidades do solo, era hábito usar o plano tangente à superfície da Terra como referência. Nesses casos a situação ilustrada na parte (a) corresponde a uma onda com polarização linear horizontal. A onda incidente ilustrada na parte (b) desta figura representa uma polarização linear vertical, na qual se identifica uma componente de

razoável amplitude perpendicular à superfície do solo para grandes distâncias envolvidas nos sistemas de comunicações. Para se evitarem eventuais ambigüidades na nomenclatura, é conveniente tomar o plano de incidência sempre como referência. Neste caso, a primeira parte da figura corresponde à onda transversal elétrica (onda TE) e a segunda parte indica a onda transversal magnética (onda TM).

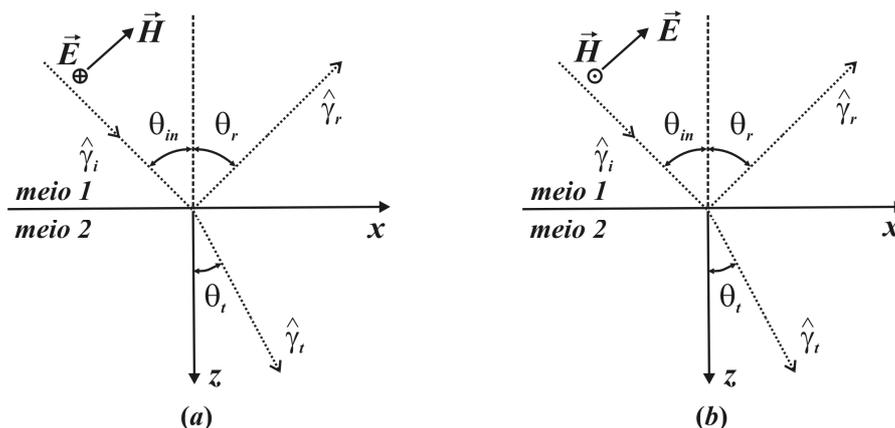


Figura 2.3 - (a) Onda com polarização do campo elétrico normal ao plano de incidência. (b) Onda polarizada com o campo elétrico paralelo ao plano de incidência

A relação entre a amplitude da onda refletida e a amplitude da onda incidente define o coeficiente de reflexão (Γ). Relacionando a amplitude da onda transmitida e a amplitude da onda incidente tem-se o coeficiente de transmissão (τ). Para a onda com o campo elétrico normal ao plano de incidência (onda TE), situação ilustrada na parte (a) da Figura 2.3, com o auxílio das condições de contorno para a componente tangencial do campo elétrico e magnético, os coeficientes de reflexão e transmissão são dados por, [19]:

$$\Gamma_{TE} = \frac{\eta_2 \cos \theta_{in} - \eta_1 \cos \theta_t}{\eta_2 \cos \theta_{in} + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (2.25)$$

$$\tau_{TE} = \frac{2\eta_2 \cos \theta_{in}}{\eta_2 \cos \theta_{in} + \eta_1 \cos \theta_t} \quad (2.26)$$

Para o campo elétrico paralelo ao plano de incidência (onda TM), situação ilustrada na parte (b) da Figura 2.3, ainda com o emprego das condições de contorno para as componentes tangenciais do campo elétrico e magnético, os coeficientes de reflexão e transmissão podem ser expressos como, [19]:

$$\Gamma_{TM} = \frac{\eta_1 \cos \theta_{in} - \eta_2 \cos \theta_t}{\eta_1 \cos \theta_{in} + \eta_2 \cos \theta_t} \quad (2.27)$$

$$\tau_{TM} = \frac{2\eta_1 \cos \theta_{in}}{\eta_1 \cos \theta_{in} + \eta_2 \cos \theta_t} \quad (2.28)$$

Nestes dois conjuntos de equações η_i é a impedância intrínseca do meio i , uma grandeza complexa relacionada às propriedades dos meios por:

$$\eta = \sqrt{\frac{i\omega\mu}{\sigma + i\omega\epsilon}} \quad (2.29)$$

2.3 Reflexão e refração por uma camada de pequena espessura

Consideram-se duas superfícies planas infinitas e paralelas que podem representar uma placa limitada em ambos os lados por meios semi-infinitos, com propriedades eletromagnéticas próprias. À esquerda do plano $z = 0$, supõe-se o meio 1, à direita do plano $z = d$, tem-se o meio 3 e entre eles identifica-se o meio 2 (Figura 2.4). Admite-se uma onda incidente com amplitude unitária no meio 1, que é parcialmente refletida e parcialmente transmitida para o meio 2.

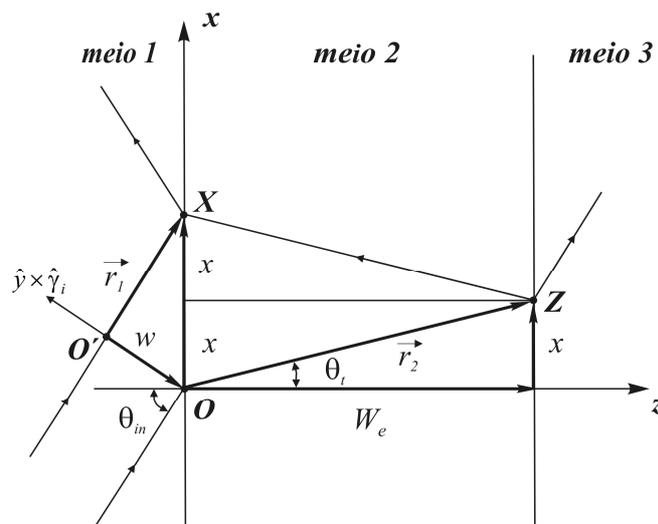


Figura 2.4 – Onda incidente penetra para o meio 2 em O , reflete-se na superfície de separação entre o meio 1 e 2 e reaparece para se combinar com o raio que é refletido em X .

Na segunda superfície, novamente parte da onda é refletida e parte é transmitida

para o meio 3. Essa parcela da onda é refletida e transmitida mais uma vez na primeira superfície, e assim sucessivamente. Com os coeficientes de Fresnel, têm-se as frações refletidas e transmitidas em cada interface. Para obtenção do correspondente campo total, basta somar todas as contribuições resultantes nos meios 1 e 3, [20].

Um problema encontrado para a adição das diversas componentes é a exigência de que se somem as diferentes amplitudes com suas respectivas diferenças de fase, como na Figura 2.4. Têm-se dois raios incidentes perpendiculares à frente de onda plana no meio 1 que atingem a superfície de separação entre os meio 1 e 2. Um deles é refletido em X , o outro é parcialmente refratado em O , que por sua vez é refletido na segunda superfície em Z , parcialmente refratado em X , para reaparecer no meio 1 e combinar-se com o primeiro raio. Como a fase é a mesma nos dois pontos da frente de onda O e O' , deve-se calcular a diferença de fase entre os dois percursos $O'X$ e OZX .

Utilizando o fator de propagação, é possível encontrar:

$$\delta = 2\vec{\gamma}_t \cdot \vec{r}_2 - \vec{\gamma}_i \cdot \vec{r}_1 \quad (2.30)$$

que pode ser reescrita como:

$$\delta = 2\gamma_t \hat{\gamma}_t \cdot \vec{r}_2 - \gamma_i \hat{\gamma}_i \cdot \vec{r}_1 \quad (2.31)$$

Decompondo \vec{r}_1 , \vec{r}_2 , $\hat{\gamma}_i$ e $\hat{\gamma}_t$ em seus termos ortogonais, tem-se:

$$\delta = 2\gamma_t (\sin\theta_t \hat{x} + \cos\theta_t \hat{z}) \cdot (x \hat{x} + W_e \hat{z}) - \gamma_i (\sin\theta_{in} \hat{x} + \cos\theta_{in} \hat{z}) \cdot [2x \hat{x} + w(\hat{y} \times \hat{\gamma}_i)] \quad (2.32)$$

Sabendo que

$$\hat{y} \times \hat{\gamma}_i = \hat{y} \times (\sin\theta_{in} \hat{x} + \cos\theta_{in} \hat{z}) = \cos\theta_{in} \hat{x} - \sin\theta_{in} \hat{z} \quad (2.33)$$

e substituindo (2.33) em (2.32) tem-se:

$$\begin{aligned} \delta &= 2\gamma_t (x \sin\theta_t + W_e \cos\theta_t) - \gamma_i (\sin\theta_{in} \hat{x} + \cos\theta_{in} \hat{z}) \cdot [2x \hat{x} + w(\cos\theta_{in} \hat{x} - \sin\theta_{in} \hat{z})] \\ &= 2\gamma_t (x \sin\theta_t + W_e \cos\theta_t) - \gamma_i (2x \sin\theta_{in} + w \sin\theta_{in} \cos\theta_{in} - w \sin\theta_{in} \cos\theta_{in}) \\ &= 2x(\gamma_t \sin\theta_t - \gamma_i \sin\theta_{in}) + 2W_e \gamma_t \cos\theta_t \end{aligned} \quad (2.34)$$

De acordo com a lei de Snell apresentada em (2.24), a Equação (2.34) pode ser simplificada em

$$\delta = 2W_e \gamma_t \cos \theta_t \tag{2.35}$$

Aplicando o valor escalar do fator de propagação e a permissividade equivalente dos meios com perdas, a equação anterior pode ser reescrita da forma:

$$\delta = 2W_e \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r - i \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}} \cos \theta_t \tag{2.36}$$

Ressalta-se que o $\cos \theta_t$ será uma grandeza complexa para o caso comum de o meio 2 ser com perdas. Conseqüentemente, δ será também uma grandeza complexa. Na solução adotada para a equação de onda nos diversos meios, considera-se uma descrição do tipo $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(i\delta)$. Assim, a parte real de δ é responsável pelo desvio de fase e a parte imaginária pela atenuação entre uma ida e uma volta através do meio 2.

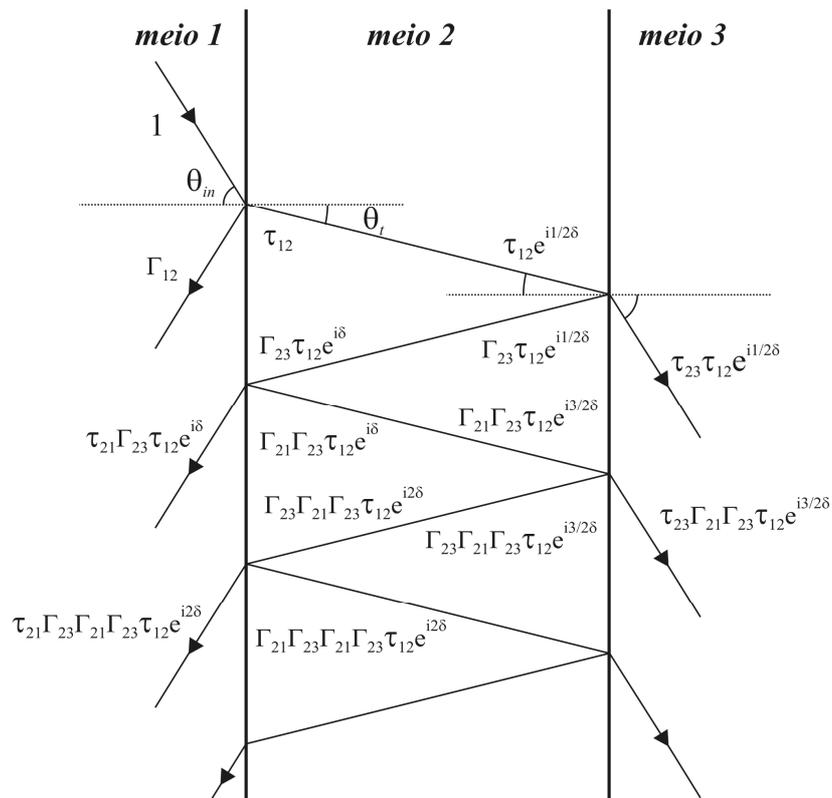


Figura 2.5 - Reflexões e transmissões múltiplas de uma onda incidente em um meio de profundidade limitada, resultando em ondas transmitida e refletida com características determinadas pelos parâmetros eletromagnéticos e pelas correspondentes polarizações.

Para se obterem os coeficientes de reflexão (Γ) e transmissão (T) totais, somam-se

todas as contribuições refletidas para o meio 1 e transmitidas para o meio 3, como na Figura 2.5. Utilizam-se os coeficientes de Fresnel para cada superfície de separação, levando em conta o deslocamento de fase no ambiente, determinado pelo fator de fase de δ correspondente, dado por (2.35).

A somatória de todos os termos no meio 1 conduz ao fator

$$\begin{aligned}\Gamma &= \Gamma_{12} + \tau_{12}\Gamma_{23}\tau_{21}e^{i\delta} + \tau_{12}\Gamma_{23}\Gamma_{21}\Gamma_{23}\tau_{21}e^{i\delta} + \dots \\ &= \Gamma_{12} + \tau_{12}\Gamma_{23}\tau_{21}e^{i\delta} \left[1 + \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta} + (\Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta})^2 + \dots \right]\end{aligned}\quad (2.37)$$

sendo Γ_{ij} e τ_{ij} os coeficientes de reflexão e transmissão nas interfaces entre os meios i e j , com $i=1,2,3$ e $j=1,2,3$. Como se conhece o desenvolvimento da série geométrica

$$u = 1 + k + k^2 + \dots + k^N + \dots = \sum_{j=0}^{\infty} k^j$$

onde $k = \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta}$, que é menor do que a unidade, em módulo. Portanto, tem-se uma série geométrica infinita de razão k e $a_0 = 1$, cuja solução é:

$$u = \frac{a_0}{1-k} = \frac{1}{1-k}\quad (2.38)$$

a expressão (2.37) simplifica-se para

$$\Gamma = \Gamma_{12} + \frac{\tau_{12}\Gamma_{23}\tau_{21}e^{i\delta}}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta}} = \frac{\Gamma_{12} + \Gamma_{23}(\tau_{12}\tau_{21} - \Gamma_{12}\Gamma_{21})e^{i\delta}}{1 - \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta}}\quad (2.39)$$

Examinando (2.25) e (2.27), conclui-se que nos dois lados de uma mesma interface, os coeficientes de reflexão são simétricos, de modo que $\Gamma_{12} = -\Gamma_{21}$. Além disto, combinando as expressões de Γ_{12} e τ_{12} , demonstra-se de maneira simples e direta que $1 + \Gamma_{12} = \tau_{12}$. Conseqüentemente, $\tau_{21} = 1 + \Gamma_{21} = 1 - \Gamma_{12}$. Assim, $\tau_{12}\tau_{21} = 1 - \Gamma_{21}^2$ ou

$$\Gamma_{12}^2 + \tau_{12}\tau_{21} = 1\quad (2.40)$$

Por conseguinte, a expressão resultante para o coeficiente de reflexão total será:

$$\Gamma = \frac{\Gamma_{12} + \Gamma_{23}e^{i\delta}}{1 + \Gamma_{12}\Gamma_{23}e^{i\delta}}\quad (2.41)$$

Realizando uma análise semelhante, a somatória de todos os termos no meio 3 é representada por:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \tau_{23}\tau_{12}e^{i\delta/2} + \tau_{23}\Gamma_{21}\Gamma_{23}\tau_{12}e^{i3\delta/2} + \tau_{23}\Gamma_{12}\Gamma_{23}\Gamma_{21}\Gamma_{12}\tau_{12}e^{i5\delta/2} + \dots \\ &= \tau_{23}\tau_{12}e^{i\delta/2} \left[1 + \Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta} + (\Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta})^2 + (\Gamma_{21}\Gamma_{23}e^{i\delta})^3 + \dots \right] \end{aligned} \quad (2.42)$$

Utilizando (2.38) e o fato de que $\Gamma_{12} = -\Gamma_{21}$, a equação anterior pode se simplificada para o coeficiente de transmissão total:

$$\Gamma = \frac{\tau_{12}\tau_{23}e^{i\delta/2}}{1 + \Gamma_{12}\Gamma_{23}e^{i\delta}} \quad (2.43)$$

Em (2.41) e (2.43) aparecem os coeficientes reflexão e de transmissão de Fresnel, descritos de conformidade com o tipo de polarização da onda incidente e discutidos com detalhes na seção 2.2.2.

CAPÍTULO 3

Perda na propagação de ondas eletromagnéticas em ambientes urbanos

3.1 Modelagem de um prédio como um obstáculo com atenuação e defasagem

A propagação de ondas eletromagnéticas em centros urbanos é muito prejudicada por seqüências de construções de alturas arbitrárias. Tipos comuns de obstruções são edifícios, em sua maioria constituídos de estruturas de concreto e aço, materiais com características eletromagnéticas responsáveis pela absorção de grande parte da potência irradiada. Com o crescimento das cidades e o grande aumento nas comunicações sem fio, houve a necessidade de estabelecer-se um modelo para análise da perda e do deslocamento de fase provocados por essas estruturas.

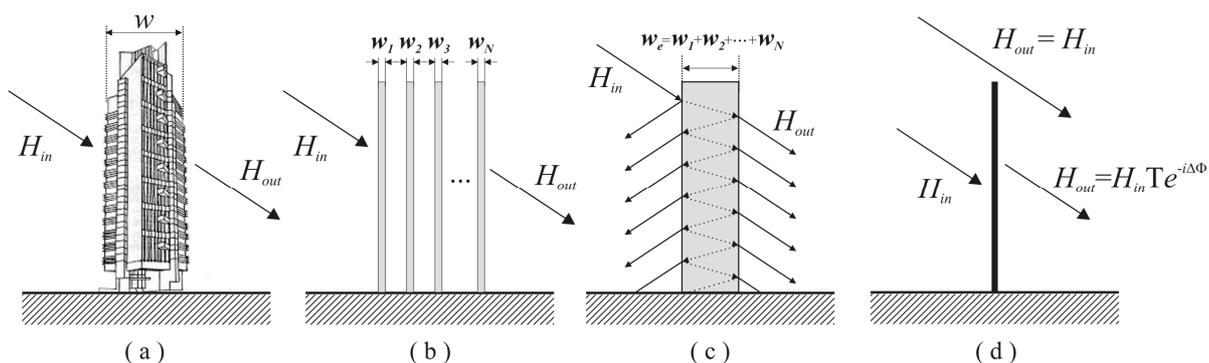


Figura 3.1 – Modelagem de um prédio como um obstáculo (a) Espessura e estrutura reais (b) Representação das paredes internas e externas (c) Espessura e estrutura equivalentes (d) Espessura nula, com perda e defasagem equivalentes.

Um modelo foi proposto por Chung e Bertoni e segue o roteiro da Figura 3.1, [16]. Na parte (a) supõe-se o edifício, através das quais o sinal propaga-se, e em (b)

tem-se a representação das paredes internas e externas do obstáculo. Pode-se comprimir a estrutura em uma camada simples, como mostrado na Figura 3.1(c), onde W_e é a espessura equivalente que terá o mesmo efeito das paredes sobre o campo incidente. Portanto, se T representa o módulo do coeficiente de transmissão do sinal que atravessa o obstáculo e $\Delta\Phi$ a defasagem entre os campos de entrada e saída, é possível substituir a camada por uma lâmina de espessura nula, como na Figura 3.1(d), com as mesmas características de transferência.

Para definir a polarização do campo eletromagnético incidente, considera-se como plano de incidência o plano perpendicular à interface do obstáculo com o meio de onde chega a onda, como estudado no levantamento das equações de reflexão e refração. Com o campo elétrico paralelo ao plano de incidência, o campo magnético será normal e, portanto, tangente à interface da lâmina com o meio externo (onda TM). Torna-se mais fácil determinar a sua função de transferência, tendo em vista a aplicação direta das condições de contorno para as componentes tangenciais de \vec{H} na superfície de separação. Admite-se que à direita da lâmina equivalente ao obstáculo a intensidade deste campo (H_{out}) seja:

$$H_{out} = H_{in} T e^{-j\Delta\Phi} \quad (3.1)$$

com H_{in} representando a amplitude do campo incidente, os fatores T e $\Delta\Phi$, módulo e o argumento do coeficiente de transmissão são obtidos a partir de (2.43). Em função das características eletromagnéticas dos obstáculos, eles podem provocar grandes perdas de potência em sinais de altas frequências. As Figuras 3.2 e 3.3 apresentam as variações de T e $\Delta\Phi$. Nos cálculos foram combinadas as Equações (2.27), (2.28), (2.36) e (2.43) para as interfaces ar-obstáculos de entrada e saída. Desenvolveu-se um programa na plataforma Matlab[®], admitindo ângulos de incidência (θ_{in}) entre 0° e 90° e frequências de 30, 300, 450 e 850MHz. Escolheu-se $W_e = 2,5$ m como a espessura equivalente do obstáculo e constante dielétrica $\epsilon_B = 4 - j0,2$. Estes valores dependem dos materiais empregados na construção do edifício, e os adotados são típicos para estruturas mistas de aço e alvenaria, [16], [22]-[24].

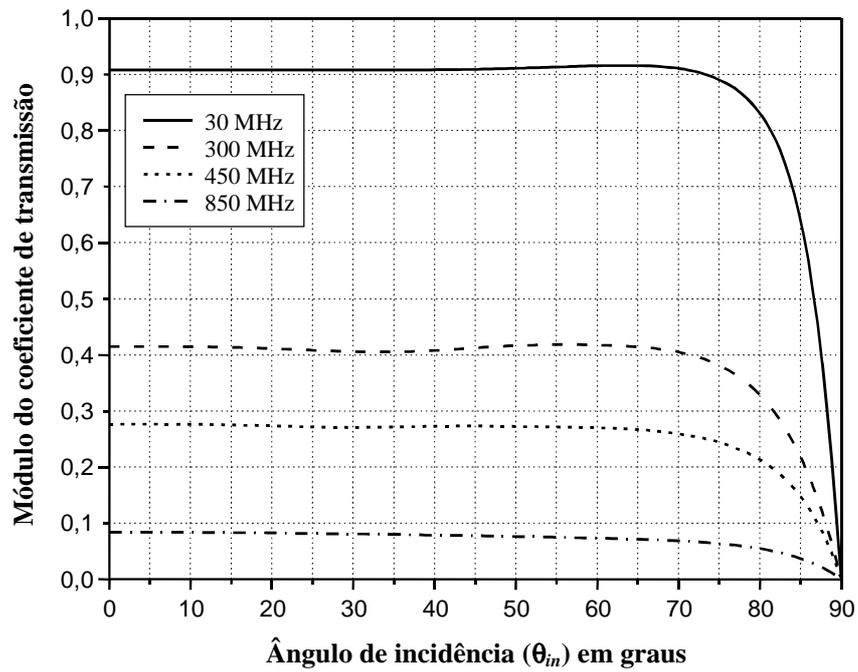


Figura 3.2 – Módulo do coeficiente de transmissão para onda tipo TM, para diversas frequências, em obstáculos com espessura equivalente $W_e = 2,5\text{m}$, constante dielétrica $\epsilon_B = 4 - j0,2$ e ângulos de incidência (θ_{in}) entre 0° e 90° .

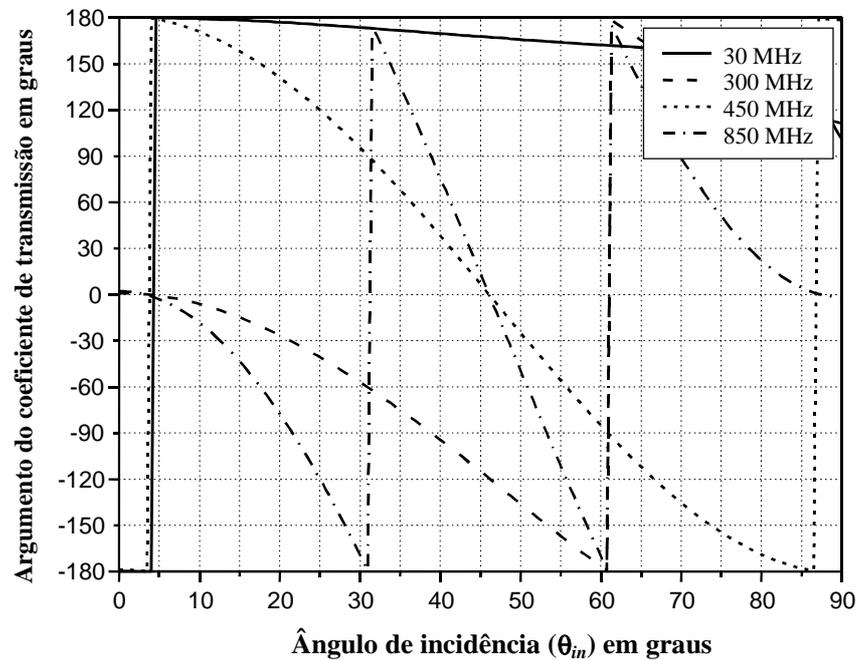


Figura 3.3 – Argumento do coeficiente de transmissão para onda tipo TM, para diversas frequências, em obstáculos com espessura equivalente $W_e = 2,5\text{m}$, constante dielétrica $\epsilon_B = 4 - j0,2$ e ângulos de incidência (θ_{in}) entre 0° e 90° .

Da Figura 3.2, extraem-se valores da perda de potência para ângulos de incidência especificados. Com os parâmetros utilizados nas simulações, os resultados para ângulos menores que 3 graus foram de 0,84dB, 7,64dB, 11,16dB e 20dB para 30, 300, 450 e 850MHz, respectivamente, [25].

3.2 Propagação de ondas eletromagnéticas através de obstáculos múltiplos

3.2.1 Modelagem matemática para a seqüência de obstáculos

Comumente, as construções urbanas são organizadas em fileiras quase paralelas com alturas relativamente uniformes. A propagação a partir de uma antena transmissora para uma antena de recepção, instaladas próximas do topo das construções, em serviços fixos de comunicação sem fio, ocorre acima desses obstáculos, como sugerido na Figura 3.4. Para avaliar o campo que chega na antena de recepção, as fileiras de construções são substituídas por seqüências de superfícies com atenuação e defasagem, como proposto na seção 3.1, tendo alturas aleatórias e espaçamento uniforme d . Supõe-se que as alturas das superfícies sejam uniformemente distribuídas entre os limites h_{max} e h_{min} , com altura média h_{avg} .

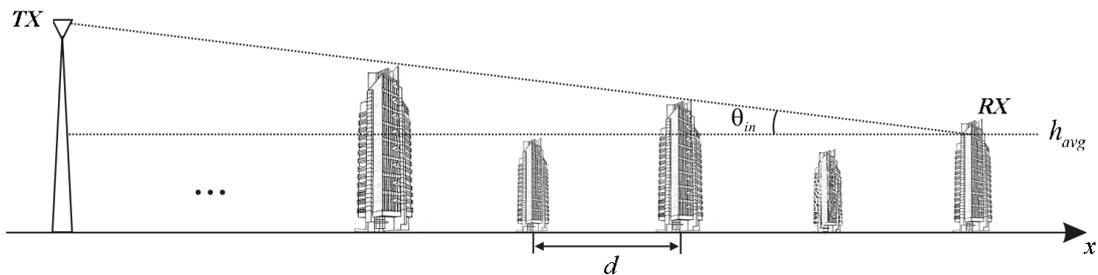


Figura 3.4 – Visão de perfil do percurso de propagação entre antena transmissora e receptora. Considera-se que os prédios possuem espaçamento uniforme d e altura média h_{avg} .

O ângulo de incidência pode ser obtido a partir da relação

$$\theta_{in} = a \tan \left(\frac{h_{tx} - h_{avg}}{Nd} \right) \quad (3.2)$$

sendo h_{tx} a altura da antena de transmissão, h_{avg} a altura média dos obstáculos, N o número total de obstáculos e d o espaçamento entre eles. Como geralmente estão

envolvidas grandes distâncias, os valores de θ_{in} serão sempre pequenos, raramente passando de 3° .

Em frequências em torno de 900MHz ou acima, para as quais há grande atenuação do sinal em cada obstáculo, a propagação ocorre por um processo de múltiplas difrações. No entanto, para baixas frequências, onde o comprimento de onda pode ser da ordem da dimensão do obstáculo, é necessário considerar a propagação através do edifício e a reflexão no solo. Na análise é utilizada a abordagem da óptica física, método consistente para a análise da atenuação e da defasagem da onda eletromagnética resultantes da propagação através de obstáculos.

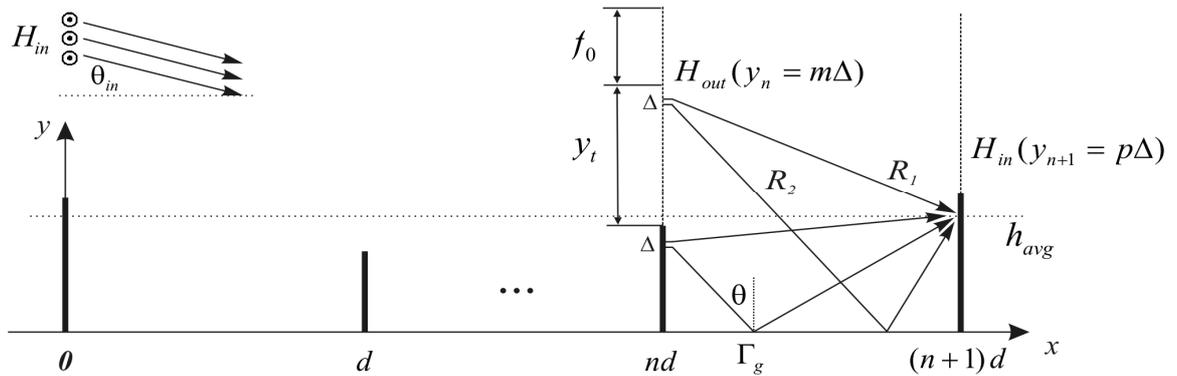


Figura 3.5 – Campo incidente na $(n+1)$ -ésima superfície obtido a partir da integração numérica do campo transmitido de uma antena elevada que atravessou a n -ésima superfície.

Para um campo conhecido na saída da n -ésima superfície, o campo incidente no plano da $(n+1)$ -ésima superfície pode ser obtido através de integração que inclua várias parcelas e também a reflexão no solo, como na Figura 3.5. Xia e Bertoni [26] aplicaram o modelo de correntes magnéticas equivalentes em aberturas para a determinação do campo em suas proximidades, [27]. Em seguida, foi suposto que ocorriam variações somente na direção resultante de propagação, partindo da idéia da incidência de uma onda plana e uniforme. Com a inclusão da parcela relativa à onda refletida no solo, Chung e Bertoni obtiveram a expressão mais geral, [16]. Admite-se que não haja variação do campo na direção paralela à superfície. Assim, o campo $H_{in}(y_{n+1})$ incidente na $(n+1)$ -ésima superfície inclui o campo da onda direta e da onda refletida, sendo obtido por meio de:

$$H_{in}(y_{n+1}) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \int_0^{\infty} H_{out}(y_n) \left[\frac{e^{-jkR_1}}{\sqrt{R_1}} + \Gamma_g(\theta) \frac{e^{-jkR_2}}{\sqrt{R_2}} \right] dy_n \quad (3.3)$$

onde, y_n é a variação de altura (y) no plano da n -ésima superfície e y_{n+1} é seu valor no plano da $(n+1)$ -ésima superfície, [26]. O fator λ do denominador é o comprimento de onda no espaço livre e $k = 2\pi/\lambda$ é o fator de fase. A extensão do percurso de propagação entre duas superfícies consecutivas é calculado por:

$$R_1 = \sqrt{d^2 + (y_{n+1} - y_n)^2} \quad (a)$$

$$R_2 = \sqrt{d^2 + (y_{n+1} + y_n)^2} \quad (b)$$

Em (3.3), $\Gamma_g(\theta)$ é o coeficiente de reflexão identificado em (2.27) como Γ_{TM} , particularizado para quando o meio em que ocorre a reflexão é o solo. Seu valor depende do ângulo de incidência em relação à normal, calculado por meio de:

$$\theta = \cos^{-1}[(y_{n+1} + y_n)/R_2] \quad (3.5)$$

O valor de $\Gamma_g(\theta)$ depende das propriedades da região na qual ocorre a reflexão. Um dos fatores determinantes é a constante dielétrica, que assume valores entre 3,50 e 20, dependendo da composição e grau de umidade do solo, [28], [29]. As Equações (2.43) e (3.3) representam relações recursivas para o campo em qualquer superfície, a partir do valor incidente na primeira.

Na prática, o cálculo de (3.3) requer um limite superior finito para a integração. Para executá-la empregando técnicas numéricas, será convertida para um somatório de valores discretos. Sabe-se que a região que oferece a contribuição principal para os campos em um ponto distante é identificada em termos do raio da primeira zona de Fresnel. Para se evitarem contribuições espúrias, resultado de terminação em um valor finito do limite de integração, o integrando é multiplicado por uma função que reduza suavemente a integral para zero para valores grandes de y_n . É chamada de função janela e seus valores serão obtidos por procedimentos apresentados na seção 3.2.2. A

discretização é feita por interpolação linear da amplitude e da fase do integrando em intervalos Δ , que devem ser menores que meio comprimento de onda ($\lambda/2$). A integração será feita de forma contínua entre $m\Delta$ e $(m+1)\Delta$ e os resultados são sobrepostos. A expressão final fica

$$H_{in}(y_{n+1}) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} [A_1(y_n) e^{-j\phi_1(y_n)} + \Gamma(\theta) A_2(y_n) e^{-j\phi_2(y_n)}] dy_n \quad (3.6)$$

com os seguintes fatores

$$A_1(y_n) = \frac{H_{out}(y_n)}{\sqrt{R_1}} W(y_n) \quad (a)$$

$$A_2(y_n) = \frac{H_{out}(y_n)}{\sqrt{R_2}} W(y_n) \quad (b) \quad (3.7)$$

$$\phi_1(y_n) = kR_1 \quad (a) \quad (3.8)$$

$$\phi_2(y_n) = kR_2 \quad (b)$$

sendo $W(y_n)$ a função janela. A aproximação linear para a variação das amplitudes $A_1(y_n)$ e $A_2(y_n)$ e das fases $\phi_1(y_n)$ e $\phi_2(y_n)$ dentro de cada intervalo $m\Delta < y_n < (m+1)\Delta$ é representada através de

$$A(y_n) = A(m\Delta) + \frac{[A(m\Delta + \Delta) - A(m\Delta)]}{\Delta} (y_n - m\Delta) \quad (3.9)$$

$$\phi(y_n) = \phi(m\Delta) + \frac{[\phi(m\Delta + \Delta) - \phi(m\Delta)]}{\Delta} (y_n - m\Delta) \quad (3.10)$$

Substitui-se (3.9) e (3.10) em (3.6) e, para facilitar a apresentação, adota-se a nova nomenclatura $A_i(m\Delta) = A_{i,m}$, $A_i(m\Delta + \Delta) = A_{i,m+1}$, $\phi_i(m\Delta) = \phi_{i,m}$ e $\phi_i(m\Delta + \Delta) = \phi_{i,m+1}$.

Com estas passagens, obtém-se:

$$\begin{aligned}
H_{in}(y_{n+1}) = & \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \left\{ \left[A_{1,m} + (A_{1,m+1} - A_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right. \\
& \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} \\
& + \Gamma_g(\theta) \left[A_{2,m} + (A_{2,m+1} - A_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \\
& \left. \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} \right\} dy \quad (3.11)
\end{aligned}$$

O desenvolvimento completo desta equação é longo e demorado e por isto optou-se em acrescentá-lo como anexo no final do trabalho. A seguir, é apresentado o desenvolvimento de forma simplificada. Para melhor compreensão das diversas etapas, a solução analítica da integral em (3.11) será apresentada em parcelas, da maneira expressa a seguir:

$$\begin{aligned}
H_{in}(y_{n+1}) = & \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \right. \\
& + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy
\end{aligned}$$

$$+ \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \quad (3.12)$$

Resolvendo analiticamente cada uma das integrais em (3.12), obtêm-se:

$$\begin{aligned} In_1 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\ &= A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\ &= j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j \phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j \phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} In_2 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\ &= \frac{A_{1,m+1}}{\Delta} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{-j \frac{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})}{\Delta}} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\ &= j \frac{m \Delta A_{1,m+1} [\exp(-j \phi_{1,m+1}) - \exp(-j \phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + j \frac{\Delta A_{1,m+1} \exp(-j \phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\ &\quad + \frac{\Delta A_{1,m+1} [\exp(-j \phi_{1,m+1}) - \exp(-j \phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$In_3 = - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m A_{1,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy =$$

$$\begin{aligned}
&= -m A_{1,m+1} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -j \frac{\Delta m A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \tag{3.15}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_4 &= -\int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \left(\frac{y}{\Delta}\right) \exp\left\{-j\left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= -\frac{A_{1,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[j\Delta y \frac{\exp\left\{-j\left[\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}\right]\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\left\{-j\left[\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}\right]\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -j \frac{m\Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad - \frac{\Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \tag{3.16}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_5 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m A_{1,m} \exp\left\{-j\left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= m A_{1,m} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= j \frac{\Delta m A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \tag{3.17}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_6 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\
&= \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp \left\{ -j [\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) m] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j \phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j \phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{3.18}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_7 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\
&= \frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m+1}}{\Delta} \exp \left\{ -j [\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) m] \right\} \left[j \Delta y \frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= j \frac{m \Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} [\exp(-j \phi_{2,m+1}) - \exp(-j \phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp(-j \phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad + \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{1,m+1} [\exp(-j \phi_{2,m+1}) - \exp(-j \phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \tag{3.19}
\end{aligned}$$

$$In_8 = - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) m A_{2,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy =$$

$$\begin{aligned}
&= -m\Gamma_g(\theta)A_{2,m+1} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{3.20}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_9 &= -\int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \left(\frac{y}{\Delta}\right) \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= -\frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j\Delta y \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -j \frac{m\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad - \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \tag{3.21}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_{10} &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m\Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= m\Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{3.22}
\end{aligned}$$

Somam-se os termos de (3.13) à (3.22) e o resultado é

$$\begin{aligned}
H_{in}(y_{n+1}) = & \frac{\Delta e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(j \frac{A_{1,m+1} \exp(-j\phi_{1,m+1}) - A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
& + \frac{(A_{1,m+1} - A_{1,m})[\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \\
& + j \frac{\Gamma_g(\theta)[A_{2,m+1} \exp(-j\phi_{2,m+1}) - A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
& \left. + \frac{\Gamma_g(\theta)(A_{1,m+1} - A_{1,m})[\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right) \quad (3.23)
\end{aligned}$$

Retornando à nomenclatura original, como imposto em (3.11), e trocando ϕ_1 por kR_1 e ϕ_2 por kR_2 , chega-se a

$$\begin{aligned}
H(y_{n+1} = p\Delta) = & \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \Delta \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ j \frac{A_1[(m+1)\Delta] \exp\{-j\phi_1[(m+1)\Delta]\} - A_1(m\Delta) \exp\{-j\phi_1(m\Delta)\}}{k(R_{1,m+1,p} - R_{1,m,p})} \right. \\
& + \frac{A_1[(m+1)\Delta] - A_1(m\Delta)}{k^2(R_{1,m+1,p} - R_{1,m,p})^2} \{ \exp\{-j\phi_1[(m+1)\Delta]\} - \exp\{-j\phi_1(m\Delta)\} \} \\
& + j\Gamma_g(\theta_m) \frac{A_2[(m+1)\Delta] \exp\{-j\phi_2[(m+1)\Delta]\} - A_2(m\Delta) \exp\{-j\phi_2(m\Delta)\}}{k(R_{2,m+1,p} - R_{2,m,p})} \\
& \left. + \Gamma_g(\theta_m) \frac{A_2[(m+1)\Delta] - A_2(m\Delta)}{k^2(R_{2,m+1,p} - R_{2,m,p})^2} \{ \exp\{-j\phi_2[(m+1)\Delta]\} - \exp\{-j\phi_2(m\Delta)\} \} \right\} \quad (3.24)
\end{aligned}$$

onde $R_{i,m,p} = \sqrt{d^2 + (m \mp p)^2 \Delta^2}$ para $i = 1, 2$. Os índices m e p indicam posição na direção y nos planos nd e $(n+1)d$ em função do intervalo Δ , de modo que $y_n = m\Delta$ e $y_{n+1} = p\Delta$.

3.2.2 Truncamento do intervalo de integração

Truncar a integração em (3.3) em um limite superior finito equivale a colocar uma superfície condutora na coordenada além da qual a contribuição para o resultado final é muito pequena. Para reduzir o erro introduzido por este procedimento, o intervalo de integração deve ser suficientemente grande, de forma que sejam computadas as perturbações dos obstáculos. Estudos mostram que o intervalo pode ser

obtido em termos do raio da primeira zona de Fresnel, [31]. Demonstra-se que o raio da zona de Fresnel de ordem n em um determinado ponto do enlace pode ser obtido por, [15], [31]

$$r_n = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 d_2}{d_1 + d_2}} = \sqrt{\frac{n\lambda d_1 (R - d_1)}{R}} \quad (3.25)$$

sendo d_1 e d_2 as distâncias entre o ponto de interesse e os pontos de transmissão e recepção e R a distância total do enlace. Para se obter estabilidade nos resultados, é recomendado que se utilize um intervalo de comprimento igual a seis vezes o raio máximo da primeira zona de Fresnel, [17], [32]. O raio máximo ocorre quando $(\partial r_n / \partial d_1) = 0$, isto é,

$$\frac{\partial r_n}{\partial d_1} = \frac{1}{2} \left[\frac{n\lambda d_1 (R - d_1)}{R} \right]^{-1/2} \left(\frac{n\lambda R - 2n\lambda d_1}{R} \right) = 0$$

que conduz a

$$d_1 = \frac{R}{2} = \frac{Nd}{2} \quad (3.26)$$

Portanto, como (3.26), indica que o raio máximo está localizado no meio do percurso, resulta que:

$$y_t = 6r_1 = 6 \sqrt{\frac{\lambda \frac{Nd}{2} \frac{Nd}{2}}{\frac{Nd}{2} + \frac{Nd}{2}}} = 3\sqrt{\lambda Nd} \quad (3.27)$$

A função janela, mencionada para que o truncamento da integração não gere contribuições espúrias sobre o valor do campo, devido à descontinuidade abrupta no limite superior, deve variar lentamente entre um e zero. A largura dessa janela é calculada em termos do raio máximo da primeira zona de Fresnel na propagação entre dois obstáculos. Essa janela começa a decrescer a partir de $h_{avg} + y_t$ e anula-se em $h_{avg} + y_t + f_0$, sendo recomendado que f_0 seja 30 vezes esse raio máximo, [17], [32]. O coeficiente de decaimento será designado por f_0 e seu valor é:

$$f_0 = 30 r_1 = 30 \sqrt{\frac{\lambda \frac{d}{2} \frac{d}{2}}{\frac{d}{2} + \frac{d}{2}}} = 15\sqrt{\lambda d} \quad (3.28)$$

A Figura 3.6 mostra a região de interesse no cálculo em termos do elipsóide de Fresnel, onde y_t define a região de maior contribuição para o cálculo do campo em um ponto distante e f_0 indica o fim da região de menor influência, onde atua a função janela.

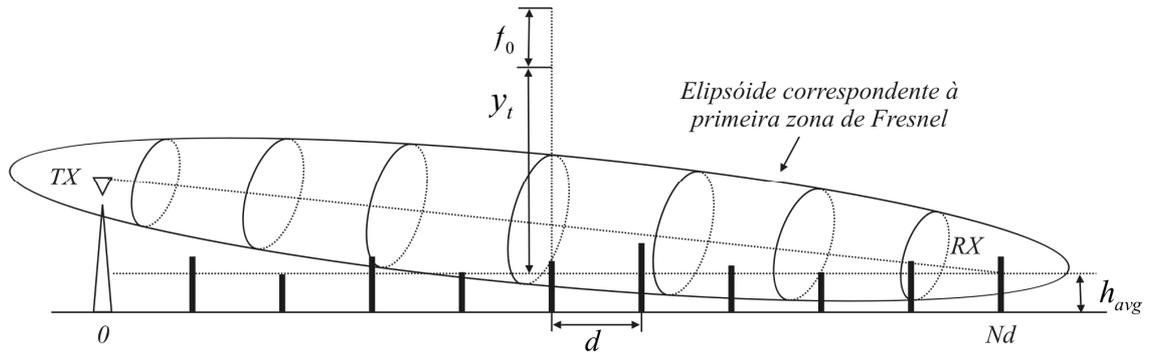


Figura 3.6 – Região com a principal contribuição de campo entre as antenas transmissora e receptoras definidas pelo valor y_b , em função do maior raio da primeira zona de Fresnel. Estão indicados os valores que estabelecem os limites práticos da integração.

Estudos anteriores, confrontados com resultados experimentais, indicam que na definição da janela é adequado o uso da função de Kaiser-Bessel, [32]. Para repetidas integrações sobre N obstáculos, a altura começa a variar em função de $y_n = h_{avg} + y_t$, com um coeficiente de decaimento de largura $f_0 = 15\sqrt{\lambda d}$. A partir destes parâmetros, a função janela é especificada como:

$$W(y_n) = \begin{cases} 1, & 0 < y_n < h_{avg} + y_t \\ w(\xi), & h_{avg} + y_t \leq y_n < h_{avg} + y_t + f_0 \\ 0, & y_n \geq h_{avg} + y_t + f_0 \end{cases} \quad (3.29)$$

onde:

$$w(\xi) = 0,40208 + 0,49858 \cos(\pi\xi) + 0,09811 \cos(2\pi\xi) + 0,00123 \cos(3\pi\xi) \quad (3.30)$$

com ξ relacionado a f_0 , à altura média dos edifícios e a y_t por:

$$\xi = \frac{y_n - (h_{avg} + y_t)}{f_0} \quad (3.31)$$

A Figura 3.7 mostra o comportamento desta função. Para este exemplo, foi adotada 30MHz como frequência de operação, número de obstáculos $N = 200$, distância entre obstáculos $d = 50$ m e altura média $h_{avg} = 10$ m. São valores para edifícios de três a quatro andares, com uma separação comum em cidades brasileiras.

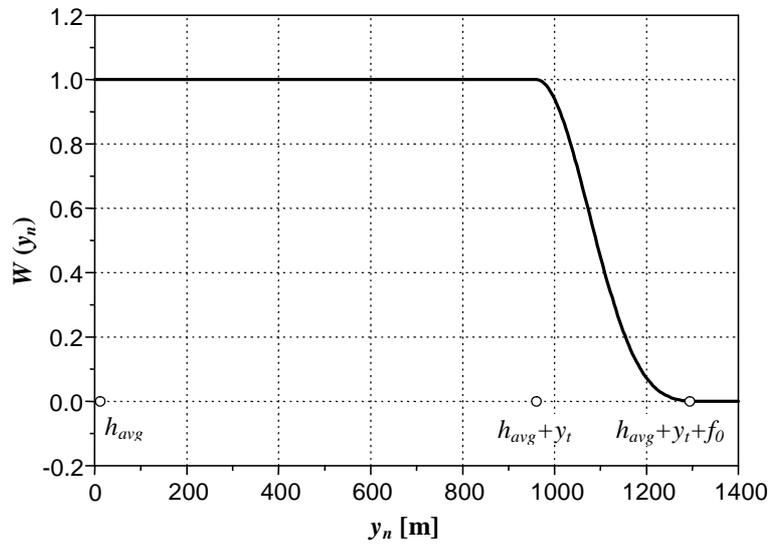


Figura 3.7 – Função janela de Kaiser Bessel para $f = 30$ MHz, $N = 200$, $d = 50$ m e $h_{avg} = 10$ m. Sua aplicação ameniza os efeitos da terminação brusca imposta ao campo eletromagnético.

Com o truncamento, o somatório de (3.24) fica limitado pela parte inteira de $M = (h_{avg} + y_t + f_0)/\Delta$ e o resultado final é:

$$\begin{aligned} H(y_{n+1} = p\Delta) = & \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \Delta \sum_{m=0}^M \left\{ j \frac{A_1[(m+1)\Delta] \exp\{-j\phi_1[(m+1)\Delta]\} - A_1(m\Delta) \exp\{-j\phi_1(m\Delta)\}}{k(R_{1,m+1,p} - R_{1,m,p})} \right. \\ & + \frac{A_1[(m+1)\Delta] - A_1(m\Delta)}{k^2(R_{1,m+1,p} - R_{1,m,p})^2} \{ \exp\{-j\phi_1[(m+1)\Delta]\} - \exp\{-j\phi_1(m\Delta)\} \} \\ & + j\Gamma_g(\theta_m) \frac{A_2[(m+1)\Delta] \exp\{-j\phi_2[(m+1)\Delta]\} - A_2(m\Delta) \exp\{-j\phi_2(m\Delta)\}}{k(R_{2,m+1,p} - R_{2,m,p})} \\ & \left. + \Gamma_g(\theta_m) \frac{A_2[(m+1)\Delta] - A_2(m\Delta)}{k^2(R_{2,m+1,p} - R_{2,m,p})^2} \{ \exp\{-j\phi_2[(m+1)\Delta]\} - \exp\{-j\phi_2(m\Delta)\} \} \right\} \quad (3.32) \end{aligned}$$

A Equação (3.32) será utilizada para o desenvolvimento de uma rotina para simulação baseada na plataforma Matlab[®]. Com as simulações, será possível analisar as perdas na propagação em função da frequência, do ângulo de incidência, da distância entre obstáculos, da altura dos obstáculos e do número total de obstruções parciais.

CAPÍTULO 4

Resultados numéricos para propagação através de múltiplos obstáculos

4.1 Estrutura das simulações

A fim de avaliar o comportamento do campo eletromagnético em sua propagação tal como descrito nos capítulos anteriores, foram feitas simulações a partir de (3.32) com diversos valores de parâmetros envolvidos. O programa utilizado foi desenvolvido com recursos da plataforma MATLAB[®]. A Figura 4.1 trás um esquema ilustrativo das rotinas para as simulações. Tem-se como programa principal a rotina GeraQ.m, que recebe os dados de entrada, faz o processamento com o auxílio das funções KaiserBessel.m, PerdaobstacTM.m e PerdaobstacTE.m, fornecendo como dados de saída o campo estabilizado de acordo com o número de obstáculos. As rotinas citadas estão anexadas no final do trabalho.

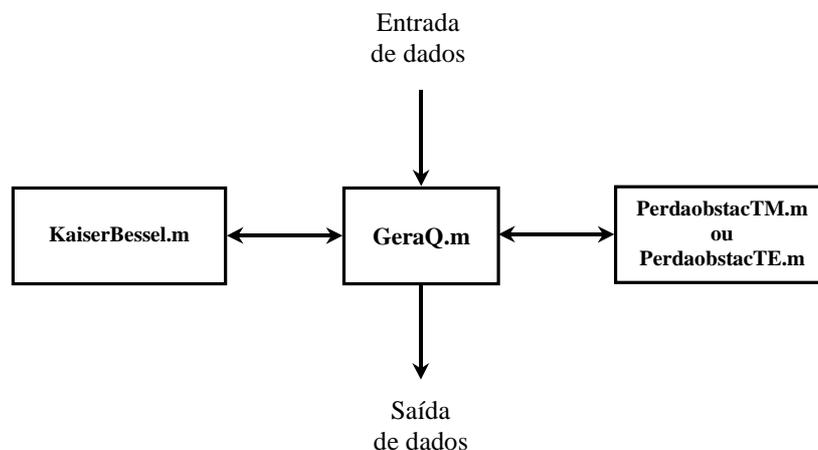


Figura 4.1 – Diagrama em bloco da estrutura criada para as simulações. Tem-se GeraQ.m como rotina principal, e as funções auxiliares KaiserBessel.m, PerdaobstacTM.m e PerdaobstacTE.m.

4.2 Comportamento da onda plana em seu percurso de propagação

A partir dos resultados das simulações, procurou-se relacioná-los com a frequência e com as características físicas identificadas ao longo do percurso (formato dos obstáculos, espaçamentos entre eles, etc.). Fixaram-se as características construtivas dos obstáculos, com alturas aleatórias uniformemente distribuídas entre 6 e 14 m (2 a 4 andares) e com espaçamento entre seus centros de 50 m, valores comuns para regiões urbanas. Admite-se uma onda plana com campo magnético de amplitude unitária atingindo o primeiro obstáculo com a direção de propagação fazendo um ângulo de incidência em relação à horizontal. A amplitude do campo incidente na altura média das construções h_{avg} é mostrada na Figura 4.2 para um $\theta_{in} = 1,4^\circ$. Esse ângulo foi determinado em função da geometria do problema, segundo o procedimento descrito no capítulo anterior. A frequência especificada é de 100MHz.

Observa-se um decréscimo mais acentuado do valor absoluto do campo magnético para pequenos números de obstáculos e, em seguida, a amplitude do campo demonstra uma flutuação aleatória entre 0,2 para 0,3 ao redor de um valor médio de 0,235. Estudos anteriores mostram que para obstáculos com alturas uniformes, o valor do campo tende a estabilizar para um total de N_0 superfícies dado por, [17]

$$N_0 = \frac{\lambda}{\sin^2 \theta_{in} d} \quad (4.1)$$

Ultrapassando este limite N_0 , o campo no topo do obstáculo sucessivo assume um valor praticamente constante H_{avg} . Como é um valor que se relaciona a um campo unitário, definirá também a atenuação final do enlace. Portanto, será chamado fator de atenuação, representado pela letra Q . Quando as alturas forem aleatórias, a estabilização parece ocorrer após uma quantidade menor de obstáculos. É importante determinar o número de obstáculos a serem excluídos, para economizar tempo nas simulações. No cálculo da estabilização para obstáculos de alturas aleatórias, serão excluídos os primeiros $N_0/2$ valores, calculando-se a média dos valores de campo restantes na altura h_{avg} . Para os parâmetros usados na simulação apresentada na Figura 4.2, N_0 é 100. Portanto, serão excluídos os 50 primeiros valores de campo.

Utilizaram-se as rotinas desenvolvidas para a plataforma MATLAB[®] apresentadas no Anexo C, onde foram combinadas as Equações (2.43), (3.29) e (3.32). Foi traçada uma curva contínua para representar os valores da intensidade do campo magnético nos diferentes obstáculos. Na realidade, foram calculadas apenas para valores discretos de obstáculos. A linha contínua foi utilizada para se ter uma melhor idéia da distribuição de intensidade do campo. Trata-se apenas da união dos pontos referentes aos valores do campo para cada obstáculo.

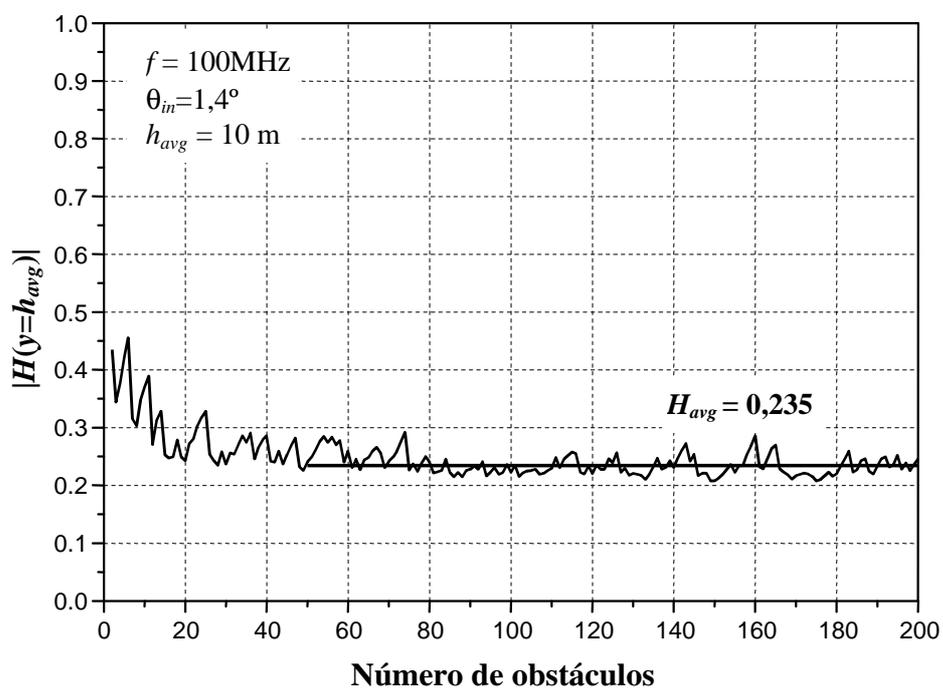


Figura 4.2 – Módulo da intensidade relativa do campo magnético na altura média dos sucessivos obstáculos, para frequência de 100MHz, ângulo de incidência $1,4^\circ$ e altura da antena de recepção 10 m. A altura da antena receptora coincide com o valor médio no percurso.

4.3 Dependência entre a frequência e a geometria dos obstáculos

Na propagação de ondas planas sobre construções com alturas uniforme na banda de VHF e UHF, a dependência do campo estabilizado com valor H_{avg} , com a frequência (f), com o ângulo de incidência (θ_{in}) e a separação entre obstáculos (d) pode ser representada por um único parâmetro g_p , [17], [26]. Inicialmente, esse parâmetro foi proposto para alturas distribuídas de maneira uniforme. Estudos teóricos e experimentos posteriores mostraram que ele pode também ser empregado para propagação sobre construções com alturas aleatórias, [16]. Com o seu emprego, são

possíveis simplificações na análise dos resultados, de modo que o fator Q fica em função do parâmetro adimensional g_p , relacionado com a frequência e às características físicas dos obstáculos ao longo do percurso. Seu valor é calculado por, [17]

$$g_p = \sin\theta_{in} \sqrt{\frac{d}{\lambda}} = \sin\theta_{in} \sqrt{\frac{f d}{c}} \quad (4.2)$$

sendo c a velocidade de propagação no meio e para o ar, $c = 3 \times 10^8$ m/s. Para se ter uma idéia de como este parâmetro varia, em sistemas móveis celulares as antenas de transmissão podem ser instaladas a 50 m de altura ou maior, e a distância entre a unidade móvel e a base varia entre 1 km e 20 km. Portanto, os ângulos de incidência ficam entre $0,15^\circ$ e $2,8^\circ$. Para $d = 50$ m e frequência de 900MHz, g_p situa-se entre 0,03 e 0,63.

4.4 Efeitos da frequência sobre o fator Q nas faixas de VHF e UHF

Os valores médios de campo, para variações aleatórias da altura das construções em diferentes frequências e diversos ângulos de incidência, foram traçados em escala bilogarítmica para vários valores do parâmetro g_p (Figura 4.3). Ressalta-se que, em todas as simulações, as alturas das construções são distribuídas com probabilidade igual no intervalo entre 6 e 14 m e a distância entre os pontos centrais dos obstáculos é $d = 50$ m. Pode-se observar que para as frequências de 100, 300, 900 e 1800MHz os comportamentos dos pontos aparentam obedecer a uma certa curva.

Dada essa dependência do fator Q em relação ao parâmetro g_p , é possível fazer o ajuste polinomial dos pontos e obter o seu valor. Para um ajuste polinomial de 3º grau, chegou-se ao polinômio:

$$Q(g_p) = 2,592 g_p - 2,283 g_p^2 + 0,607 g_p^3 \quad (4.3)$$

Para comprovar a validade desta equação, a curva resultante foi sobreposta aos pontos na Figura 4.4. Pode-se verificar que ela acompanha os valores médios de campo obtidos nas simulações. Com o auxílio de (4.3), o cálculo do fator Q torna-se fácil, substituindo as demoradas e trabalhosas simulações através de (3.32).

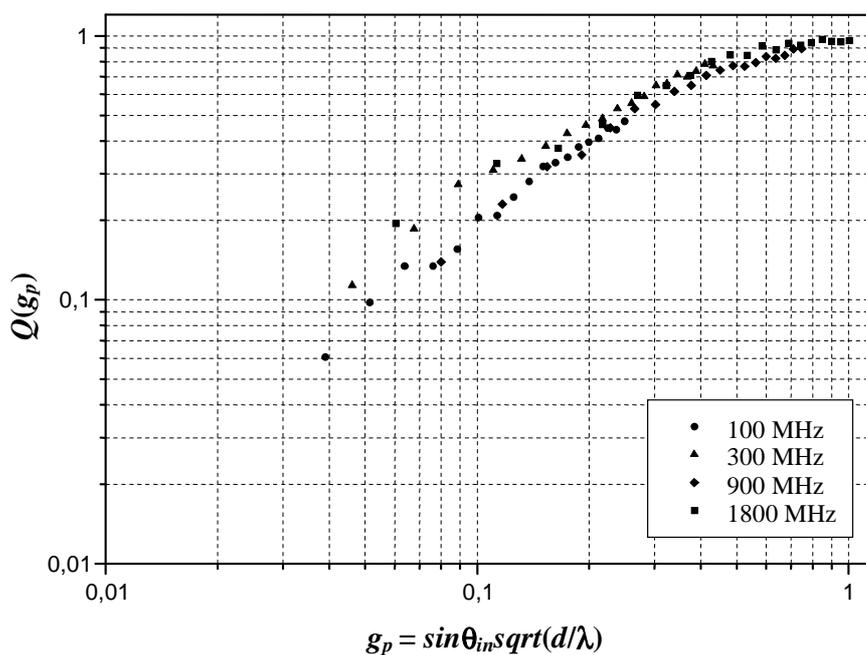


Figura 4.3 – Fator Q traçado em função do parâmetro g_p para as frequências de 100MHz, 300MHz, 900MHz e 1800MHz.

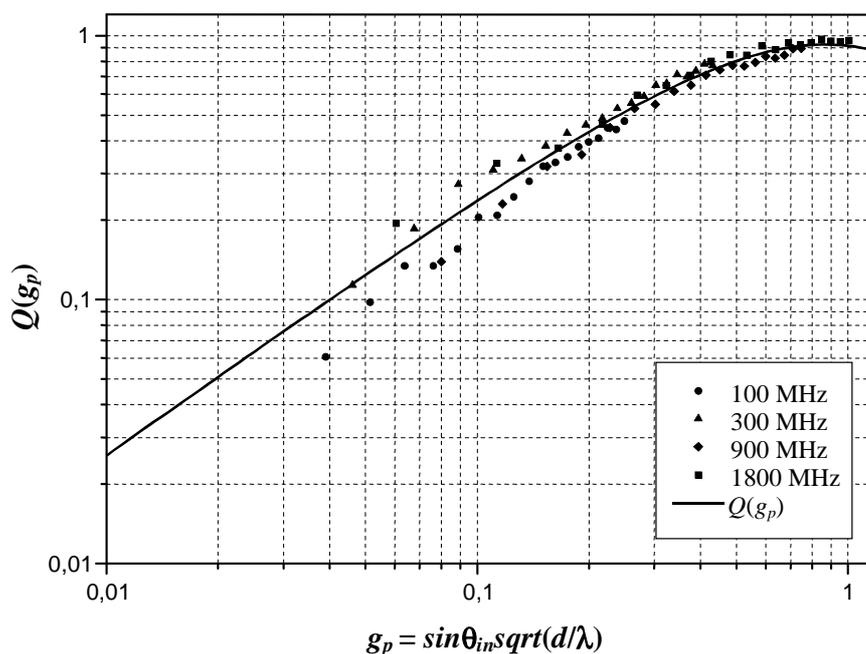


Figura 4.4 – Curva resultante do ajuste polinomial dos pontos obtidos de simulações para as frequências de 100MHz, 300MHz, 900MHz e 1800MHz.

Contudo, a Equação (4.3) somente é válida para as condições especificadas nas simulações. Para áreas urbanas com outras características construtivas, ou seja, altura média diferente ou emprego de outros materiais em sua estrutura, tendo um novo valor

de constante dielétrica, seriam necessárias novas simulações, com os diferentes parâmetros para a obtenção de novos coeficientes do polinômio.

4.5 Modelagem da perda no percurso

Para a elaboração de um modelo de previsão da perda média entre a antena transmissora e a receptora, demonstrou-se a necessidade de conhecer os fatores que influenciam na propagação dos sinais. Em áreas urbanas, os fatores mais relevantes são a perda no espaço livre entre as antenas, atenuação $Q(g_p)$ do campo no topo das construções e o efeito de difração devido ao percurso entre o topo das construções e o nível do solo. Serão levados em conta somente os dois primeiros fatores, pois o modelo desenvolvido é para sistemas de comunicações fixos, entre uma antena transmissora e uma receptora, instaladas em alturas especificadas.

Desconsiderando os ganhos das antenas, ou seja $G_{tx} = G_{rx} = 1$, admitindo enlaces feitos por antenas isotrópicas, a relação entre a potência recebida e a potência transmitida no espaço livre é dada pela fórmula de Friis para esta condição particular, [33], ou seja:

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 = \left(\frac{c}{4\pi f Nd} \right)^2 \quad (4.4)$$

onde $R = Nd$ é a distância entre as antenas transmissora e receptora. Expressando esta relação em decibels, tem-se a perda no percurso livre de quaisquer obstáculos:

$$L_0 = 32,44 + 20 \log f + 20 \log R \quad (4.5)$$

com valores de frequência em megahertz e distância do enlace em quilômetros. A Equação (4.5) fornece o primeiro dos fatores listados anteriormente. Basta, agora, englobar o fator Q referente à atenuação provocada pelos obstáculos urbanos. Como este fator está relacionado com atenuações do campo irradiado e não com a potência, tem-se que elevá-lo ao quadrado para se referir à atenuação relativa ao valor de potência. Portanto, a Equação (4.4) pode ser reescrita como:

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 Q^2 \quad (4.6)$$

Com a inclusão deste novo termo em (4.6), gera-se outra equação que fornece a perda total em um percurso urbano, incluindo a perda no espaço livre e a atenuação média dos obstáculos. Desenvolvendo (4.6) e expressando em decibels, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{P_{rx}}{P_{tx}} = L &= \frac{16\pi^2 f^2 R^2}{c^2 Q^2} = \\ L(\text{dB}) = \frac{P_{rx}}{P_{tx}}(\text{dB}) &= 10 \log \left(\frac{16\pi^2}{c^2} \right) + 20 \log f + 20 \log R - 20 \log Q \\ L(\text{dB}) &= -147.56 + 20 \log f + 20 \log R - 20 \log Q \end{aligned} \quad (4.7)$$

Ajustando a expressão para valores de frequência em megahertz e distância do enlace em quilômetros, resulta:

$$L = 32,44 + 20 \log f + 20 \log R - 10 \log Q^2 \quad (4.8)$$

supondo, como antecipado, o enlace entre antenas isotrópicas. Quando forem usadas antenas transmissora e receptora com ganhos $G_{tx}(\text{dB})$ e $G_{rx}(\text{dB})$, estes valores entram com efeito de compensar parcialmente a perda no espaço livre. Portanto, a expressão final fica:

$$L = 32,44 + 20 \log f + 20 \log R - 20 \log Q - G_{tx}(\text{dB}) - G_{rx}(\text{dB}) \quad (4.9)$$

CAPÍTULO 5

Comparação com medições e outros métodos de previsão

5.1 Introdução

No capítulo anterior foi apresentado um modelo para o levantamento da perda na propagação em ambientes urbanos. Para mostrar a eficácia do método discutido, serão apresentadas comparações com outro método usado para se prever o sinal que atinge o receptor. Optou-se pelo método de Okumura-Hata, [34],[35], um dos mais difundidos para o tipo de ambiente em análise, a partir do qual estão disponíveis muitos resultados experimentais, [13]. O desenvolvimento teórico deste trabalho será confrontado também com medições divulgadas na literatura especializada.

O modelo de Okumura é um dos métodos mais utilizados para previsão da propagação em ambientes urbanos, [34]. Aplica-se para frequência entre 150MHz e 1920MHz, embora seja extrapolado até 3GHz, distâncias de enlace de 1km à 100km e altura da antena de transmissão variando entre 30 e 1000 metros. Okumura desenvolveu um grupo de curvas que fornecem a perda média relativa, em áreas urbanas, com terrenos com pouca ondulação ($\Delta h \cong 20$ m), [36], com antenas de transmissão instalada na altura efetiva de 200 metros e antena de recepção a 3 metros do solo. As curvas foram obtidas a partir de numerosas medidas utilizando-se antenas onidirecionais na transmissão e recepção, para as frequências e distâncias já mencionadas acima. Para determinar a perda no percurso fazendo uso do modelo de Okumura, é necessário o cálculo da perda no espaço livre através da Equação (4.5) e adicionar o valor de $A_{mu}(f, d)$, obtido da Figura 5.1. Leva-se em conta o fator de correção de acordo com o tipo de terreno. Assim, o modelo pode ser expresso matematicamente como:

$$L_{50} = L_0 + A_{mu}(f, d) - G(h_{tx}) - G(h_{rx}) - G_{AREA} \quad (5.1)$$

onde L_{50} é o valor médio da perda na propagação, L_0 é a perda em espaço livre, A_{mu} é o acréscimo à perda no espaço livre, $G(h_{tx})$ e $G(h_{rx})$ são os ganhos das antenas de transmissão e de recepção em função da altura, e G_{AREA} é o fator de correção relacionado ao tipo de terreno, obtido na Figura 5.2, em função de frequência.

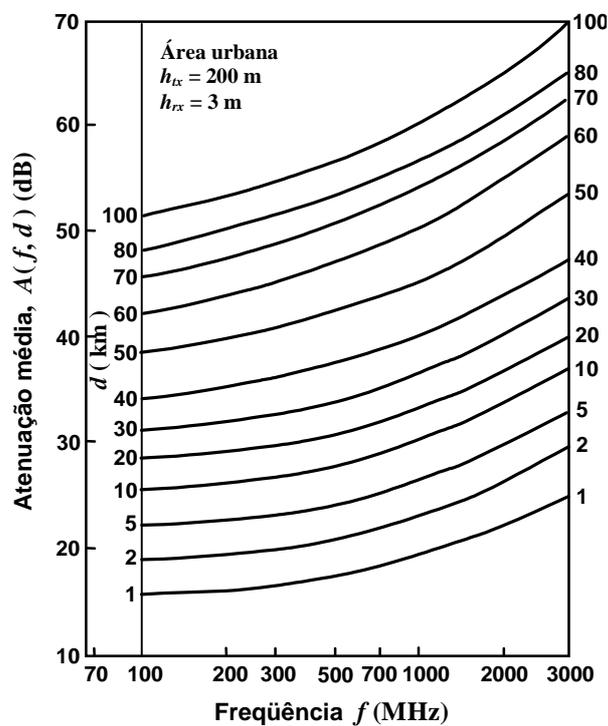


Figura 5.1 – Atenuação média relativa ao espaço livre, para diferentes valores de distância de enlace e frequência, para terreno quase plano, região urbana, alturas das antenas de transmissão e de recepção 200 e 3 metros, respectivamente (Adaptado de [34]).

Okumura encontrou que $G(h_{tx})$ varia segundo uma taxa de 20dB por década e $G(h_{rx})$ varia de 10dB por década para alturas menores que 3 metros e 20dB para valores superiores. Conseqüentemente, estes ganhos podem ser representados por:

$$G(h_{tx}) = 20 \log \left(\frac{h_{tx}}{200} \right) \quad 10 \text{ m} < h_{tx} < 1000 \text{ m} \quad (a) \quad (5.2)$$

$$G(h_{rx}) = 10 \log \left(\frac{h_{rx}}{3} \right) \quad h_{rx} \leq 1000 \text{ m} \quad (\text{b})$$

$$G(h_{rx}) = 20 \log \left(\frac{h_{rx}}{3} \right) \quad 3 \text{ m} < h_{rx} < 10 \text{ m} \quad (\text{c})$$

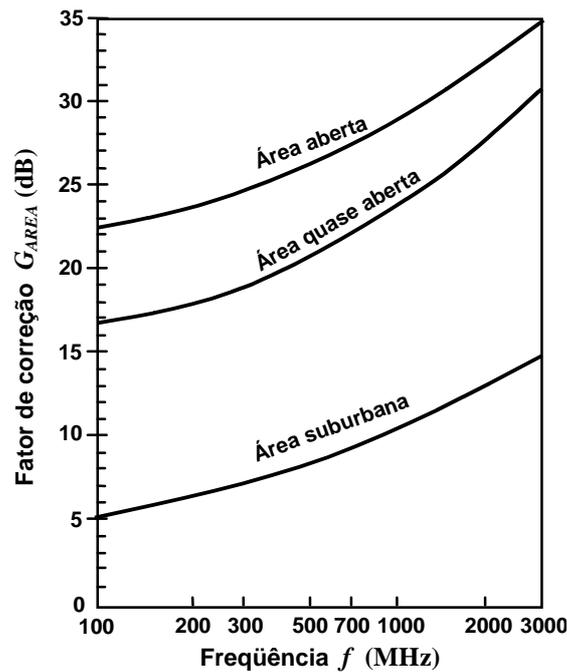


Figura 5.2 – Fator de correção para diferentes tipos de terreno em função da freqüência. Valores relacionados a perda em áreas urbanas (Adaptado de [34]).

Outras correções podem ser aplicadas ao modelo de Okumura, principalmente algumas relacionadas a ondulação na altura de terreno, inclinação de terreno e áreas mistas de terreno e mar. Uma vez calculados, esses fatores de correção são adicionados ou subtraídos em (5.1). Todos os fatores de correção estão disponíveis em forma de curvas disponíveis nas publicações especializadas, [34] .

Como o modelo de Okumura é inteiramente baseado em medidas, este não fornece nenhuma explicação analítica. Para muitas situações, fazem-se interpolações dos valores extraídos das curvas para obtenção de resultados além dos valores medidos. A validade dos resultados depende das circunstâncias e da suavidade das curvas utilizadas. Esse modelo é considerado como o melhor e mais simples, em termos de exatidão na previsão da perda no percurso, para sistemas celulares e de comunicação

terrestre em ambientes urbanos. A sua maior desvantagem é a resposta lenta para mudanças rápidas de relevo. Então, ele é muito bom para áreas urbanas e não tão bom para regiões rurais. Resultados experimentais divulgados comprovam que são comuns desvios padrão de 6dB a 14dB entre a previsão e os valores reais obtidos, [13], [37]. Nas comparações, será utilizado o modelo de Hata que propôs fórmulas empíricas baseadas nos gráficos de Okumura, mais simples para implementações computacionais, [35].

5.2 Comparação com o método de Okumura-Hata

O método de Okumura-Hata para modelagem da propagação de sinais baseia-se em medidas de intensidade de campo realizadas por Okumura na região de Tóquio, [34]. Os resultados geraram diversas curvas adequadas a diferentes tipos de terreno e alturas das antenas de transmissão e recepção. Numa tentativa de automatizar o método de Okumura, Hata desenvolveu uma fórmula empírica que representa com exatidão os gráficos obtidos a partir das medições, [35]. As equações Okumura-Hata, apresentadas em recomendações da International Telecommunications Union (ITU), [38], serão utilizadas como comparação para o método de previsão desenvolvido. Segundo esse método, a intensidade de campo elétrico na antena receptora, que nas medições era um dipolo de meia onda, é descrita por:

$$E = 69,82 - 6,16 \log f + 13,82 \log h_{tx} + a(h_{rx}) - (44,9 - 6,55 \log h_{tx})(\log R)^b \quad (5.3)$$

admitindo uma potência de 1 kW irradiado a partir de um dipolo de meia onda. Esta equação representa o campo em relação a uma referência de $1\mu\text{V/m}$. Portanto, deve ser expressa em $\text{dB}\mu\text{V/m}$. Para sua aplicação, a frequência f deve ser expressa em megahertz e a distância R em quilômetros. Os fatores h_{tx} e h_{rx} são as alturas das antenas transmissora e receptora, referidas à Terra plana. O parâmetro $a(h_{rx})$ é um valor de ajuste empírico, descrito por:

$$a(h_{rx}) = (1,1 \log f - 0,7)h_{rx} - (1,56 \log f - 0,8) \quad (5.4)$$

O expoente b para a distância R tem os seguintes valores, de acordo com a distância do enlace:

$$b = \begin{cases} 1 & \text{para } R \leq 20 \text{ km} \\ 1 + (0,14 + 1,87 \times 10^{-4} f + 1,07 \times 10^{-3} h'_{tx}) \left(\log \frac{R}{20} \right)^{0,8} & \text{para } 20 < R < 100 \text{ km} \end{cases} \quad (5.5)$$

com h'_{tx} definida por

$$h'_{tx} = h_{tx} / \sqrt{1 + 7 \times 10^{-6} h_{tx}^2} \quad (5.6)$$

Para comparar os resultados teóricos com as medidas, necessita-se identificar o ganho no percurso, que é a relação entre a potência recebida e a potência transmitida. Esse ganho é o produto do valor obtido no espaço livre e Q^2 para uma antena instalada no topo das construções, sendo Q o fator de atenuação determinado em (4.3). A expressão para o ganho no percurso tem a forma

$$\frac{P_{rx}}{P_{tx}} = \left(\frac{\lambda}{4\pi R} \right)^2 Q^2 \quad (5.7)$$

Em termos da área efetiva de uma antena isotrópica na recepção $\lambda^2/4\pi$ e da intensidade de campo $|E|$ no receptor, a potência recebida é dada por

$$P_{rx} = \left(\frac{\lambda^2}{4\pi} \right) \frac{1}{\eta_0} |E|^2 \quad (5.8)$$

sendo η_0 é a impedância intrínseca do espaço livre que vale $120\pi = 377 \Omega$. De (5.7) e (5.8), o campo comparado com $1 \mu\text{V/m}$ e expresso em $\text{dB}\mu\text{V/m}$ no receptor é determinado por:

$$E(\text{dB}\mu\text{V/m}) = 20 \log \left| \frac{E(\mu\text{V/m})}{1 \mu\text{V/m}} \right| = 120 + 10 \log P_{tx} + 10 \log \left[\frac{\eta_0}{4\pi R^2} \right] + 20 \log Q \quad (5.9)$$

Para se obter Q , fez-se uso do ângulo local de incidência $\theta_{in}(R)$ para o raio direto do transmissor ao plano horizontal do receptor no nível do topo da construção. Considera-se a curvatura da terra e o valor padrão do gradiente de refração da atmosfera. O ângulo de incidência é, [16]:

$$\theta_{in}(R) = \tan^{-1}\left(\frac{h_{tx}}{R}\right) - \frac{R}{2R_e} \quad (5.10)$$

onde $R_e \cong 8490\text{km}$ é o raio efetivo da terra sob condições de atmosfera padrão, [31], [39]. Utilizando (4.2), (4.3) e (5.10), a intensidade do campo é obtida a partir de (5.9) para comparação com as medidas. A equação aproximada (4.3) não é válida para distâncias próximas ou além do horizonte, onde $\theta_{in}(R) = 0$. Considerando o ganho de um dipolo de meia onda, [28], deve ser usada uma correção de $-2,15\text{dB}$ para a análise passar deste tipo de antena, recomendada pela ITU, para a antena isotrópica usada. Os resultados para $h_{tx} = 150\text{ m}$ e potência equivalente de irradiação isotrópica (EIRP) de 1kW são traçado até o horizonte ($R = 50\text{km}$) nos gráficos a seguir. Os levantamentos foram feitos para frequências de 100, 450, 900, 1800MHz. Estes valores envolvem frequências das faixas de VHF e UHF, onde estão contidas as bandas A, B e C da telefonia móvel celular. A título de comparação também, são traçadas curvas referentes à propagação em espaço livre, desconsiderando qualquer tipo de obstáculo ou efeitos de reflexão e difração na superfície terrestre.

Pode-se observar que a modelagem apresenta um comportamento que tem certa concordância com o método Okumura-Hata, que tem sido muito utilizado também nos cálculos da propagação em comunicações móveis. Verifica-se que, em grande parte do percurso, os resultados da previsão situam-se entre as curvas de Okumura e do espaço livre. A diferença máxima entre a estimativa e o método de Okumura é inferior a 10dB , valor comum para o desvio padrão do método de Okumura-Hata, [13].

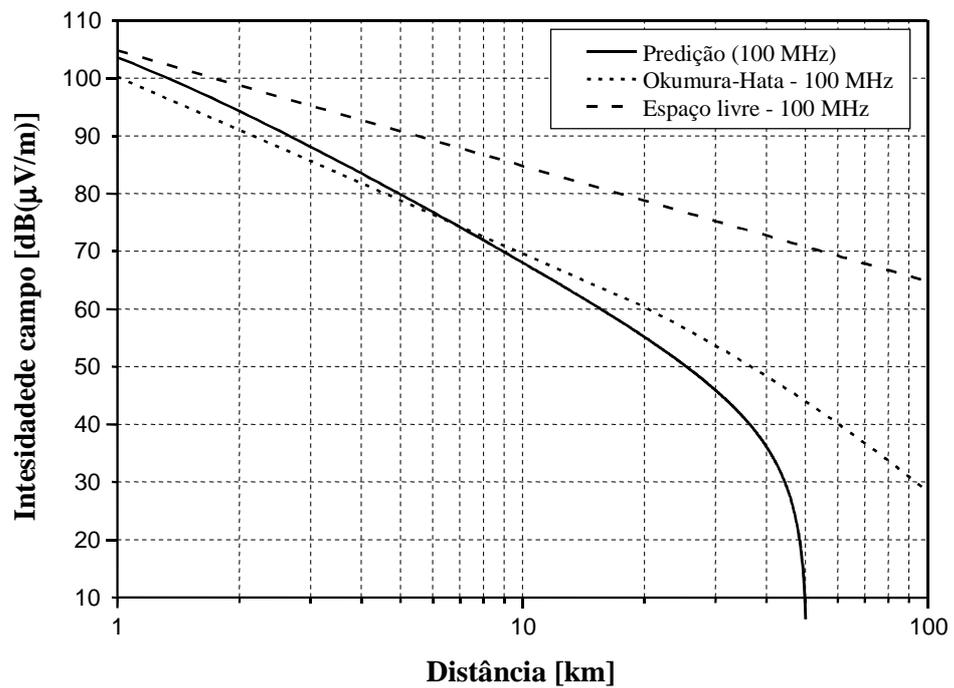


Figura 5.3 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 100MHz, $h_{tx} = 150\text{ m}$, $h_{rx} = 10\text{ m}$.

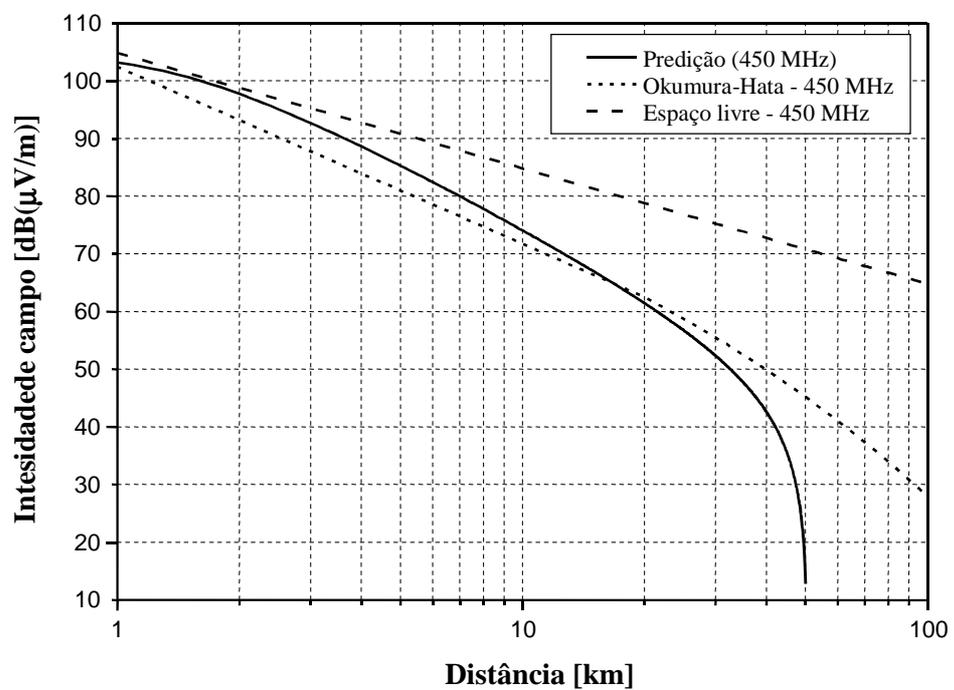


Figura 5.4 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 450MHz, $h_{tx} = 150\text{ m}$, $h_{rx} = 10\text{ m}$.

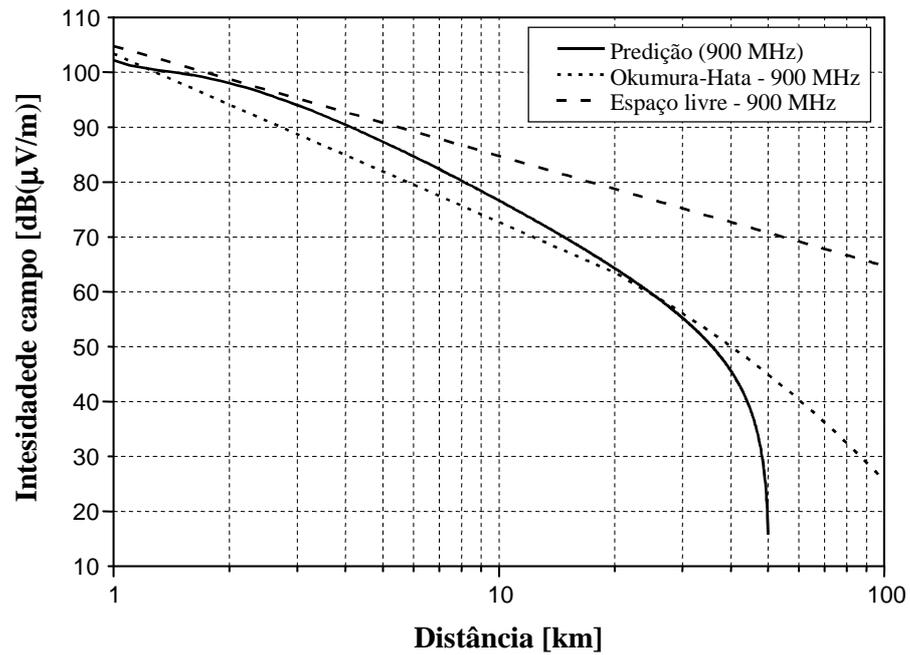


Figura 5.5 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 900MHz, $h_{tx} = 150$ m, $h_{rx} = 10$ m .

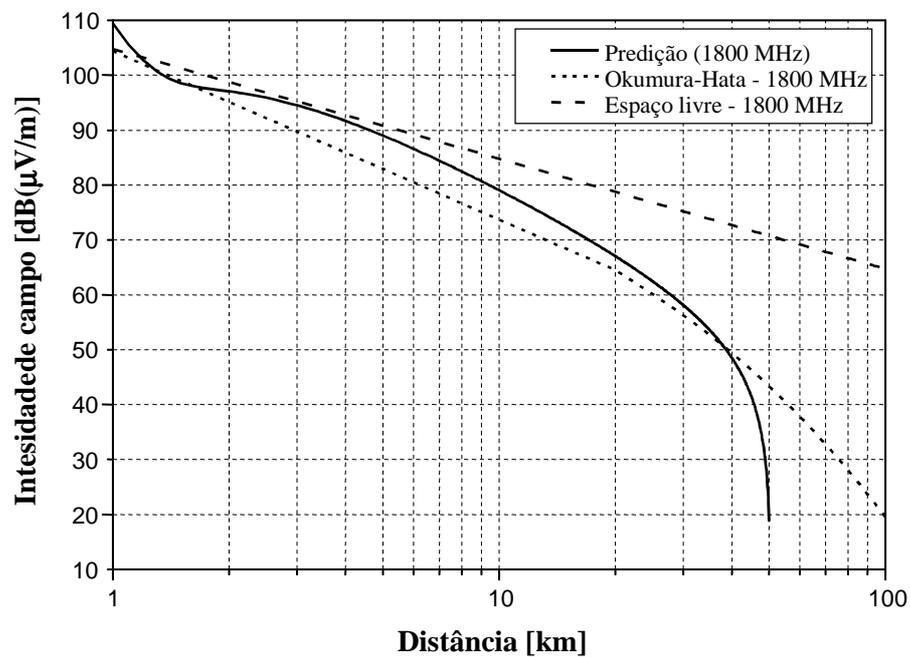


Figura 5.6 – Comparação da predição feita com a modelagem deste trabalho com medidas para áreas urbanas de Okumura-Hata e com a propagação em espaço livre, para frequência de 1800MHz, $h_{tx} = 150$ m, $h_{rx} = 10$ m .

5.3 Comparação com resultados experimentais publicados

5.3.1 Medidas realizadas por Ott e Plitkins

Foram realizadas medições da potência média de recepção por Ott e Plitkins, na cidade de Philadelphia nos Estados Unidos, [40]. As transmissões foram feitas com irradiação de uma rede de seis antenas, instaladas em alturas entre 14 e 78 metros acima do nível do solo, e recebidos por antenas móveis a 1,5 m de altura. As medições foram realizadas para frequência de 820MHz, com potência de transmissão de 16 W (42dBm). Na transmissão foi empregada uma rede onidirecional colinear de antenas com ganho de 8,15dBi. Na recepção utilizou-se uma antena vertical de $\frac{3}{4}$ de comprimento de onda e ganho de 3,15dBi. A altura média das construções nessa região fica entre 9 e 12 metros e o espaçamento entre seus centros é de aproximadamente 35 metros. Portanto, para o cálculo do fator de atenuação (Q) serão considerados $d = 35$ m, frequência $f = 820$ MHz e ângulo de incidência variando com a distância entre os pontos de transmissão e recepção. Para gerar o gráfico, utilizaram-se as Equações (4.2), (4.3) e (4.9) e (5.10), levando em conta os efeitos da curvatura terrestre e os ganhos das antenas de transmissão e recepção.

Deve ser tomada uma precaução relacionada à altura da antena de recepção, que no modelo é considerada fixa em 10 metros, porém nas medidas foi de 1,5 metro. Portanto, para a devida correção, será utilizada a recomendação da ITU referente a mudanças na altura da antena de recepção, [41]. A equação a seguir fornece o ganho relativo para uma antena que pode variar entre 1,5 e 40 m comparado ao valor de 10 m:

$$G(\text{dB}) = \left(\frac{g}{6}\right) 20 \log\left(\frac{h_{rx}}{10}\right) \quad (5.11)$$

onde o parâmetro g depende do tipo de região de interesse. São recomendados os valores $g = 6$ dB para VHF e $g = 8$ dB para UHF, em áreas urbanas, [41].

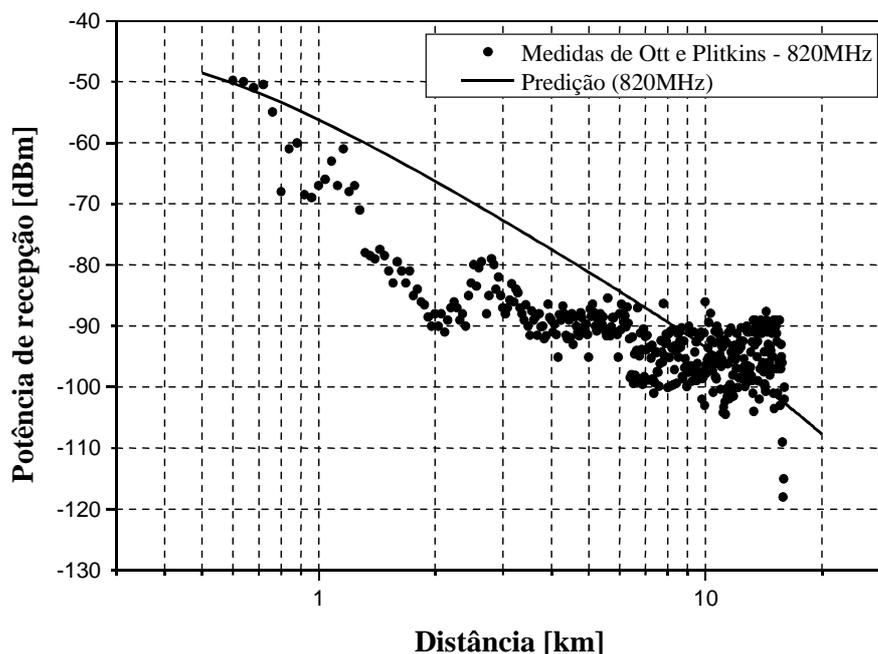


Figura 5.7 – Comparação da predição com medidas realizadas em áreas urbanas por Ott e Plitkins [40], para a frequência de 820MHz. Tem-se a potência média de recepção em dBm para variações na distância.

A Figura 5.7 apresenta esta comparação. A linha contínua representa a estimativa e os pontos referem-se às medidas publicadas, [40]. Verifica-se que a estimativa aproxima-se bastante dos resultados experimentais divulgados.

5.3.2 Medidas realizadas por Young

As medidas publicadas por Young foram realizadas há mais de 50 anos, na região urbana de Nova Iorque, os resultados apresentados em termos da intensidade de campo, para as frequências de 150MHz e 900MHz, [42]. A antena de transmissão foi instalada em uma altura de 150 m, sendo o sinal recebido por uma unidade móvel com altura da antena em torno de 2 metros. A potência de transmissão empregada foi de 1 kW em valores EIRP. Isto é, representa a potência irradiada multiplicada pelo ganho da antena em relação à antena isotrópica. Tanto na transmissão como na recepção foram utilizados dipolos de meia onda com ganho de 2,15dBi, [28]. Não houve especificações das separações entre prédios, dado de relevância no levantamento teórico dos gráficos. Por isto, supôs-se um espaçamento em torno de 50 m, valor próximo da maioria das construções urbanas.

Para adequar as medidas ao modelo desenvolvido, no que se refere à altura da

antena de recepção, novamente utilizou-se a recomendação da ITU referente ao ganho relativo em função da altura, comparado com uma antena instalada a 10 metros do solo, [41]. A correção é expressa por (5.11), que fornece ganhos de 14dB para a faixa de VHF e 18,6dB para UHF. Levando em conta estes ajustes, relacionados à altura e ganho das antenas, as Figuras 5.6 e 5.7 trazem os resultados para frequências de 150MHz e 900MHz, respectivamente. Utilizando (4.2), (4.3) e (5.10), a intensidade do campo é obtida a partir de (5.9) para diferentes distâncias entre transmissor e receptor. A linha mais espessa refere-se ao modelo discutido neste trabalho e a linha resultante da união dos pontos relaciona-se com as medidas feitas por Young. Esta curva foi resultado do ajuste conseguido através do programa *Origin*[®]. Pode-se observar que, para ambas frequências, os resultados previstos no modelo proposto aproximam-se bastante dos valores medidos.

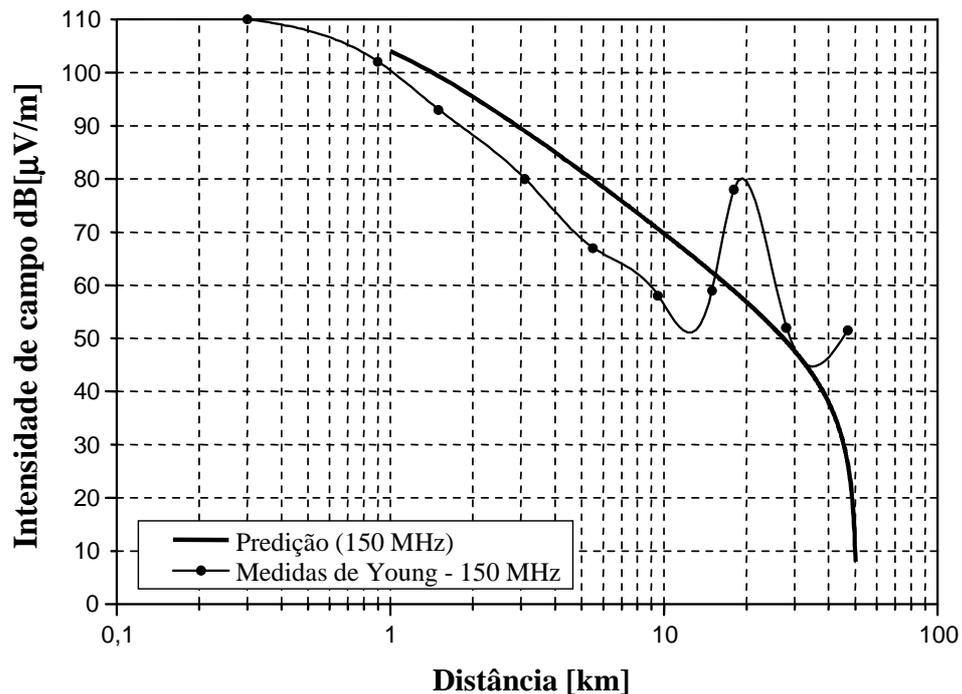


Figura 5.8 – Comparação entre a modelagem e medidas realizadas em áreas urbanas por Young [42], para a frequência de 150MHz. É apresentada a intensidade de campo para variações na distância.

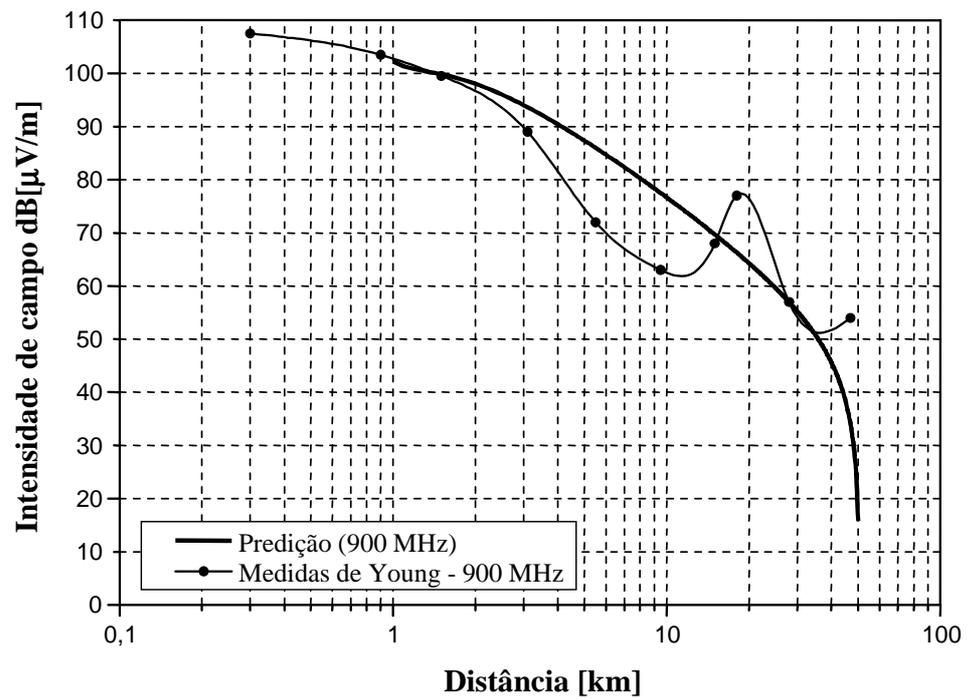


Figura 5.9 – Comparação entre a modelagem e medidas realizadas em áreas urbanas por Young [42], para a frequência de 900MHz. É apresentada a intensidade de campo para variações na distância.

CAPÍTULO 6

Comentários e Conclusão

6.1 Aspectos relevantes do trabalho

Discutiu-se a forma como as características da propagação das ondas eletromagnéticas são importantes no projeto e na análise de desempenho de sistema de comunicação sem fio. Os diversos efeitos envolvidos tornam-se particularmente críticos para sistemas que operam em áreas urbanas, onde ocorrem grandes perturbações do sinal. No princípio, a implementação das comunicações móveis foi baseada em resultados obtidos através de medições e experimentos, obrigando os sistemas atuais a espelharem-se em resultados anteriores. Conseqüentemente, estudos teóricos buscaram levantar as propriedades do canal de comunicação, de acordo com as propriedades relevantes da propagação. Observa-se a dependência entre a resposta do canal e parâmetros como frequência, altura de antenas de transmissão e de recepção e propriedades do ambiente de propagação. Mostrou-se, então, a necessidade da busca de métodos capazes de modelar com a maior exatidão possível os efeitos de degradação do sinal, relacionando-os com os parâmetros citados. Métodos de previsão confiáveis podem reduzir o número de medições em campo necessárias para o planejamento de novos sistemas. Além disto, permitem a elaboração de instruções para instalação e manutenção dos sistemas, evitando sistemas super-dimensionados ou subdimensionados.

Neste trabalho, apresentou-se um método que calcula a perda em um percurso de propagação num ambiente urbano, considerados os fenômenos envolvidos na transmissão, difração e reflexão da onda eletromagnética, além das características

geométricas e eletromagnéticas dos obstáculos, com destaques para os efeitos produzidos pelo homem.

No Capítulo 1, fez-se uma breve apresentação histórica e uma descrição geral dos sistemas de comunicações sem fio, mostrando as formas de propagação. O maior enfoque foi relativo à propagação em grande escala, não levando em conta os efeitos do desvanecimento. Trata-se de uma abordagem utilizada na análise do problema em questão.

O Capítulo 2 tratou da propagação de ondas eletromagnéticas em meios ilimitados, fazendo uma pequena revisão sobre equações de Maxwell, características de reflexão e refração, equações de Fresnel e o fenômeno de reflexão e refração por uma camada de pequena espessura, com perdas. Este último assunto é considerado como de maior relevância nesse capítulo, utilizado no decorrer do trabalho na modelagem da função de transferências da onda eletromagnética através de obstáculos.

O Capítulo 3 incluiu toda a base teórica do trabalho. Foi apresentada uma modelagem de um edifício como um obstáculo que introduz atenuação e defasagem, considerando suas características eletromagnéticas e construtivas. Deduziu-se a influência do aumento da frequência sobre os sinais analisados e verificou-se que os obstáculos podem até agir como estruturas totalmente absorventes. Em seguida, foi apresentado um modelo de análise da propagação de ondas eletromagnéticas através de obstáculos múltiplos, em uma reprodução dos ambientes urbanos. O procedimento desenvolvido por Chung e Bertoni aplica conceitos da óptica física para o cálculo do campo eletromagnético entre dois obstáculos, considerando inclusive reflexões no solo, [16]. Conclui-se com um cálculo acumulativo para os múltiplos obstáculos, chegando-se à obtenção da correspondente intensidade de campo em todo o percurso.

6.2 Descrição resumida das simulações

O Capítulo 4 foi reservado para simulações, desenvolvidas na plataforma Matlab[®], que proporcionaram os esclarecimentos e generalizações dos estudos realizados. Considerou-se uma seqüência de obstáculos com alturas uniformemente distribuídas entre 6 e 14 metros, espaçados entre seus centros de 50 metros, valores comuns para regiões urbanas. Admitiu-se um sinal com frente de onda plana entre uma

antena de transmissão e uma antena de recepção, com as alturas como dados de entrada. As simulações tiveram como objetivo obter a intensidade de campo no nível da altura média do topo dos obstáculos, ao longo de todo o percurso. Variaram-se a altura da antena de transmissão e a distância do enlace (ou número de obstáculos). Obtiveram-se resultados para diversos ângulos de incidência, em função das alturas e distâncias envolvidas. Os procedimentos foram repetidos para diferentes valores de frequência.

Aproveitando resultados de estudos anteriores, mostrou-se o campo estabilizado como dependência da frequência, do ângulo de incidência e da separação entre obstáculos. Os resultados anteriores foram traçados em função do parâmetro g_p , que engloba informações sobre frequência e geometria dos obstáculos. Analisando o gráfico, observou-se que os pontos apresentavam o comportamento de uma curva. Através de um ajuste, chegou-se a um polinômio que descreve essa curva para determinados valores de g_p . Assim, obteve-se um polinômio que representa o valor do campo estabilizado para diferentes valores de frequência e ângulo de incidência. Tratando-se de um valor normalizado, o resultado pode ser entendido como fator de atenuação.

Uma forma simples de adaptar os métodos já existentes, a partir do modelo apresentado, é incluir o fator de atenuação (Q) nas equações de perda em espaço livre. Deste modo, desenvolveu-se uma equação mais geral, que pode ser aplicada no levantamento de perda na propagação em ambientes urbanos, incluindo características eletromagnéticas e geométricas dos obstáculos.

6.3 Verificação da validade do modelo apresentado

No Capítulo 5, foram apresentadas comparações entre a modelagem desenvolvida e outro método de previsão de perda no percurso. Os resultados também foram confrontados com medições divulgadas na literatura especializada. Na primeira comparação, escolheu-se o método de Okumura-Hata, [38], recomendado pela ITU e muito difundido para análise da propagação em ambientes urbanos, [13]. Verificou-se certa concordância entre os métodos, sendo a diferença máxima entre as estimativas inferior a 10dB.

Em seguida foram feitas comparações entre o modelo e medidas realizadas por Ott e Plitkins, [40] e Young, [42]. Ott e Plitkins realizaram medidas do nível de potência

de recepção para diferentes distâncias entre transmissor e receptor, para a frequência de 820MHz. Comparando os resultados estimados com as medidas, observou-se grande aproximação, principalmente para distâncias do enlace superiores a 5 km. Young publicou resultados de medições semelhantes, para frequências de 150MHz e 900MHz. Neste caso, para ambas frequências, os resultados previstos no modelo proposto aproximam-se bastante dos valores medidos. Pode-se concluir que o modelo apresenta resposta válida para frequências das faixas de VHF e UHF.

6.4 Propostas para estudos futuros

O modelo estudado neste trabalho fornece informações a respeito de sinais recebidos nos topos dos prédios, ou seja, sistemas de comunicações fixos como serviços de radiodifusão, redes locais de comunicações sem fio ou enlaces ponto a ponto. Portanto, seria de grande interesse a sua adaptação para sinais recebidos ao nível do solo. É também relevante que a modelagem possa ser estendida para previsões de enlaces envolvendo telefonia móvel celular, que adquiriu notável expansão nos últimos anos. Outro avanço imediato seria incluir neste modelo os efeitos de perda na propagação em pequena escala, combinando portanto o processo determinístico com procedimentos estocásticos. Isto garantiria uma maior exatidão nos resultados dos projetos destinados a esses tipos de enlaces.

Anexo A

Artigos oriundos deste trabalho

Os seguintes artigos foram apresentados em congressos internacionais, baseados nos conteúdos desta dissertação:

ESCUDERO, A.; RIBEIRO, J. A. J. Modeling for Calculation of the Propagation Loss of Electromagnetic Waves in Obstacles at Urban Environments, *IEEE WCETE - World Congress on Engineering and Technology Education*, Guarujá, Santos, Brasil, 2004.

ESCUDERO, A.; RIBEIRO, J. A. J. Modelo para Cálculo da Perda na Propagação de Ondas Eletromagnéticas em Obstáculos em Ambientes Urbanos, submetido para aceitação para *Revista Científica Periódica Telecomunicações, INATEL*, Brasil.

ESCUDERO, A.; RIBEIRO, J. A. J. Path-loss determination model at urban environments in VHF and UHF bands. Submetido para o *IEEE IWT - International Workshop on Telecommunications*, MG, Brasil, 2004.

Anexo B

Desenvolvimento da Equação (3.11)

$$\begin{aligned}
 H_{in}(y_{n+1}) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} & \left\{ \left[A_{1,m} + (A_{1,m+1} - A_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right. \\
 & \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} \\
 & + \Gamma_g(\theta) \left[A_{2,m} + (A_{2,m+1} - A_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \\
 & \left. \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} \right\} dy \quad (\text{B.1})
 \end{aligned}$$

para facilitar a solução analítica da integral em (B.1), separa-se em parcelas

$$\begin{aligned}
 H_{in}(y_{n+1}) = \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} & \left(\int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \right. \\
 & + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
 & - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
& + \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} m \exp \left\{ -j \left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy
\end{aligned}$$

Resolvendo cada uma das integrais separadamente, obtêm-se

$$\begin{aligned}
In_1 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
&= A_{1,m} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\
&= A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\} dy = \\
&= A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= A_{1,m} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{m\Delta}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right] = \\
&= j \frac{\Delta A_{1,m}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) (m+1) \right\} \right. \\
&\quad \left. - \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right\} \right] = \\
&= j \frac{\Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} = j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} = \quad (B.2)
\end{aligned}$$

$$In_2 = \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m+1} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{A_{1,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} y \exp\left\{-j\left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= \frac{A_{1,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[\frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{-j\frac{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})}{\Delta}} \right. \\
&\quad \left. \left(y - \frac{1}{-j\frac{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})}{\Delta}} \right) \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= \frac{A_{1,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[j\Delta y \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= \frac{A_{1,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[j\Delta^2(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} - j\Delta^2 m \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad \left. - \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] = \\
&= \Delta A_{1,m+1} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[j(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad + \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} - jm \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad \left. - \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \Delta A_{1,m+1} \left[j \frac{m \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + j \frac{\exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + \frac{\exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right. \\
&\quad \left. - j \frac{m \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - \frac{\exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] = \\
&= j \frac{m \Delta A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + j \frac{\Delta A_{1,m+1} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad + \frac{\Delta A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \tag{B.3}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_3 &= - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m A_{1,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
&= -m A_{1,m+1} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\
&= -m A_{1,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\} dy = \\
&= -m A_{1,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -m A_{1,m+1} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{m\Delta}{\Delta} \right) \right\}}{-j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right] = \\
&= -j \frac{\Delta m A_{1,m+1}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m \right] \right\} \left[\exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) (m+1) \right\} \right. \\
&\quad \left. - \exp \left\{ -j (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) (m) \right\} \right] =
\end{aligned}$$

$$= -j \frac{\Delta m A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \quad (\text{B.4})$$

$$\begin{aligned}
I_{n_4} &= - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} A_{1,m} \left(\frac{y}{\Delta} \right) \exp \left\{ -j \left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y - m\Delta}{\Delta} \right) \right] \right\} dy \\
&= - \frac{A_{1,m}}{\Delta} \exp \left\{ -j [\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} y \exp \left\{ -j \left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\} dy = \\
&= - \frac{A_{1,m}}{\Delta} \exp \left\{ -j [\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\} \left[\frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{-j \frac{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})}{\Delta}} \right. \\
&\quad \left. \left(y - \frac{1}{-j \frac{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})}{\Delta}} \right) \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= - \frac{A_{1,m}}{\Delta} \exp \left\{ -j [\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\} \left[j\Delta y \frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp \left\{ -j \left[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) \left(\frac{y}{\Delta} \right) \right] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= - \frac{A_{1,m}}{\Delta} \exp \left\{ -j [\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\} \left[j\Delta^2 (m+1) \frac{\exp \left\{ -j [(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad + \Delta^2 \frac{\exp \left\{ -j [(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} - j\Delta^2 m \frac{\exp \left\{ -j [(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad \left. - \Delta^2 \frac{\exp \left\{ -j [(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m}) m] \right\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\Delta A_{1,m} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[j(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} - jm \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. \frac{\exp\{-j[(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] = \\
&= -\Delta A_{1,m} \left[j \frac{m \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + j \frac{\exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + \frac{\exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right. \\
&\quad \left. - j \frac{m \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - \frac{\exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \right] = \\
&= -j \frac{m \Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&\quad - \frac{\Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} = \quad (B.5)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_5 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m A_{1,m} \exp\left\{-j\left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy \\
&= m A_{1,m} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j\left[\phi_{1,m} + (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= m A_{1,m} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\} dy = \\
&= m A_{1,m} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= m A_{1,m} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})\left(\frac{m\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right] = \\
&= j \frac{\Delta m A_{1,m}}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \exp\{-j[\phi_{1,m} - (\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})m]\} [\exp\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m+1)\} \\
&\quad - \exp\{-j(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})(m)\}] = \\
&= j \frac{\Delta m A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \tag{B.6}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_6 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y-m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy \\
&= \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y-m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\} dy = \\
&= \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{m\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right] =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \{ \exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)\} \\
&\quad - \exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m\} \} = \\
&= j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} = \\
&= j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{B.7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_7 &= \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \left(\frac{y}{\Delta}\right) \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y-m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy \\
&= \frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} y \exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= \frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{-j \frac{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})}{\Delta}} \right. \\
&\quad \left. \left(y - \frac{1}{-j \frac{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})}{\Delta}} \right) \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= \frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j\Delta y \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{\Gamma_g(\theta) A_{2,m+1}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j\Delta^2(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} - j\Delta^2 m \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. - \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= \Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} - jm \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= \Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \left[j \frac{m \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + j \frac{\exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + \frac{\exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right. \\
&\quad \left. - j \frac{m \exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - \frac{\exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= j \frac{m \Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad + \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \tag{B.8}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
In_8 &= - \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta) m A_{2,m+1} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy \\
&= -m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= -m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\} dy = \\
&= -m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -m\Gamma_g(\theta)A_{2,m+1} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{m\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right] = \\
&= -j \frac{\Delta m\Gamma_g(\theta)A_{2,m+1}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} [\exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)\}] \\
&\quad - \exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m)\}] = \\
&= -j \frac{\Delta m\Gamma_g(\theta)A_{2,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{B.9}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
I_{n_9} &= -\int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \Gamma_g(\theta)A_{2,m}\left(\frac{y}{\Delta}\right) \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y-m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy \\
&= -\frac{\Gamma_g(\theta)A_{2,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} y \exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= -\frac{\Gamma_g(\theta)A_{2,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[\frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{-j\frac{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})}{\Delta}} \right. \\
&\quad \left. \left(y - \frac{1}{-j\frac{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})}{\Delta}} \right) \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -\frac{\Gamma_g(\theta)A_{2,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j\Delta y \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. + \Delta^2 \frac{\exp\left\{-j\left[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right]\right\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= -\frac{\Gamma_g(\theta)A_{2,m}}{\Delta} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j\Delta^2(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad + \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} - j\Delta^2 m \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad \left. - \Delta^2 \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= -\Delta \Gamma_g(\theta)A_{2,m} \exp\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\} \left[j(m+1) \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad + \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} - jm \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad \left. - \frac{\exp\{-j[(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= -\Delta \Gamma_g(\theta)A_{2,m} \left[j \frac{m \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + j \frac{\exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + \frac{\exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right. \\
&\quad \left. - j \frac{m \exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - \frac{\exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \right] = \\
&= -j \frac{m\Delta \Gamma_g(\theta)A_{2,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta)A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&\quad - \frac{\Delta \Gamma_g(\theta)A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \tag{B.10}
\end{aligned}$$

$$In_{10} = \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} m \Gamma_g(\theta)A_{2,m} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy$$

$$\begin{aligned}
&= m \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j\left[\phi_{2,m} + (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y - m\Delta}{\Delta}\right)\right]\right\} dy = \\
&= m \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\left\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\right\} \int_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\} dy = \\
&= m \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\left\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\right\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{y}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right]_{m\Delta}^{(m+1)\Delta} = \\
&= m \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp\left\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\right\} \left[\frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{(m+1)\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right. \\
&\quad \left. - \frac{\Delta \exp\left\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})\left(\frac{m\Delta}{\Delta}\right)\right\}}{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \right] = \\
&= j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{2,m}}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \exp\left\{-j[\phi_{2,m} - (\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})m]\right\} [\exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m+1)\} \\
&\quad - \exp\{-j(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})(m)\}] = \\
&= j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \tag{B.11}
\end{aligned}$$

Somam-se todas os parcelas e obtêm-se

$$\begin{aligned}
H_{in}(y_{n+1}) &= \frac{e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&+ j \frac{\Delta m A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} + j \frac{\Delta A_{1,m+1} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&+ \frac{\Delta A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} - j \frac{\Delta m A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&- j \frac{\Delta m A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} - j \frac{\Delta A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m+1})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&- \frac{\Delta A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} + j \frac{\Delta m A_{1,m} [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \\
&+ j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&+ j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} + j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&+ \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{1,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} - j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{2,m+1} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&- j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{2,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} - j \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m+1})}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&- \frac{\Delta \Gamma_g(\theta) A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} + j \frac{\Delta m \Gamma_g(\theta) A_{1,m} [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \Big) \\
H_{in}(y_{n+1}) &= \frac{\Delta e^{j\pi/4}}{\sqrt{\lambda}} \sum_{m=0}^{\infty} \left(j \frac{A_{1,m+1} \exp(-j\phi_{1,m+1}) - A_{1,m} \exp(-j\phi_{1,m})}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})} \right. \\
&+ \frac{(A_{1,m+1} - A_{1,m}) [\exp(-j\phi_{1,m+1}) - \exp(-j\phi_{1,m})]}{(\phi_{1,m+1} - \phi_{1,m})^2} \\
&+ j \frac{\Gamma_g(\theta) [A_{2,m+1} \exp(-j\phi_{2,m+1}) - A_{2,m} \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})} \\
&+ \frac{\Gamma_g(\theta) (A_{1,m+1} - A_{1,m}) [\exp(-j\phi_{2,m+1}) - \exp(-j\phi_{2,m})]}{(\phi_{2,m+1} - \phi_{2,m})^2} \Big) \quad (B.12)
\end{aligned}$$

Anexo C

Programas em MATLAB[®] utilizados nas simulações

Simulação do fator Q “geraQ.m”

```
close all
clear all

d=50; % Distância entre as superfícies
      % dielétricas [m]
N=200; % Número de superfícies
f=300*10^6; % Frequência de operação [MHz]
alfa=1.4; % Ângulo de incidência em graus
alfard=alfa*pi/180; % Ângulo de incidência em radianos
We=2.5; % Espessura do obstáculo [m]
EB=4.4-i*.18; % Constante dielétrica do obstáculo
E0=8.854187*10^-12; % Permissividade no vácuo
E1=11*E0; % Permissividade do solo Er=11
havg=10; % Altura média das construções [m]
lamb=300*10^6/f; % Comprimento de onda no vácuo [m]
k=2*pi/lamb; % Constante de propagação
y=unifrnd(6,14,1,N+1); % Altura aleatória com distribuição
      % uniforme dos prédios [m]
delta=.1*lamb; % Intervalo de integração menor que
      % lamb/2
WFn=sqrt(lamb*N*d); % Largura da Zona de Fresnel [m]
fo=sqrt(d*lamb); % Roll-off [m]
M=fix((havg+3*WFn+3*fo)/delta); % Número de intervalos de
      % integração
n0=377; % Impedância intrínseca do meio
      % (vácuo ou ar)
n1=sqrt(1.256637*10^-6/E1); % Impedância intrínseca do solo
      % (Er=11)

[T,fi]=perdaobstacTE(alfa,We,EB,f); % Cálculo da perda e
```

```

                                defasagem para os parâmetros desejados
W=kaiserbessel(havg,WFn,fo,delta);      % função janela (amenizar o
                                efeito Do truncamento)
Hout(1:M,1:N)=1;      % Inicialização da matriz do campo
                                magnético que
                                atravessa o obstáculo
Hin(1:M,1:N)=0;      % Inicialização da matriz do campo
                                magnético que
                                entra no obstáculo

disp(num2str(M))

for (p=0:M-1)

    Rmp1(:,p+1)=sqrt(d^2+(p-(0:M-1)).^2*delta^2)';
    Rmp2(:,p+1)=sqrt(d^2+(p+(0:M-1)).^2*delta^2)';
    fil(:,p+1)=k*Rmp1(:,p+1);
    fi2(:,p+1)=k*Rmp2(:,p+1);
    tetai=acos(((p+(0:M-1))*delta)'/Rmp2(:,p+1)); %Ângulo de
                                                incidência no solo
    sintetat=sqrt(E0/E1)*sin(tetai);           %Ângulo de reflexão
                                                no solo
    costetat=sqrt(1-sintetat.^2);
    Tg(:,p+1)=(n0*cos(tetai)-n1*costetat)./(n0*cos(tetai) +n1
*costetat);           %Coeficiente de reflexão do solo
    disp(num2str(p))
end;

for (b=2:N)

    for (p=1:M)
        Hinp=0;

        A1=Hout(1:M,b-1).*W(1:M)'/sqrt(Rmp1(1:M,p));
        A2=Hout(1:M,b-1).*W(1:M)'/sqrt(Rmp2(1:M,p));

        s1=j*(A1(2:M).*exp(-j.*fil(2:M,p))-A1(1:M-1)
*exp(-j.*fil(1:M-1 ,p)))/(k.*(Rmp1(2:M,p)-Rmp1(1:M-1,p)));
        s2=(A1(2:M)-A1(1:M-1)).*(exp(-j.*fil(2:M,p))

```

```

-exp(-j.*fi1(1:M-1,p))./(k^2.*(Rmp1(2:M,p)-Rmp1(1:M-1,p)).^2);
s3=j.*Tg(2:M,p).*(A2(2:M).*exp(-j.*fi2(2:M,p))-A2(1:M-1)
.*exp(-j.*fi2(1:M-1,p)))./(k.*(Rmp2(2:M,p)-Rmp2(1:M-1,p)));
s4=Tg(2:M,p).*(A2(2:M)-A2(1:M-1)).*(exp(-j.*fi2(2:M,p))
-exp(-j.*fi2(1:M-1,p)))./(k^2.*(Rmp2(2:M,p)-Rmp2(1:M-1,p)).^2);

Hinp=sum(s1+s2+s3+s4);

Hin(p,b)=(exp(j*pi/4)*delta/sqrt(lamb))*Hinp;

end;

Hout(:,b)=[ Hin(1:fix(y(b)/delta),b)'.*T.*exp(-j*fi)
Hin(fix(y(b)/delta)+1:M,b)']';

disp(num2str(b))
end;

close all;
plot(abs(Hin(fix(havg/delta),:)));
figure;
plot(abs(Hout(fix(havg/delta),:)));

```

Função para cálculo da perda e defasagem nos obstáculos para onda TE “perdaobstacTE.m”

```

function [T,fi] = perdaobstacTE(alfa,We,EB,freq)
% Cálculo da perda e defasagem em uma onda TE que atravessa um
obstáculo dielétrico.
% alfa : Ângulo de incidência em graus.
% We : Espessura do obstáculo [m] .
% EB : Constante dielétrica do obstáculo.
% freq : Freqüência da onda incidente [Hz].

mi0=4*pi*10^-7; % Permeabilidade no vácuo
E0=19/(36*pi); % Permissividade no vácuo
f=freq; % Freqüência [Hz]
w=2*pi*f; % Freqüência angular
c=3*10^8; % Velocidade da luz [m/s]

```

```

d=We; % Espessura do obstáculo [m]
mi1=mi0; % Permeabilidade no meio 1
mi2=mi0; % Permeabilidade no meio 2
mi3=mi0; % Permeabilidade no meio 3
E1=E0; % Permissividade no meio 1
E2=real(EB)*E0; % Permissividade no meio 2
E3=E0; % Permissividade no meio 3
sig1=0; % Condutividade no meio 1
sig2=abs(imag(EB))*E0*w; % Condutividade no meio 2
sig3=0; % Condutividade no meio 3
n1=sqrt(mi1/E1); % Impedância Intrínseca do meio 1
n2=sqrt(i*w*mi2/(sig2+i*w*E2)); % Impedância Intrínseca do meio 2
n3=sqrt(mi3/E3); % Impedância Intrínseca do meio 3
Er=real(EB); % Parte real de constante dielétrica do
meio 2
Ei=imag(EB); % Parte imaginária de constante dielétrica
do
meio 2
K1=1;
tetail2=alfa/180*pi; % Ângulo de incidência no meio 1 em
radianos
p=sqrt(.5*((Er-K1.*sin(tetail2).^2)+sqrt((Er-K1.*sin(tetail2).^2)
.^2+Ei^2)));
q=sqrt(.5*(-(Er-K1.*sin(tetail2).^2)+sqrt((Er-K1.*sin(tetail2).^2)
.^2+Ei^2)));
beta=2*d*(w/c).*(p+i*q);
sintetat12=sin(tetail2).*sqrt(i*w*E1/(sig2+i*w*E2)); % Ângulo de
transmissão no meio 2
costetat12=sqrt(1-sintetat12.^2);

% Cálculo considerando que a polarização da onda seja TE.

T12=2*n2*cos(tetail2)./(n2*cos(tetail2)+n1*costetat12);
% Coeficiente de transmissão
meio 2
R12=(n2*cos(tetail2)- n1*costetat12)
./((n2*cos(tetail2)+n1*costetat12));
% Coeficiente de reflexão no meio 1
sintetai23=sintetat12; % Ângulo de incidência no meio 2

```

```

costetai23=sqrt(1-sintetai23.^2);
sintetat23=sintetai23.*sqrt((sig2+i*w*E2)/(i*w*E3));      % Ângulo de
                                                         transmissão no meio 2

costetat23=sqrt(1-sintetat23.^2);
T23=2*n3*costetai23./(n3*costetai23+n2*costetat23);      %Coeficiente
                                                         de transmissão meio 3
R23=(n3*costetai23-n2*costetat23)./(n3*costetai23+n2*costetat23);
                                                         %Coeficiente de reflexão no
                                                         meio 2
RE13=(R12+R23.*exp(i*beta))./(1+R12.*R23.*exp(i*beta));
                                                         Coeficiente de reflexão total
TE13=(T12.*T23.*exp(i*beta/2))./(1+R12.*R23.*exp(i*beta));
                                                         % Coeficiente de transmissão
                                                         total

T=abs(TE13);
fi=angle(TE13);

```

Função para cálculo da perda e defasagem nos obstáculos para onda TM “perdaobstacTM.m”

```

function [T,fi] = perdaobstacTM(alfa,We,EB,freq)
% Cálculo da perda e defasagem em uma onda TM que atravessa um
obstáculo dielétrico.
% alfa : Ângulo de incidência em graus.
% We : Espessura do obstáculo [m] .
% EB : Constante dielétrica do obstáculo.
% freq : Freqüência da onda incidente [Hz].

mi0=4*pi*10^-7;      % Permeabilidade no vácuo
E0=19/(36*pi);      % Permissividade no vácuo
f=freq;              % Freqüência [Hz]
w=2*pi*f;            % Freqüência angular
c=3*10^8;            % Velocidade da luz [m/s]
d=We;                % Espessura do obstáculo [m]
mi1=mi0;             % Permeabilidade no meio 1
mi2=mi0;             % Permeabilidade no meio 2
mi3=mi0;             % Permeabilidade no meio 3
E1=E0;              % Permissividade no meio 1

```

```

E2=real(EB)*E0; % Permissividade no meio 2
E3=E0; % Permissividade no meio 3
sig1=0; % Condutividade no meio 1
sig2=abs(imag(EB))*E0*w; % Condutividade no meio 2
sig3=0; % Condutividade no meio 3
n1=sqrt(mi1/E1); % Impedância Intrínseca do meio 1
n2=sqrt(i*w*mi2/(sig2+i*w*E2)); % Impedância Intrínseca do meio 2
n3=sqrt(mi3/E3); % Impedância Intrínseca do meio 3
Er=real(EB); % Parte real de constante dielétrica do
meio 2
Ei=imag(EB); % Parte imaginária de constante
dielétrica do meio 2

K1=1;
tetail2=alfa/180*pi; % Ângulo de incidência no meio 1
em radianos
p=sqrt(.5*((Er-K1.*sin(tetail2).^2)+sqrt((Er-K1.*sin(tetail2).^2)
.^2+Ei^2)));
q=sqrt(.5*(-(Er-K1.*sin(tetail2).^2)+sqrt((Er-K1.*sin(tetail2).^2)
.^2+Ei^2)));
beta=2*d*(w/c).*(p+i*q);
sintetat12=sin(tetail2).*sqrt(i*w*E1/(sig2+i*w*E2)); % Ângulo de
transmissão no meio 2
costetat12=sqrt(1-sintetat12.^2);

% Cálculo considerando que a polarização da onda seja TM.

T12=2*n1*cos(tetail2)./(n1*cos(tetail2)+n2*costetat12);
% Coeficiente de transmissão meio 2
R12=(n1*cos(tetail2)-2*costetat12)./(n1*cos(tetail2)+n2*costetat12);
% Coeficiente de reflexão meio 1
sintetai23=sintetat12; % Ângulo de incidência no meio 2 em
radianos
costetai23=sqrt(1-sintetai23.^2);
sintetat23=sintetai23.*sqrt((sig2+i*w*E2)/(i*w*E3)); % Ângulo de
Transmissão no meio 3
costetat23=sqrt(1-sintetat23.^2);
T23=2*n2*costetai23./(n2*costetai23+n3*costetat23); % Coeficiente
de transmissão meio 3
R23=(n2*costetai23-n3*costetat23)./(n2*costetai23+n3*costetat23);

```

```

                                % Coeficiente de reflexão meio 2
T13=(T12.*T23.*exp(i*beta/2))./(1+R12.*R23.*exp(i*beta));
                                % Coeficiente de transmissão total
R13=(R12+R23.*exp(i*beta))./(1+R12.*R23.*exp(i*beta));
                                % Coeficiente de reflexão total

T=abs(T13);
fi=angle(T13);

```

Função para gerar a função janela Kaiser-Bessel “kaiserbessel.m”

```

function [W] = kaiserbessel(havg,WFn,fo,delta)
% Gera função janela do tipo Kaiser-Bessel.
% havg : Altura média das construções
% WFn : Largura da Zona de Fresnel
% fo : Roll-off
% delta : intervalo de integração

M=fix((havg+3*WFn+3*fo)/delta); % Cálculo do número de pontos
y=havg+3*WFn:delta:havg+3*WFn+3*fo; % Trecho em que existe
                                variação na função

epsilon=(y-(havg+3*WFn))/(3*fo);
w=.40208+.49858*cos(pi*epsilon)+.09811*cos(2*pi*epsilon)
    +.00123*cos(3*pi*epsilon);
W=ones(1,M-length(y));
W=[W w];

```

Referências bibliográficas

- [1] BERTONI, H. L. et al. UHF Propagation prediction for wireless personal communications. *Proc. IEEE*, v. 82, n. 8, p. 1333-1359, Sep., 1994.
- [2] SCHILLER, J. *Mobile Communications*. London: Addison-Wesley, 2000.
- [3] *Brief History of Wireless Communications*. Disponível em <<http://wireless.ece.ufl.edu/~jshea/eel6509/misc/history.html>>. Acesso em: 10 fev. 2004.
- [4] *Marconi History*. Disponível em <<http://www.marconi.com/html/about/marconihistory.htm>>. Acesso em: 18 mar. 2004.
- [5] *The History of Broadcasting*. Disponível em <<http://www.people.memphis.edu/~mbensman/history1.html>>. Acesso em: 10 fev. 2004.
- [6] *Television History - The First 75 Years*. Disponível em <<http://www.tvhistory.tv/1935-1941.htm>>. Acesso em: 10 fev. 2004.
- [7] *ITU Overview – History*. Disponível em <<http://www.itu.int/aboutitu/overview/history.html>>. Acesso em: 10 fev. 2004.
- [8] *Digital Television*. Disponível em <<http://history.acusd.edu/gen/recording/television2.html>>. Acesso em: 10 fev. 2004.
- [9] Ministério das Comunicações, *TV Digital - Proposta em Debate*. Disponível em <http://www.mc.gov.br/tv_digital1.htm>. Acesso em: 17 mar. 2004.
- [10] INATEL, *TV Digital: projeto desenvolvido pelo Inatel tem apoio do governo federal*. Disponível em <<http://www.local.inatel.br/nova2/tvdigital/index.asp>>. Acesso em: 17 mar. 2004.
- [11] HAYKIN, S. *Communication Systems*. 4th ed. NewYork: John Wiley & Sons, Inc., 2001.
- [12] STEELE, R. *Mobile Radio Communications*. NewYork: IEEE PRESS, 1992.
- [13] RAPPAPORT, T. S. *Wireless Communications – Principles and Practice*. Upper Saddle River: Prentice Hall, 1996.

- [14] CAVER, J. K. *Mobile channel characteristics*. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [15] RIBEIRO, J. A. J. *Propagação das ondas eletromagnéticas: Princípios e aplicações*. São Paulo: Érica, 2004.
- [16] CHUNG, H. K.; BERTONI, H. L. Range-Dependent Path-Loss Model in Areas for the VHF and UHF Bands. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, v. 50, n. 1, p.1-11, Jan. 2002.
- [17] WALFISCH, J.; BERTONI, H. L. A Theoretical Model of UHF Propagation in Urban Environments. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, v. 36, n. 12, p.1788-1796, Dec. 1998.
- [18] RAMO, S. *Fields and Waves in Communication Electronics*. New York: John Wiley, 1965.
- [19] DINIZ, A. B.; FREIRE, G. F. *Ondas Eletromagnéticas*. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 1973.
- [20] REITZ, J. R.; MILFORD, F. J.; CHRISTY, R. W. *Fundamentos da Teoria Eletromagnética*. 3. ed. Rio de Janeiro: Campus, 1982. Tradução SANDER R. B., DUARTE, C.
- [21] KRAUS, J. D.; CARVER, K. R. *Eletromagnetismo*. 2. ed. Rio de Janeiro: Guanabara Dois, 1978. Tradução DA SILVA, W. F.
- [22] HONCHARENKO, W.; BERTONI, H. L. Transmission and reflection characteristics at concrete block walls in the UHF bands proposed for future PCS. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, v. 42, n. 2, p. 232-239, Feb., 1994.
- [23] SAVOV, S.; WHITTEKER, J.; VASILEV, R. Attenuation of waves behind a building. *IEE Proc. Microw. Antennas Propagation*, v. 146, p. 145-149, 1999.
- [24] JONG, Y.; HERBEN, M.; WAVEN, J.; MAWIRA A. Transmission of UHF radiowaves through buildings in urban microcell environments. *Electr. Letters*, v. 35, p. 743-754, 1999.
- [25] ESCUDERO, A.; RIBEIRO, J. A. J. Modeling for Calculation of the Propagation Loss of Electromagnetic Waves in Obstacles at Urban Environments, *World Congress on Engineering and Technology Education*, Guarujá / Santos - Brasil, 2004.

- [26] XIA, H. H.; BERTONI, H. L. Diffractions of cylindrical and plane waves by and array of absorbing half-screens. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, v. 40, n. 2, p. 170-177, Feb., 1992.
- [27] COLLIN, R. E. *Field theory of guided waves*. New York: Mc Graw-Hill, 1960.
- [28] KRAUS, J. D.; FLEISCH, D. A. *Electromagnetics with applications*. 5th. ed. Boston: WCB/McGraw-Hill, 1999.
- [29] INTERNATIONAL TELECOMMUNICATIONS UNION. *Electrical Characteristics of the Surface of the Earth*, ITU-R P. 527-3.
- [30] RAMO, S.; WHINNERY, J. R.; DUZER, T. V. *Fields and waves in communication electronics*. 3rd. New York: John Wiley & Sons, 1994.
- [31] PIQUENARD, A. A. *Radio wave propagation*. London: MacMillan, 1974.
- [32] PIAZZI, L.; BERTONI, H. L. Effect of Terrain on Path Loss in Urban Environments for Wireless Applications. *IEEE Trans. Antennas Propagation*, v. 46, n. 8, p.1138-1147, Aug. 1998.
- [33] FRIIS, H.T. A note on a simple transmission formula. *Proc. IRE*, v. 34, n. 5, p. 254-256, May, 1946.
- [34] OKUMURA, Y. *et al*, Field Strength and Its Variability in VHF and UHF Land-Mobile Radio Service, *Review of the Electrical Communications Laboratory*, vol. 16, n. 9-10, p. 825-873, Sep./Oct. 1968.
- [35] HATA, M. Empirical Formula for Propagation Loss in Land Mobile Radio Services, *IEEE Trans. on Veh. Technol.*, vol. VT-29, n.03, p. 317-325, Aug 1980.
- [36] YACOUB, M. D. *Foundations of mobile radio engineering*. Boca Raton: CRC Press, 1993.
- [37] STEELE, R.; HANZO, L. *Mobile Radio Communications*. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons, 1999.
- [38] INTERNATIONAL TELECOMMUNICATIONS UNION. *Prediction methods for the terrestrial land mobile service in the VHF and UHF bands*, ITU-R P.529-3, 1999.
- [39] INTERNATIONAL TELECOMMUNICATIONS UNION. *Effects of tropospheric refraction on radiowave propagation*, ITU-R P.834-4, 2003.
- [40] OTT, G. D.; PLITKINS, A. Urban path-loss characteristics at 820MHz, *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. VT-27, n.04, p.188-197, Nov.1978.

-
- [41] INTERNATIONAL TELECOMMUNICATIONS UNION. *VHF and UHF propagations curves for the frequency range from 30 MHz to 1000 MHz*, ITU-R P.370-7, 1995.
- [42] YOUNG, Jr. W. R.. Comparison of mobile radio transmission at 150, 450, 900, and 3700 Mc., *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 31, no. 6, pp. 1068–1085, Apr. 1952.