

Dissertação de Mestrado

Inatel

Instituto Nacional de Telecomunicações

**ANÁLISE DOS PRINCIPAIS
EFEITOS DA PROPAGAÇÃO
DE SINAIS ÓPTICOS,
NO ESPAÇO LIVRE,
REVESTIDA DE UMA PLATAFORMA
NUMÉRICA EFICIENTE**

DANIEL J. C. COURA

MAIO / 2004

**ANÁLISE DOS PRINCIPAIS EFEITOS DA PROPAGAÇÃO DE SINAIS ÓPTICOS, NO
ESPAÇO LIVRE, REVESTIDA DE UMA PLATAFORMA NUMÉRICA EFICIENTE**

DANIEL J.C. COURA

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

ORIENTADOR: Prof. Dr. Maurício Silveira

Santa Rita do Sapucaí
2004

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 14/05/2004, pela comissão julgadora:

Prof. Dr. Maurício Silveira
DTE/INATEL

Prof. Dr. Edson Moschim
FEEC/UNICAMP

Prof. Dr. Dayan Adionel Guimarães
DTE/INATEL

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

*Dedico este trabalho a minha mãe, Sr. Ecio
Farina, meus irmãos, a Neia e todos que
torceram por min..*

AGRADECIMENTOS

A **DEUS** pela vida e oportunidade, sem ele nada vale a pena.

A minha mãe, **Dona Arlete**, pelo apoio, incentivo, amor, por me impulsionar na direção correta e principalmente por acreditar no meu potencial.

Ao Sr. **Ecio João Baptista Farina**, pelo apoio, pois sem ele tudo seria um sonho distante.

A **Claudinea** pelo apoio, amor e muita paciência dedicados a min.

Aos meus irmãos, **Tiago e Yara**, pelo amor e por me incentivar.

Ao **Grande Prof. Dr. Maurício Silveira**, um gigante em todas as formas, pela excelente orientação fornecida durante a elaboração deste trabalho.

A todos os colegas, professores e funcionários do Instituto Nacional de Telecomunicações pela amizade.

A todos os funcionários e amigos da Linear Equipamentos Eletrônicos S.A., em especial ao **Eng. José de Souza Lima**, pela contribuição durante este trabalho.

A **ERICSSON** e **FINATEL**, pela oportunidade e apoio através da bolsa de estudo.

ÍNDICE

<i>Lista de Figuras</i>	<i>i</i>
<i>Lista de Tabelas</i>	<i>v</i>
<i>Lista de Abreviaturas e siglas</i>	<i>vi</i>
<i>Lista de símbolos</i>	<i>vii</i>
<i>Resumo</i>	<i>x</i>
<i>Abstract</i>	<i>xi</i>
Capítulo 1 - Introdução	1
Capítulo 2 - Propagação do feixe no vácuo	5
2.1. Introdução	5
2.2. Óptica dos feixes Gaussianos	5
2.2.1. Solução tipo feixe para equações de ondas.....	5
2.2.2. Equação do Laser Hermite-Gaussiano.....	15
2.3. Os expansores de feixe	17
2.4. Desempenho dos receptores	27
2.5. Conclusão	32
Capítulo 3 - Propagação do feixe pela Atmosfera	33
3.1. Introdução	33
3.2. Atenuação Atmosférica	33
3.2.1. Absorção.....	34
3.2.1.1. Absorção molecular	34
3.2.1.2. Absorção por partículas aerossóis	37
3.2.2. Espalhamento.....	38
3.2.2.1. Espalhamento Rayleigh.....	39
3.2.2.2. Espalhamento Mie	40
3.2.2.3. Espalhamento Não Seletivo – Propagação sob chuva e neve.....	45
3.3. Efeitos da variação no índice refrativo	47
3.3.1. Deslocamento aleatório do feixe.....	50
3.3.2. Flutuações na intensidade do feixe	52
3.3.3. Espalhamento induzido pela turbulência	53
3.4. Desempenho dos receptores na propagação pela atmosfera	57
3.5. Conclusão	59
Capítulo 4 - Programas Visuais	60
4.1. Introdução	60
4.2. Gráficos em 3D dos modos laser Hermite-Gaussiano	61
4.2.1. Introdução.....	61
4.2.2. Cálculos Analíticos.....	63
4.2.3. Exibição do plot 3D.....	65

4.3. Transmitância devido à absorção.....	66
4.3.1. Introdução.....	66
4.3.2. Cálculos Analíticos.....	68
4.3.3. Exibição dos gráficos 2D.....	69
4.4. Fator de atenuação Mie.....	70
4.4.1. Introdução.....	70
4.4.2. Cálculos Analíticos.....	71
4.4.3. Exibição dos gráficos 2D.....	73
4.5. Cálculo do Espalhamento não Seletivo.....	74
4.5.1. Introdução.....	74
4.5.2. Cálculos Analíticos.....	76
4.6. Deslocamento aleatório do feixe.....	76
4.6.1. Introdução.....	77
4.6.2. Exibição do gráfico 2D.....	79
4.7. Cintilação.....	80
4.7.1. Introdução.....	80
4.7.2. Cálculos Analíticos.....	82
4.8. BER vs. SNR.....	83
4.8.1. Introdução.....	83
Capítulo 5 - Considerações Finais.....	86
5.1. Introdução.....	86
5.2. Contribuições da Dissertação.....	86
5.3. Sugestões para trabalhos futuros.....	89
5.4. Trabalhos publicados Relacionados à Dissertação.....	89
5.5. Trabalhos Publicados Não Relacionados à Dissertação.....	89
5.6. Trabalhos No Prelo não Relacionados à Dissertação.....	90
Anexo A - Aplicando a solução de onda não plana na equação de uma onda Eletromagnética.....	91
Anexo B - Aplicando uma onda de um campo elétrico na equação de Helmholtz.....	93
Anexo C - Aplicando uma solução para a equação que governa os Feixes Gaussianos.....	97
Referências Bibliográficas.....	102
Apêndices I - Programa em MatLab que gera os modos do Laser Hermite-Gaussiano e uma função em MatLab para calcular os Polinômios de Hermite – Figura 2.4, Figura 2.5 e Figura 2.6.....	106
Apêndices II - Função em MatLab que gera os gráficos de raio do feixe e área do feixe, utilizado para gerar a Figura 2.7.....	109
Apêndices III - Programa em MatLab que gera o gráfico da Seção transversal de espalhamento vs. comprimento de onda para o espalhamento de Rayleigh. – Figura 3.2.....	111
Apêndices IV - Listagem da Classe “Hermite”.....	112
Apêndices V - Listagem da Classe “Modos”.....	114
Apêndices VI - Listagem da Classe "AbAtmos".....	116

Apêndices VII - Listagem da Classe “EspalhamentoMie”: 120

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 1.1 – Arquitetura básica de um sistema de comunicação</i>	<i>1</i>
<i>Figura 2.1 - Variação do campo no plano transversal, em $z = 0$</i>	<i>10</i>
<i>Figura 2.2- Espalhamento do modo $TEM_{0,0}$.....</i>	<i>15</i>
<i>Figura 2.4 - Modo $TEM_{0,0}$ do Laser Hermite-Gaussiano.....</i>	<i>18</i>
<i>Figura 2.5 - Modo $TEM_{1,0}$ do Laser Hermite-Gaussiano.....</i>	<i>19</i>
<i>Figura 2.6 - Modo $TEM_{2,3}$ do Laser Hermite-Gaussiano.....</i>	<i>20</i>
<i>Figura 2.7 - Gráfico comparando o raio w e área do feixe para as cinturas de feixe com w_0 com o valor : a) 1×10^{-3} m, b) 1.5×10^{-3} m, c) 2.0×10^{-3} m, para $\lambda = 1550$ nm.....</i>	<i>22</i>
<i>Figura 2.8 – O expensor de Feixe laser [1]</i>	<i>23</i>
<i>Figura 2.9 - Expensor com lentes na posição incorreta.....</i>	<i>24</i>
<i>Figura 2.10–Expensor de feixe com lentes apropriadas e com ângulos de divergência.....</i>	<i>25</i>
<i>Figura 2.11 - Expansores de Feixe (a) Kepler (b) Galileo</i>	<i>26</i>
<i>Figura 2.12– Expensor de feixe com um filtro espacial incorporado para o alisamento do perfil de intensidade do feixe.</i>	<i>26</i>
<i>Figura 2.13– Receptor óptico Básico.....</i>	<i>28</i>
<i>Figura 2.14 – Gráfico BER vs. SNR para um receptor de detecção direta.....</i>	<i>32</i>
<i>Figura 3.1 – Curva da transmitância para uma umidade relativa de 60 %, temperatura 24 °C, distância de 1000 m, utilizando a Eq. (3.3).....</i>	<i>37</i>
<i>Figura 3.2 – Seção transversal de espalhamento vs. comprimento de onda..... para o espalhamento Rayleigh.....</i>	<i>40</i>
<i>Figura 3.3 – Experimento para ilustrar o espalhamento Mie.[1].....</i>	<i>41</i>
<i>Figura 3.4 - Gráfico do fator de atenuação de Mie para gotas de água $n=1.33$. .</i>	<i>43</i>
<i>Figura 3.5 – Gráficos comparativos entre duas fórmulas empíricas para o cálculo do espalhamento Mie, utilizando o parâmetro de alcance visual. A linha pontilhada representa curva plotada utilizando a Tabela 3.5 e a linha contínua a Tabela 3.4.</i>	<i>45</i>
<i>Figura 3.6 - Fluxo da energia pela células de turbulência.</i>	<i>48</i>

<i>Figura 3.7 – Efeitos do alcance da turbulência (a) deslocamento aleatório do feixe (b) cintilação</i>	<i>50</i>
<i>Figura 3.8 – (a) Gráfico do Desvio Padrão vs. Comprimento do Caminho para um coeficiente estrutural de índice refrativo de 5×10^{-7} e raio do feixe de 90×10^{-3} m, (b) Gráfico do Desvio padrão vs. Raio do feixe para um coeficiente estrutural de índice refrativo de 5×10^{-7} e comprimento de caminho de 1000 m.....</i>	<i>51</i>
<i>Figura 3.9 – Gráfico SNR vs. SNR médio, para $A=0$, $A=0.1$ e $A=1$.....</i>	<i>56</i>
<i>Figura 3.10 – Gráfico de SNR médio vs. C_n para demonstrar a atuação da cintilação na performance do sistema óptico, com uma SNR de 30 dB na propagação do feixe sem efeitos atmosféricos.</i>	<i>56</i>
<i>Figura 3.11 – Comparando a curva de $\langle BER \rangle$ vs. $\langle SNR \rangle$ com $\beta_0^2=0$, $\beta_0^2=4$ e $d=0.10$.....</i>	<i>58</i>
<i>Figura 3.12 - Comparando a curva de $\langle BER \rangle$ vs. $\langle SNR \rangle$ com $\beta_0^2=0$, $\beta_0^2=0.1$ e $d=0.5$.....</i>	<i>59</i>
<i>Figura 4.1 - Tela do programa Modos Laser, plotando a intensidade do modo $TEM_{3,0}$.....</i>	<i>61</i>
<i>Figura 4.2 – Fluxograma do programa Modos Laser.....</i>	<i>62</i>
<i>Figura 4.3 – (a) Caixa de combo para a escolha do Modo do feixe Laser, (b) Painel de conjunto de opções para a escolha entre Campo Elétrico ou Intensidade Lateral.....</i>	<i>63</i>
<i>Figura 4.4 – Fluxograma da plotagem dos gráficos 3D.....</i>	<i>66</i>
<i>Figura 4.5 – Tela do programa Transmitância devido à Absorção</i>	<i>67</i>
<i>Figura 4.6 – Fluxograma básico do programa transmitância devido à absorção.....</i>	<i>67</i>
<i>Figura 4.7 – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do comprimento de onda, (b) parâmetros da atmosfera, umidade relativa e temperatura (c) distância do transmissor.</i>	<i>68</i>
<i>Figura 4.8 – Gráfico criado pelo programa Transmitância devido à absorção: um gráfico de transmitância vs. comprimento de onda, para umidade relativa de 50%, temperatura de 32 °C e uma distância de 1000 m. ..</i>	<i>69</i>
<i>Figura 4.9 – Tela do programa que compara os valores das Tabela 3.4 e Tabela 3.5 para o cálculo do espalhamento Mie.....</i>	<i>70</i>
<i>Figura 4.10 – Fluxograma do programa do Espalhamento Mie.....</i>	<i>71</i>
<i>Figura 4.11 – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do comprimento de onda e visibilidade para o gráfico Atenuação vs. Comprimento de onda, (b) faixa de visibilidade e comprimento de onda para o gráfico Atenuação vs. Alcance Visual</i>	<i>72</i>
<i>Figura 4.12 – Gráfico Atenuação vs. Comprimento de onda para uma visibilidade de 560 m.....</i>	<i>73</i>
<i>Figura 4.13 – Gráfico Atenuação vs. Visibilidade para um comprimento de onda de 1550 nm.....</i>	<i>73</i>

- Figura 4.14** – Tela do programa que calcula o coeficiente de atenuação devido ao espalhamento não seletivo para várias distribuições de tamanho de raio de chuva. 74
- Figura 4.15** – Fluxograma do programa Atenuação devido ao espalhamento não seletivo..... 75
- Figura 4.16** – Selecionando o item Nova Distribuição..... 75
- Figura 4.17** – Janela para a criação de uma nova distribuição dos raios das gotas de chuva 76
- Figura 4.18** – Tela do programa que demonstra os gráficos do desvio padrão vs. raio do feixe e desvio padrão vs. comprimento do caminho. 77
- Figura 4.19** – Fluxograma do programa Deslocamento aleatório do feixe 78
- Figura 4.20** – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do Raio mínimo do feixe, coeficiente estrutural de índice de refração e comprimento do caminho para o gráfico Desvio padrão vs. Raio mínimo do feixe (b) faixa de comprimento do caminho, coeficiente estrutural de índice refrativo e raio mínimo do feixe para o gráfico Desvio padrão vs. Comprimento de caminho 78
- Figura 4.21** – Gráfico do desvio padrão vs. Raio mínimo do feixe para o fenômeno deslocamento aleatório com Coeficiente Estrutural de índice refrativo $C_n=5 \times 10^{-12}$ e comprimento do caminho $L=10000$ m. 79
- Figura 4.22** – Gráfico do desvio padrão vs. comprimento do caminho para o fenômeno deslocamento aleatório com coeficiente estrutural de índice refrativo $C_n=5 \times 10^{-12}$ e raio mínimo do feixe $W_0=1 \times 10^{-3}$ m 79
- Figura 4.23** - Tela do programa que demonstra, através dos gráficos do SNR vs. $\langle \text{SNR} \rangle$ e C_n vs. $\langle \text{SNR} \rangle$, o fenômeno da cintilação. 80
- Figura 4.24** - Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) Parâmetros comuns aos dois gráficos: comprimento de onda, comprimento do caminho, raio mínimo do feixe e coeficiente de média de abertura (b) do lado esquerdo coeficiente de estrutura do índice de refração e o botão para plotar o gráfico SNR vs. $\langle \text{SNR} \rangle$ e do lado direito a SNR sem efeitos atmosféricos e o botão para plotar o gráfico C_n vs. $\langle \text{SNR} \rangle$ 81
- Figura 4.25** – Fluxograma do programa cintilação 81
- Figura 4.26** – Gráfico de SNR vs $\langle \text{SNR} \rangle$ onde os parâmetros são : coeficiente de média de abertura $A=0.06$; coeficiente estrutural de índice refrativo da turbulência óptica do caminho $C_n=5 \times 10^{-10}$, comprimento de onda $\lambda=1550$ nm, distância $L= 1000$ m, raio mínimo do feixe $w_0=1 \times 10^{-3}$ m. 82
- Figura 4.27** – Gráfico de C_n vs $\langle \text{SNR} \rangle$ onde os parâmetros são : coeficiente de média de abertura $A=0.06$; relação de sinal ruído sem efeitos atmosféricos $\text{SNR}=10$ dB, comprimento de onda $\lambda=1550$ nm, distância $L= 1000$ m, raio mínimo do feixe $w_0=1 \times 10^{-3}$ m 83
- Figura 4.28** – Tela do programa SNR vs. BER..... 84
- Figura 4.29** - Caixas de texto para a entrada dos parâmetros 85

Figura 4.30 – Fluxograma Básico do programa 85

Figura 5.1 – Gráficos do modo laser 87

Figura 5.2 – Gráficos gerados pelo simulador de cintilação..... 88

Figura 5.3 – Gráficos gerados pelo simulador de Espalhamento Mie..... 88

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 2.1 - Comparando os raios dos feixes que variam no comprimento de onda e no raio mínimo do feixe.</i>	<i>22</i>
<i>Tabela 3.1 - Janelas atmosféricas de transmissão</i>	<i>35</i>
<i>Tabela 3.2 – Principais parâmetros do cálculo da transmitância, valores de A_i, k_i, β_i, δ_i.</i>	<i>35</i>
<i>Tabela 3.3- Massa de vapor de água no ar saturado [g/m³] em função da temperatura [°C] [1].</i>	<i>36</i>
<i>Tabela 3.4 – Valores típicos de δ mais utilizados na literatura.</i>	<i>44</i>
<i>Tabela 3.5 – Valores do parâmetro δ aprimorados recentemente na atual literatura.</i>	<i>44</i>
<i>Tabela 3.6 – Cálculo para o Espalhamento Mie</i>	<i>46</i>
<i>Tabela 3.7 – Cálculo do espalhamento não seletivo devido a uma chuva de 2.74×10^{-3} cm/s, com a ocorrência e a distribuição dos raio das gotas.</i>	<i>47</i>

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<i>BER</i>	<i>Taxa de Erro de Bit (Bit Error Rate)</i>
<i>Downlink</i>	<i>Enlace direto, também conhecido como forward link.</i>
<i>FINATEL</i>	<i>Fundação do Instituto Nacional de Telecomunicações</i>
<i>INATEL</i>	<i>Instituto Nacional de Telecomunicações</i>
<i>IR</i>	<i>Infravermelho</i>
<i>LASER</i>	<i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i>
<i>Lasercom</i>	<i>Sistema de comunicação a laser</i>
<i>RF</i>	<i>Radio Frequência</i>
<i>SNR</i>	<i>Relação Sinal-Ruído (Signal to Noise Ratio)</i>
<i>TEM</i>	<i>Transverse Electromagnetic</i>
<i>Uplinks</i>	<i>Enlace reverso, também conhecido como reverse link.</i>
<i>vs.</i>	<i>versus</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

CAPÍTULO 2

B	<i>Largura de banda do filtro</i>
d	<i>Diâmetro do feixe na lente de saída</i>
D_0	<i>Diâmetro do feixe expandido</i>
d_0	<i>Diâmetro da mancha focal</i>
D_i	<i>Diâmetro do feixe inicial</i>
e	<i>Carga elétrica</i>
$E(x,y,z)$	<i>Campo elétrico do feixe</i>
$Erfc(x)$	<i>Função de erro complementar</i>
f	<i>Comprimento focal</i>
f_1	<i>Comprimento focal da lente de entrada</i>
f_2	<i>Comprimento focal da lente de saída</i>
h	<i>Constante de Plank (6.63×10^{-34})</i>
$H_m(x)$	<i>Polinômio de Hermite de ordem m</i>
i	<i>Corrente total do sinal</i>
$I(0,L)$	<i>Irradiação de pico da onda incidente no centro da lente</i>
$I(x,y,z)$	<i>Intensidade lateral do feixe</i>
i_n	<i>Corrente do ruído</i>
i_s	<i>Corrente do sinal</i>
k	<i>Constante de propagação</i>
k	<i>Constante de Boltzmann</i>
L	<i>Comprimento de caminho</i>
L_1	<i>Distância entre as lentes e a superfície fotodetectora</i>
p_0	<i>Probabilidade de transmissão de “zero”</i>
p_1	<i>Probabilidade de transmissão de “um”</i>
P_B	<i>Potência óptica incidente da iluminação de fundo</i>
$Pr(0/1)$	<i>Probabilidade de trocar “0” por “1”</i>
$Pr(1/0)$	<i>Probabilidade de trocar “1” por “0”</i>
$Pr(E)$	<i>Função de Probabilidade de erro</i>
P_s	<i>Potência do sinal</i>
R	<i>Resistência efetiva na entrada do amplificador</i>
$R(z)$	<i>Raio da curvatura da frente de fase</i>
T_N	<i>Temperatura efetiva do ruído</i>
U_t	<i>Campo transversal</i>
v	<i>Frequência óptica</i>
w	<i>Raio do feixe</i>
w_0	<i>Raio mínimo do feixe</i>
W_G	<i>Raio das lentes</i>
μ	<i>Permeabilidade Magnética</i>

η	<i>Eficiência quântica do detector</i>
η	<i>Índice de refração</i>
ω	<i>Frequência angular</i>
λ	<i>Comprimento de onda</i>
θ_0	<i>Ângulo de divergência de saída</i>
θ_i	<i>Ângulo de divergência de entrada</i>
ϵ_r	<i>Permissividade dielétrica relativa</i>
∇_i	<i>Vetor gradiente transversal</i>

CAPÍTULO 3

A	<i>Área da seção transversal</i>
A	<i>Coefficiente de abertura media</i>
c	<i>Velocidade da luz no vácuo</i>
C_n	<i>Coefficiente estrutural do índice de refração</i>
C_T	<i>Coefficiente estrutural de temperatura</i>
d	<i>Distância do enlace</i>
$\text{Erfc}(x)$	<i>Função de erro complementar</i>
f	<i>Frequência da radiação incidente</i>
h	<i>Constante de Plank (6.63×10^{-34})</i>
i	<i>Corrente total do sinal</i>
I	<i>Intensidade da radiação</i>
$I(t)$	<i>Intensidade instantânea</i>
$i(t)$	<i>Logaritmo da intensidade instantânea</i>
i_n	<i>Corrente do ruído</i>
i_s	<i>Corrente do sinal</i>
K	<i>Fator de atenuação</i>
K_{abs}	<i>Termo do fator de atenuação relativo a absorção</i>
K_{esp}	<i>Termo do fator de atenuação relativo ao espalhamento</i>
L	<i>Distância de propagação</i>
L_0	<i>Escala exterior da turbulência óptica</i>
l_0	<i>Escala interna da turbulência óptica</i>
m_e	<i>Massa do elétron</i>
N	<i>Densidade de partículas de aerossol</i>
\tilde{n}	<i>Índice de refração complexo</i>
$N\sigma(a, \lambda)$	<i>Coefficiente de atenuação Mie</i>
n_I	<i>Parte imaginaria do índice de refração complexo</i>
n_R	<i>Parte real do índice de refração complexo</i>
o_{sn}	<i>Potência do ruído</i>
p	<i>Pressão da atmosfera</i>
$P[0]$	<i>Potência lançada no enlace</i>
$P[d]$	<i>Potência no enlace na distância d</i>
p_0	<i>Probabilidade de transmissão de "zero"</i>
p_1	<i>Probabilidade de transmissão de "um"</i>
$Pr(0/1)$	<i>Probabilidade de trocar "1" por "0"</i>
$Pr(1/0)$	<i>Probabilidade de trocar "0" por "1"</i>
$Pr(E)$	<i>Função de Probabilidade de erro</i>
P_s	<i>Potência do sinal</i>

P_{s0}	<i>Potência sem efeitos da propagação atmosférica</i>
$R(z)$	<i>Raio da curvatura da frente de fase</i>
$R_e(z)$	<i>Raio da curvatura efetivo da frente de fase</i>
T, T_1, T_2	<i>temperaturas</i>
$T[d]$	<i>Transmitância na distância d</i>
ν	<i>Frequência óptica</i>
w	<i>Raio do feixe</i>
w_0	<i>Raio mínimo do feixe</i>
$W_e(z)$	<i>Raio efetivo do feixe</i>
σ	<i>Coefficiente de atenuação</i>
λ	<i>Comprimento de onda</i>
δ	<i>Distribuição de tamanho das partículas</i>
δ	<i>Quantidade de água precipitável</i>
σ	<i>Seção transversal da atenuação Mie</i>
ρ	<i>Umidade absoluta do ar</i>
$\beta(\lambda)$	<i>Coefficiente de espalhamento</i>
ϵ_0	<i>Permissividade dielétrica do ar</i>
α_a	<i>Coefficiente de absorção aerossol</i>
β_a	<i>Coefficiente de atenuação aerossol</i>
τ_{ai}	<i>Transmitância devido à absorção atmosférica</i>
σ_I^2	<i>Variância de Rytov</i>
α_m	<i>Coefficiente de absorção molecular</i>
β_m	<i>Coefficiente de atenuação molecular</i>
σ_r^2	<i>Variância radial do deslocamento do feixe</i>
σ_s	<i>Seção transversal do espalhamento Rayleigh</i>
τ_s	<i>Transmitância devido ao espalhamento</i>
σ_x, σ_y	<i>Desvio padrão na direção x e y, respectivamente</i>
$\Delta x/\Delta t$	<i>Taxa de profundidade de chuva</i>

CAPÍTULO 4

C_n	<i>Coefficiente estrutural do índice de refração</i>
$H_n(x)$	<i>Polinômio de Hermite</i>
x	<i>Variável de entrada</i>
y	<i>Variável de saída</i>

RESUMO

Coura, Daniel J.C. Análise dos principais efeitos da propagação de sinais ópticos no, espaço livre, revestida de uma plataforma numérica eficiente. Santa Rita do Sapucaí, 2004. Instituto Nacional de Telecomunicações.

Esta dissertação apresenta os elementos-chaves de um enlace óptico, no espaço livre. Primeiramente, é feita uma análise do enlace no vácuo e, posteriormente, são introduzidos os efeitos causados pela propagação pela atmosfera terrestre.

Ao longo deste trabalho, ficará demonstrado como obter os principais parâmetros e os modos de propagação do feixe gaussiano, como também a atuação dos expansores de feixe, no alcance do enlace óptico. Este estudo também trata dos efeitos causados pela propagação na atmosfera, os quais são divididos em atenuação atmosférica e efeitos da variação do índice refrativo.

O estudo utiliza-se de ferramentas computacionais inéditas e preparadas durante a elaboração deste trabalho para algumas demonstrações, assim como para a análise dos elementos essenciais no enlace óptico. Uma série de programas visuais foram gerados, utilizando as ferramentas de programação *Matlab* e *C++ Builder*.

Palavras-chave : Feixe laser, Enlace óptico, Espaço livre, Expansores de Feixe, Espalhamento, Cintilação, Turbulência Óptica, Lentes, Hermite-Gaussiano.

ABSTRACT

Coura, Daniel J.C. Análise dos principais efeitos da propagação de sinais ópticos, no espaço livre, revestida de uma plataforma numérica eficiente. Santa Rita do Sapucaí, 2004. Instituto Nacional de Telecomunicações.

This dissertation presents the keys elements of an optical link in the free space. At first, we realize an analysis of the link through the vacuum and later a complementary study is done related with the effect caused by the atmosphere in the propagation.

Throughout this work it is demonstrated how to get the main parameters and the propagation modes of the Gaussian beam, as well as the performance of the beam expanders inside the reach of the optical link. This study also treats the effect caused for the propagation in the atmosphere, which are divided in the atmospheric attenuation and the variation of the refraction index.

The study will permit to present a set of original computational programs, which are elaborated during the preparation of this dissertation and it serves as a tool to visualize the theoretical topics, as well as to give a great contribution in the analysis of the fundamental parameters in the optical link. All the visual programs had been generated using the computer programming Matlab and C++ Builder.

Index Terms: Laser Beam, Optical Link, Free space, propagation, Beam expander, Scattering, Scintillation, Turbulence, Lents, Hermite-Gaussian.

Capítulo 1 - INTRODUÇÃO

Atualmente as telecomunicações desempenham um papel muito importante no mundo, de forma que, hoje, há uma grande necessidade de interligar as pessoas de um modo rápido e fácil, permitindo que elas interajam entre si, independente de suas posições geográficas.

Isto é conseguido através de sistemas de comunicações, conforme ilustrado na Figura 1.1.



Figura 1.1 – Arquitetura básica de um sistema de comunicação

O funcionamento básico deste sistema pode ser bem simplificado, de forma que ele pode ser descrito da seguinte forma: O transmissor recebe a informação que deve interligar dois pontos A e B, sendo A a entrada e B a saída do sistema, respectivamente. Através de uma modulação esta informação é inserida em uma onda eletromagnética denominada *portadora*, que atravessa o canal de comunicação até o receptor, onde a informação é retirada através de uma demodulação, com a informação sendo entregue no ponto B. Por mais simples que possa parecer esta idéia, algumas dificuldades inerentes podem surgir, como por exemplo: existem inúmeros tipos de modulação que podem ser adotados no enlace.

Duas formas básicas podem ser adotadas ao analisar o bloco canal de comunicação, objetivando alcançar os objetivos estabelecidos no projeto do enlace. As escolhas recaem sobre sistemas que utilizam meio guiado, via cabo ou fibra óptica ou meio não guiado (*wireless*). A seleção entre um ou outro tipo de sistema depende de certos fatores, tais como: a aplicação, a largura de banda necessária e

uma gama extensa de outros fatores . Esta é uma escolha difícil porque se deve procurar otimizar a relação custo - benefício.

Os sistemas que utilizam o meio guiado são compostos pelo cabeamento metálico, que incluem pares trançados e cabos coaxiais e pelo cabeamento óptico, que é a fibra óptica. Os aspectos fortes deste tipo de sistema são a confiabilidade e o grande alcance em distância, mas possuem um custo inicial de instalação elevado e necessitam de um tempo maior para sua implementação. Estes dois últimos fatores são devidos à necessidade da instalação do meio por onde trafega a informação, antes do funcionamento do sistema. Devido a estes problemas, o sistema guiado não pode ter seu lugar físico trocado, sem que haja um custo muito grande, de forma que se pode dizer, então, que é um sistema com pouca maleabilidade.

Os sistemas não guiados são maleáveis, por não possuírem um custo inicial alto, de forma que podem ser rapidamente instalados e desinstalados. Isto implica que podem ser trocados de lugar para atender a demandas que surjam e, quando esta demanda não existir mais, podem ser alocados para outros lugares. Não possuem, porém, a mesma confiabilidade e alcance máximo dos sistemas guiados.

É usual proceder a uma classificação destes sistemas em relação à frequência da portadora a ser utilizada para o transporte da informação. Eles se dividem em dispositivos de Rádio-Frequência (RF), que utilizam frequência do espectro eletromagnético abaixo de 100 GHz, e dispositivos ópticos que utilizam a luz como portadora, cuja frequência está na faixa 187.5 THz a 789 THz.

As frequências de RF, que são as mais utilizadas para os sistemas não guiados, estão divididas em várias bandas como ondas milimétricas, microondas, ondas curtas e ondas longas. Estas são utilizadas para várias aplicações como, por exemplo: transmissão de rádio e de televisão, comunicação entre aeronaves e veículos.

Com o advento da invenção do *LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)*, um grande número de renomados centros de pesquisa tem utilizado este dispositivo para os sistemas de comunicações, primeiramente para sistemas guiados, constituídos das fibras ópticas e, mais recentemente, pelas transmissões em meios não guiados. Este último sistema de comunicação a laser recebeu o nome de *Lasercom*.

Fazendo uma comparação entre os Sistemas RF e *Lasercom*, surgem vantagens significativas, simplesmente pelo uso de comprimentos de ondas associadas às ondas ópticas (alta frequência). Entre elas estão :

- A pequena antena (*Telescópio*): pequeno tamanho e peso dos componentes;
- Concentração de potência em um feixe bem estreito, de forma a criar um canal bastante seguro, evitando interferência mútua;
- Como o espectro da portadora do sinal está na faixa óptica ocorre um aumento no potencial de modulação e, conseqüentemente, isto pode acarretar em um aumento da taxa de transmissão no enlace.

Existem, porém, algumas desvantagens criadas pelo uso de ondas curtas que são :

- A alta diretividade do feixe laser torna a aquisição e alinhamento muito mais difícil;
- A criação de componentes ópticos demanda o uso de uma tecnologia própria diferente daquelas associadas aos sistemas de RF, que estão em um estágio avançado de desenvolvimento;
- A atuação dependente de alguns fatores da propagação pela atmosfera, tal como poeira, névoa, chuva, neve e turbulência.

Dos problemas, o mais sério é a vulnerabilidade dos sistemas *Lasercom* aos efeitos atmosféricos, que provocam perdas de potência e distorções no feixe laser.

As perdas de potência associadas com radiação de feixes lasers na faixa visível e infravermelho (*infrared - IR*) são causadas por absorção, espalhamento dos gases e partículas constituintes da atmosfera e as distorções ocorrem através da turbulência óptica.

O sistema *Lasercom*, por ser mais ágil e possuir um menor custo, está sendo considerado como uma opção viável quando comparado à fibra óptica, pois permite o acesso a altas larguras de banda para curtas distâncias. Para longos enlaces terrestres, porém, as vantagens das fibras ópticas são insuperáveis, sendo este guia de onda o melhor meio para o transporte em longa distância com alta largura de banda.

O *Lasercom* está ganhando aceitação do mercado como ferramenta funcional para acesso em alta largura de banda sem fios. As áreas cogitadas para a aplicação dos sistemas *Lasercom* são numerosas, incluindo o uso militar, enlace entre prédios,

enlaces que atravessem ruas ou rodovias que não possam utilizar a fibra óptica, enlaces via satélite ou aeronaves e entre satélites de diferentes órbitas.

O assunto propagação da luz pela atmosfera vem sendo estudado desde muitos anos atrás, quando os astrônomos perceberam que a luz vinda das estrelas sofria influência da atmosfera [1]. Desde lá o assunto vem sendo desenvolvido; porém há poucos anos, desde a invenção dos lasers, o assunto tem sido levado para o lado das comunicações, por oferecer um canal de largura de banda muito grande, o que permite altas taxas de transmissão.

Nesta dissertação são apresentados os componentes básicos do sistema *Lasercom* e os principais efeitos lineares da propagação da luz pela atmosfera, que serão demonstrados, utilizando-se simulações e cálculos computacionais.

O segundo capítulo irá tratar da propagação do feixe laser no vácuo. Inicialmente é apresentado o feixe Laser Gaussiano, demonstrando como evoluir da Equação de *Helmholtz* para o modo fundamental de propagação do feixe Gaussiano. Após isto, faz-se uma análise dos parâmetros do feixe Gaussiano, demonstrando como tais parâmetros se alteram durante a propagação no vácuo. O segundo capítulo também apresenta os dispositivos conhecidos como expansores de feixe, que possuem um papel fundamental na criação dos enlaces ópticos. No final do capítulo faz-se uma análise com um receptor de detecção direta, o mais utilizado em tais enlaces.

O terceiro capítulo analisa os principais efeitos lineares da propagação da luz e a atuação da turbulência óptica na propagação do feixe laser Gaussiano pela atmosfera terrestre. Isto é feito separando-se cada efeito e, através de gráficos e simulações, demonstrando - se como cada um interfere no enlace óptico como um todo.

O quarto capítulo apresenta todos os programas visuais que foram criados para ilustrar a dissertação. Apresenta a forma e como foram criados, mostrando as soluções numéricas dadas aos problemas encontrados. Em soma ao quarto capítulo foram criados alguns apêndices para mostrar as soluções numéricas, apresentadas na forma da linguagem de programação C++.

Capítulo 2 - PROPAGAÇÃO DO FEIXE NO VÁCUO

2.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão tratados os principais princípios que governam a propagação da luz no vácuo; primeiramente, mostrando como se dá esta propagação e, posteriormente, alguns dispositivos para a construção de um enlace de comunicação.

2.2. ÓPTICA DOS FEIXES GAUSSIANOS

Existem soluções especiais para as equações de ondas eletromagnéticas que possuem a forma de feixes estreitos, com as características de terem um perfil de intensidade radial, cuja largura varia ao longo do feixe com uma distribuição gaussiana, comportando-se também na forma de ondas esféricas. Estes feixes estreitos são conhecidos como Feixes Gaussianos e possuem um conjunto de modos que são criados, naturalmente, pelas cavidades ressonantes dos lasers.

2.2.1. SOLUÇÃO TIPO FEIXE PARA EQUAÇÕES DE ONDAS

A equação de onda para qualquer campo U de uma onda eletromagnética é :

$$\nabla^2 U - \mu \epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1)$$

onde ϵ_r é a permissividade dielétrica relativa e μ é a permeabilidade magnética, sendo que ambas constantes do meio podem variar com a posição. As soluções da Eq. (2.1) são resolvidas na literatura clássica usando o método de separação de variáveis gerando ondas na forma :

$$U = U(x, y, z)e^{i[\omega t - k(r)r]} \quad (2.2)$$

sendo $r=(x^2+y^2)^{1/2}$ e $k(r)$ uma função que pode incluir situações onde o meio não tem o índice refrativo uniforme [2][6]. Substituindo (2.2) em (2.1), como está demonstrado no Anexo A, decorre que¹:

$$\nabla^2 U + \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 \omega^2 U = 0 \quad (2.3)$$

Desta forma, a constante de propagação é expressa por :

$$k = \omega \sqrt{\mu_r \mu_0 \varepsilon_r \varepsilon_0} \quad (2.4)$$

o que acarreta que a equação (2.3) adquire a forma :

$$\nabla^2 U + k^2(r)U = 0 \quad (2.5)$$

Esta forma, independente no tempo da equação de onda, é conhecida na literatura como equação de **Helmholtz** [2]. Para o estudo a que se propõe este trabalho, a equação (2.5) é desmembrada na forma :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k^2 U = 0 \quad (2.6)$$

Admitindo a onda oriunda de um campo elétrico temos:

$$U = E = E_0 \psi(x, y, z) e^{-ikz} \quad (2.7)$$

¹ Esta dedução segue a linha de raciocínio traçada nas referências [2] e [6], com as adaptações necessárias pertinentes a este caso.

Usando a representação (2.7) em (2.6), como está verificado no Anexo B, obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.8)$$

A solução requerida para o caso deste estudo é uma solução do tipo feixe, onde há uma grande concentração de energia, em uma região do plano transversal. Com isto, pode-se admitir que ψ irá variar, lentamente, com z , tornando $\partial^2 \psi / \partial z^2$ e $\partial \psi / \partial z$ desprezíveis. Como $\partial \psi / \partial z$, porém, é multiplicado por k , o qual tem um valor elevado em amplitude, este termo terá que ser levado em conta.

Com estas aproximações, a equação (2.8) se torna :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (2.9)$$

A equação (2.9) estabelece a lei fundamental que governa os feixes. Buscando soluções exponenciais do tipo [2][6]:

$$\psi(x, y, z) = \exp \left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\} \quad (2.10)$$

onde : $r^2 = x^2 + y^2$ é o quadrado da distância do ponto (x, y) à origem do sistema, $P(z)$ representa o fator de atraso de fase e $q(z)$ é o parâmetro do feixe que está relacionado com o raio do feixe e raio da frente de fase do feixe e será abordado posteriormente.

A substituição de (2.10) em (2.9), detalhada no anexo C, leva a :

$$-\frac{k^2}{q^2(r)} \left(1 - \frac{\partial q(z)}{\partial z} \right) (r^2) - 2k \left[\frac{i}{q(z)} + \frac{\partial P(z)}{\partial z} \right] = 0 \quad (2.11)$$

Como a equação (2.11) deve ser verdadeira para todos os valores reais de r , as duas parcelas que a compõem são independentes e iguais a zero [2][6]:

$$-2k \left[\frac{i}{q(z)} + \frac{\partial P(z)}{\partial z} \right] = 0 \quad (2.12)$$

A arbitrariedade de k permite concluir que :

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\frac{i}{q(z)} \quad (2.13)$$

e, de forma análoga tem-se :

$$-\frac{k^2}{q^2(r)} \left(1 - \frac{\partial q(z)}{\partial z} \right) (r^2) = 0 \quad (2.14)$$

o que resulta em:

$$\frac{\partial q(z)}{\partial z} = 1 \quad (2.15)$$

A solução da equação acima é dada por :

$$q(z) = q_0 + z \quad q(0) = q_0 \quad (2.16)$$

sendo que o fator $q(z)$ pode ser um número real ou complexo. Obtemos, desta forma, em (2.10), uma solução de onda ψ_0 na forma:

$$\psi_0 = \exp \left[-i \frac{kr^2}{2q(z)} \right] \exp[-iP(z)] \quad (2.17)$$

Observando a equação acima e admitindo o parâmetro $q(z)$ real, a parcela $|\exp[-ikr^2/2q(z)]| = 1$ para todos os valores de r . Isto acarreta que a fase mudaria

mais rápido com o aumento de r , enquanto que a amplitude se manteria constante. Este não é o procedimento natural para caracterizarmos um feixe.

Por outro lado, admitindo $q(z)$ complexo na forma $q(z) = z + iz_0$, a parte real z de $q(z)$ mais a parte real de q_0 representariam apenas um deslocamento no espaço. Desta forma, escolhendo o complexo q_0 com parte real zero e $z = 0$, a equação (2.16) se transforma em :

$$q(z) = q_0 = iz_0 \quad (2.18)$$

A equação (2.17) se apresenta simplificada na forma :

$$\psi_0 = \exp\left[-\frac{kr^2}{2z_0}\right] \exp[-iP(z)] \quad (2.19)$$

Nesta forma, a amplitude em módulo decai rapidamente com r . Por exemplo, se o valor de pico for igual a E_p , a amplitude do feixe atinge o valor de $E_p e^{-1}$, se $r = (2z_0/k)^{1/2}$.

Este valor é bem significativo, pois representa a maior fração de potência contida no feixe, em $z = 0$, sendo conhecido como “*tamanho de mancha mínimo*” (*minimum spot size*) ou o raio mínimo do feixe. Na Figura 2.1 este parâmetro é representado por w_0 .

$$w_0^2 = \frac{2z_0}{k} \Leftrightarrow z_0 = \frac{k w_0^2}{2} \quad (2.20)$$

Deste modo, o campo irá variar com $\exp(-r^2/w_0^2)$ no plano $z = 0$. Assim sendo, w_0 é o valor mínimo do raio do feixe.

Para qualquer valor de z , o valor de $q(z)$ terá variação de acordo com a equação (2.16). A análise $z \neq 0$ requer uma abordagem distinta, dispondo $q(z)$ segundo a equação:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{z + iz_0} = \frac{z}{z^2 + z_0^2} - i \frac{z_0}{z^2 + z_0^2} \quad (2.21)$$

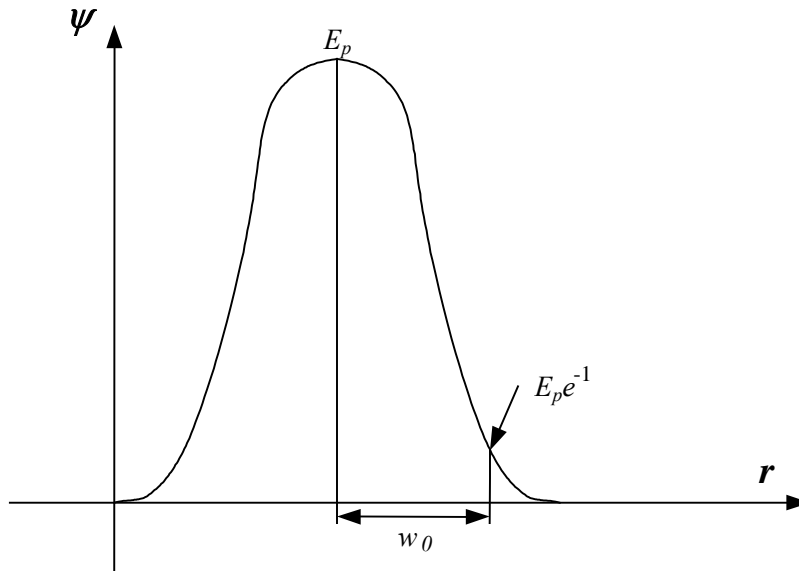


Figura 2.1 - Variação do campo no plano transversal, em $z = 0$

Retornando à equação (2.17), concluímos que a função de onda ψ_0 fica na forma :

$$\psi_0 = \left\{ \exp \left[-\frac{kz_0 r^2}{2(z^2 + z_0^2)} \right] \right\} \left\{ \exp \left[-i \frac{kz r^2}{2(z^2 + z_0^2)} \right] \right\} \left\{ \exp[-iP(z)] \right\} \quad (2.22)$$

O primeiro termo da equação (2.22) atua na amplitude do feixe, fazendo com que esta decresça com o crescimento de r . Igualmente, o valor de pico unitário é obtido para $r = 0$, cai de $(1/e)$ quando $r = \{2(z^2 + z_0^2)/kz_0\}^{1/2}$.

Analogamente ao caso anterior, o “tamanho de mancha” ou raio do feixe é definido pela relação:

$$w^2(z) = \frac{2(z_0^2 + z^2)}{kz_0} = \frac{2z_0}{k} \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (2.23)$$

Considerando que :

$$k = \frac{\omega}{c} \eta = \frac{2\pi f}{c} \eta = \frac{2\pi}{\lambda} \eta \quad (2.24)$$

com η : índice de refração, ω : frequência angular e λ : comprimento de onda. Na equação (2.23) obtemos para $w_0 = w(0)$:

$$z_0 = \frac{k w_0^2}{2} = \frac{\pi \eta w_0^2}{\lambda} \quad (2.25)$$

A equação (2.23) se torna :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z \lambda}{\pi \eta w_0^2} \right)^2 \right] \quad (2.26)$$

A fim de representar o segundo termo da equação (2.22), de uma forma mais aglutinada, definimos o raio da frente de fase do feixe $R(z)$ na forma :

$$R(z) = \frac{1}{z} (z^2 + z_0^2) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] = z \left[1 + \left(\frac{\pi \eta w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (2.27)$$

Na abordagem do terceiro termo exponencial da equação (2.22), sabendo-se que $P(z)$ se relaciona com $q(z)$ na forma:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\frac{i}{q(z)} = -\frac{i}{z + iz_0} \quad (2.28)$$

decorre que:

$$\int \frac{\partial P(z)}{\partial z'} dz' = \int \frac{-i}{z + iz_0} dz' \quad (2.29)$$

e, portanto :

$$P(z) = -i \int \frac{dz'}{z + iz_0} \quad (2.30)$$

A parcela $iP(z)$ é obtida multiplicando (2.30) pelo fator i , obtendo :

$$iP(z) = + \int \frac{dz'}{z + iz_0} \quad (2.31)$$

Usando a primitiva :

$$\int \frac{dx}{ax + b} = \frac{1}{a} \ln(ax + b) + c \quad (2.32)$$

onde a , b , e c são constantes, a equação (2.31) se torna ²:

$$iP(z) = \ln(z' + iz_0) \Big|_0^z = \ln(z + iz_0) - \ln(iz_0) \quad (2.33)$$

$$iP(z) = \ln\left(\frac{z + iz_0}{iz_0}\right) \quad (2.34)$$

tem-se que :

$$\frac{z + iz_0}{iz_0} = \frac{z + iz_0}{iz_0} \cdot \frac{iz_0}{iz_0} = 1 - i \frac{z}{z_0} \quad (2.35)$$

e, substituindo em (2.34) fica :

² A integração em (2.33) é efetuada no domínio complexo e, sendo assim, deve ser feita uma escolha compatível dos ramos das “Folheações da Superfície de Riemann” de ambas as funções complexas $\ln(z+iz_0)$ e $\ln(iz_0)$.

$$iP(z) = \ln\left(1 - i \frac{z}{z_0}\right) \quad (2.36)$$

Desta forma, a exponencial na Eq. (2.22) adquire a forma :

$$e^{-iP(z)} = e^{-\ln\left(1 - i \frac{z}{z_0}\right)} = \frac{1}{e^{\ln\left(1 - i \frac{z}{z_0}\right)}} = \frac{1}{1 - i \frac{z}{z_0}} \quad (2.37)$$

Usando a representação trigonométrica dos números complexos,

$$1 + i\left(-\frac{z}{z_0}\right) = a(\cos \phi + i \operatorname{sen} \phi) = ae^{i\phi} \quad (2.38)$$

sendo que

$$a = \sqrt{1^2 + \left(-\frac{z}{z_0}\right)^2} = \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2.39)$$

O fator ϕ é obtido da seguinte forma :

$$\operatorname{tg} \phi = \frac{-\frac{z}{z_0}}{1} = -\frac{z}{z_0} \therefore \phi = \operatorname{tg}^{-1}\left(-\frac{z}{z_0}\right) = -\operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.40)$$

Então :

$$ae^{i\phi} = \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2} e^{-i \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (2.41)$$

Portanto, substituindo a Eq. (2.41) na Eq. (2.37), tem-se :

$$e^{-iP(z)} = \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{1/2}} e^{itg^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)} \quad (2.42)$$

A substituição das expressões (2.23), (2.37) e (2.42), na equação (2.7), permite deduzir a expressão para o modo fundamental $TEM_{0,0}$:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-i\frac{kr^2}{2R(z)}} e^{-i\left[kz - tg^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]} \quad (2.43)$$

O primeiro termo exponencial da equação (2.43) determina a amplitude do campo, de forma que :

$$\left| \frac{E(x, y, z)}{E_0} \right| = \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \quad (2.44)$$

onde E_0 é amplitude do campo no ponto $(x,y,z)=(0,0,0)$.

A Figura 2.2 ilustra o comportamento do espalhamento, devido à difração do modo $TEM_{0,0}$ e, ao observar os pontos (e^{-1}) percebe-se que estes pontos afastam-se do eixo z . Isto implica que, quando o feixe se propaga, o seu raio aumenta em função de z . Este fenômeno é conhecido como divergência do feixe ou expansão do feixe. O cálculo do ângulo de divergência do feixe pode ser realizado notando que, se $z \gg z_0$ a Eq. (2.23) pode ser escrita da seguinte forma :

$$w(z \gg z_0) = \frac{w_0 z}{z_0} = \frac{\lambda z}{\pi \eta w_0} \quad (2.45)$$

Utilizando a regra dos triângulos retângulos, o ângulo de expansão do feixe, também conhecido como ângulo de divergência do feixe, é :

$$\frac{\theta}{2} = \text{tg}^{-1} \frac{w(z)}{z} = \text{tg}^{-1} \frac{\lambda}{\pi \eta w_0} \quad (2.46)$$

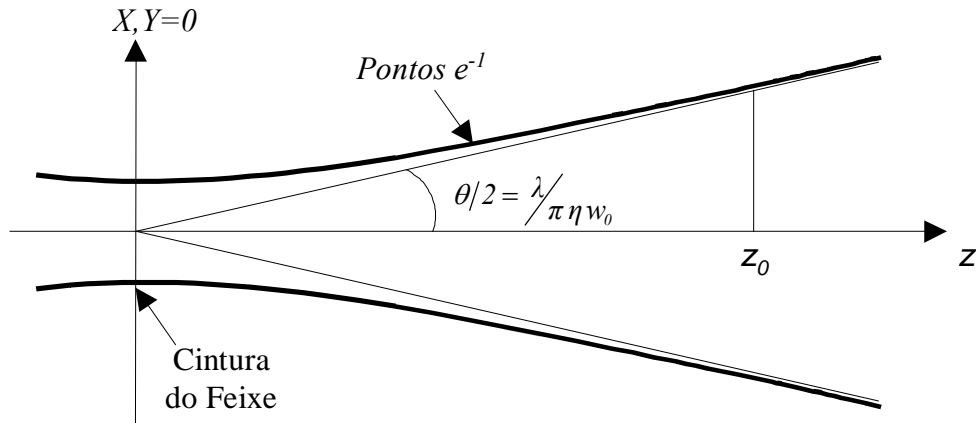


Figura 2.2- Espalhamento do modo $TEM_{0,0}$

Como o ângulo é pequeno, se o feixe tem pequena divergência, pode-se escrever :

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\lambda}{\pi \eta w_0} \therefore \theta = \frac{2\lambda}{\pi \eta w_0} \quad (2.47)$$

O segundo termo exponencial da equação (2.43) representa o fator de fase radial, indicando que o plano z constante não é uma superfície equifásica. Como $r > 0$, a fase tem decaimento para $z > 0$. O fator $R(z)$ representa o raio da curvatura da superfície equifásica. A Figura 2.3 mostra as superfícies equifásicas geradas pelo fator $R(z)$, nos pontos $z_1 < z_2 < z_3 < z_4$.

O terceiro termo exponencial da equação (2.43) representa o fator de fase longitudinal e expressa a mudança de fase do feixe na direção da propagação.

2.2.2. EQUAÇÃO DO LASER HERMITE-GAUSSIANO

São inúmeras as razões que fazem com que o laser não oscile nos modos de ordem baixas. Entre elas, cabe destacar:

- *Linha de sujeira :*
- *Problemas na fabricação:*

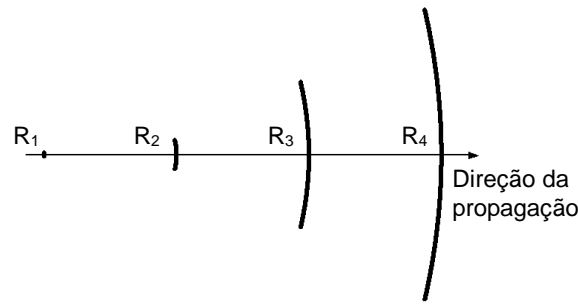


Figura 2.3 - Superfícies equifásicas do feixe

Os projetos modernos e atuais requerem que o laser oscile de modo a maximizar a maior taxa de “ganho por perda” (*gain-to-loss*). Isto requer que, no projeto, seja considerada a possibilidade de a estrutura não ser simétrica e cilíndrica. Neste caso, pode-se fazer o modelamento com coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) ou cartesianas (x, y, z) . Diferentes descrições dos modos aplicam-se para cada sistema de coordenadas, sendo usado, na grande maioria o sistema de coordenadas cartesianas.

Christopher C. Davis [2] e Verdeyen Joseph Thomas [6], utilizando substituições diretas para satisfazer a equação (2.9), conseguem a equação do Laser Hermite-Gaussiano:

$$\frac{E(x, y, z)}{E_{m,p}} = H_m\left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)}\right) H_p\left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)}\right) \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{-i\frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)}} e^{-i\left[kz - (1+m+p)\text{tg}^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right]} \quad (2.48)$$

sendo $H_m(x)$ e $H_p(x)$ os polinômios de Hermite de ordem m e p ³. A variação de intensidade lateral tem representação :

$$I(x, y, z) \propto |E(x, y, z)|^2 \quad (2.49)$$

Através de análise numérica das expressões (2.48) e (2.49) foram criados programas que constroem os gráficos em 2D e 3D dos principais modos do Laser Hermite-Gaussiano. Foram criados 2 programas: um na plataforma *Matlab* da *MathWorks* e um outro para a plataforma *C++ Builder 6* da *Borland*.

³ A equação (2.48) é a expressão generalizada da equação (2.43) onde temos $m=p=0$. Detalhe da dedução pode ser encontrado nas referencias citadas.

O primeiro programa é apresentado no Apêndice I. Através dele foram gerados os gráficos das Figura 2.4, Figura 2.5 e Figura 2.6.

A plataforma numérica *MatLab*, porém, não permite que o código seja otimizado de forma que, para gráficos com uma alta resolução, o programa leva um tempo muito extenso para plotar tais gráficos, sobretudo na análise dos modos de ordem superior.

Uma forma de fugir deste problemas é a utilização de plataformas que construam programas que possam ser otimizados. Estas plataformas, além de produzirem programas mais velozes, permitem que estes possam ser executados em qualquer computador. A plataforma escolhida foi o *C++ Builder 6* da *Borland*, que produz programas visuais. O programa implementado é apresentado no Capítulo 4.

Cada uma das figuras 2.4, 2.5 e 2.6 possui três itens, cada um deles composto por dois gráficos : o primeiro sendo relativo à distribuição do campo elétrico e o segundo relativo à distribuição da intensidade. Na parte (a) dessas figuras têm-se as distribuições apresentadas em um gráfico em 3 dimensões, onde o eixo z está na direção do topo da figura. Os itens (b) e (c) foram criados para prover uma melhor visualização dos modos: o item (b) coloca o observador no eixo x , a uma distância suficiente para que seja possível ver toda a distribuição, enquanto no item (c) o observador é disposto no eixo z e observa a seção transversal do campo, na direção de propagação (*plot contour*).

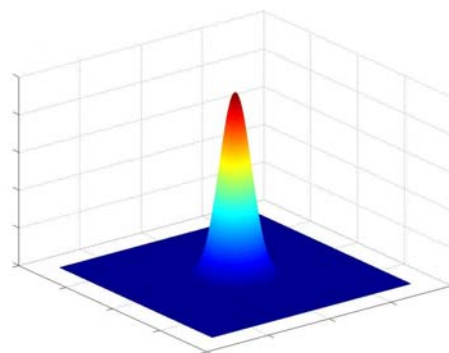
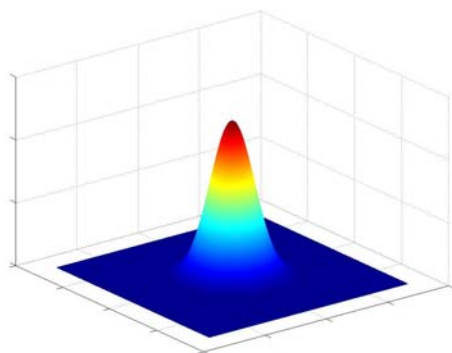
Nas figuras 2.4, 2.5 e 2.6 estão os gráficos normalizados para o laser Hermite-Gaussiano nos modos $TEM_{0,0}$, $TEM_{1,0}$ e $TEM_{2,3}$, respectivamente.

2.3. OS EXPANSORES DE FEIXE

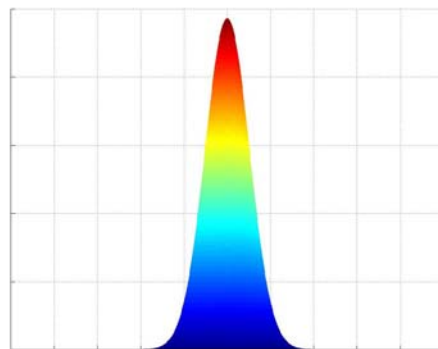
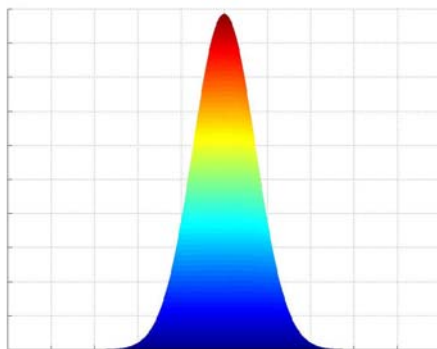
Como visto anteriormente, o feixe possui uma divergência que provoca um alargamento do seu diâmetro. Por isso, no final do enlace deve existir um dispositivo para concentrar a potência do feixe em uma pequena área. O dispositivo utilizado para este fim é a lente e sua forma e tamanho desempenham um papel fundamental na quantidade de potência que o receptor irá receber. Caso esta lente tenha o diâmetro menor que o diâmetro do feixe, parte da potência será perdida. Uma relação ótima entre o diâmetro do feixe e o diâmetro da lente é um fator muito importante a ser considerado na transmissão do feixe.

Distribuição de Campo

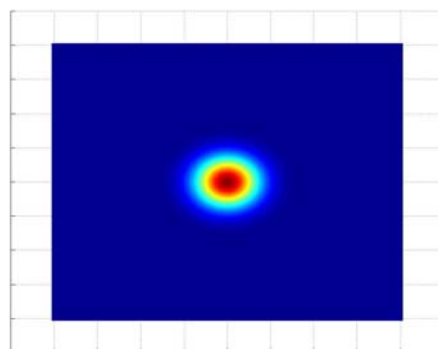
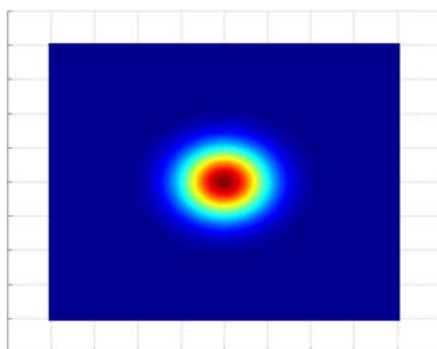
Distribuição de Intensidade



(a)



(b)

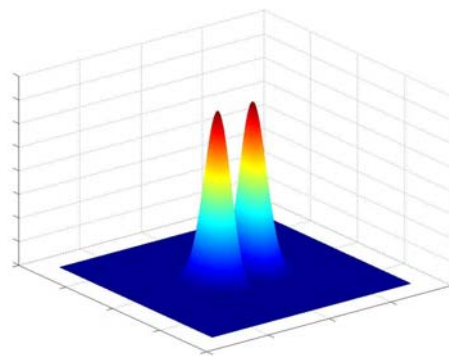
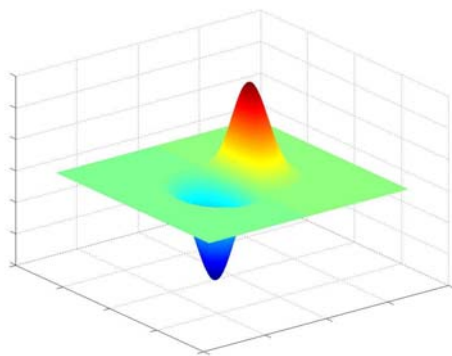


(c)

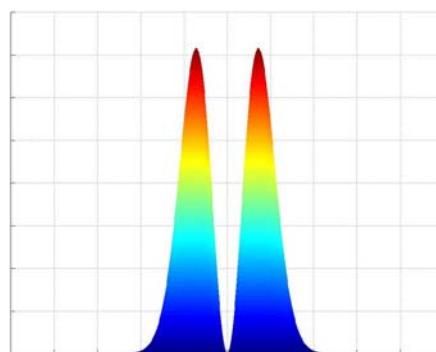
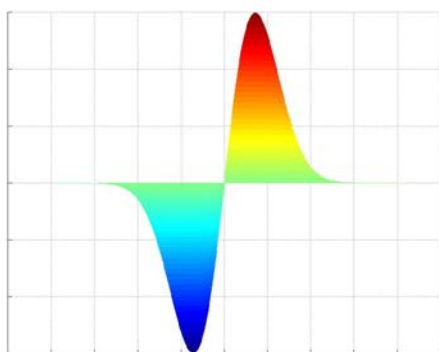
Figura 2.4 - Modo $TEM_{0,0}$ do Laser Hermite-Gaussiano

Distribuição de Campo

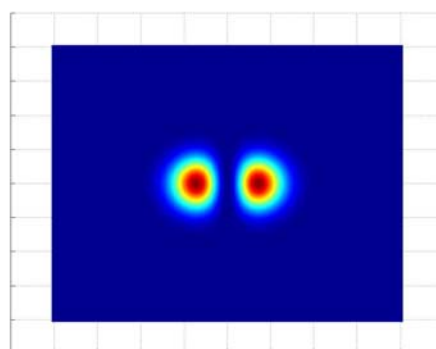
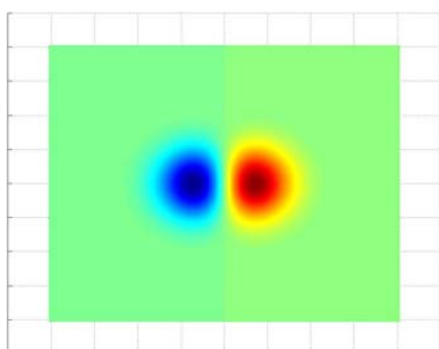
Distribuição de Intensidade



(a)



(b)



(c)

Figura 2.5 - Modo $TEM_{1,0}$ do Laser Hermite-Gaussiano

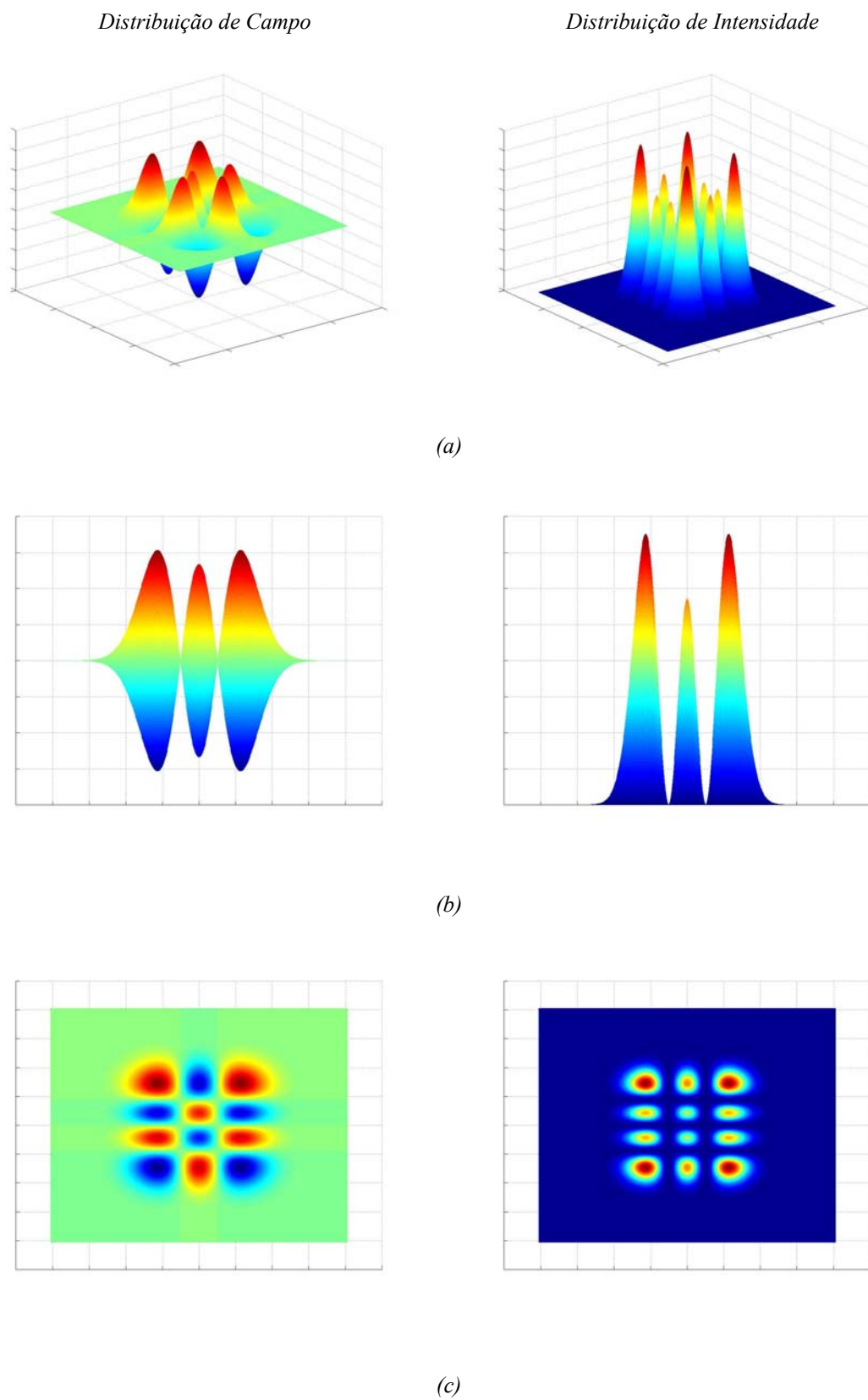


Figura 2.6 - Modo $TEM_{2,3}$ do Laser Hermite-Gaussiano

Existe também o problema do tamanho pratico da lente no receptor, isto é, o diâmetro do feixe não deve ser demasiadamente grande porque isto acarretaria o uso de uma lente grande no receptor o que, por sua vez, pode limitar a distância do enlace, no caso em que não seja possível dispor de uma lente que cubra o raio do feixe completamente. Quanto menor o diâmetro do feixe no final do enlace, menor poderá ser a lente que irá recebê-lo. Existem outros fatores, porém, que devem ser levados em conta, tais como: a obstrução ocasional do feixe e a potência por área. Quanto mais estreito for o feixe mais facilmente este será obstruído e uma potência maior será concentrada em uma determinada área.

O problema de se concentrar muita potência em uma área reside no fato de que o feixe pode ser muito perigoso e danoso às pessoas, animais e veículos que o cruzarem. Então, para garantir uma transmissão segura e livre de obstrução, deve-se ter um diâmetro mínimo para o feixe de forma que se tenha um nível de potência por área com um grau considerável de segurança. A quantidade de potência que pode ser considerada segura depende de alguns fatores, como por exemplo, o comprimento de onda [3][30][47].

Desta forma, o feixe deve ter um diâmetro mínimo, sendo minimizado também o ângulo de divergência. Ao analisar a equação do ângulo de divergência do feixe, Eq. (2.47), percebe-se que, com um comprimento de onda menor ou com um raio mínimo do feixe (w_0) maior, o ângulo de divergência torna-se menor e, desta forma, o diâmetro do feixe irá variar com menos intensidade durante o caminho da propagação, causando uma maior concentração de potência em uma área menor, no final do enlace.

Como um exemplo, vamos considerar um feixe laser propagando-se no vácuo em um enlace de 100 Km. A Tabela 2.1 foi construída para demonstrar como a variação do raio do feixe e o seu comprimento de onda podem influir no tamanho do raio do feixe no final do enlace. Foi escolhida uma grande distância para que isto fique mais claro.⁴

⁴ As criações dos gráficos e tabelas deste parágrafo seguem os conceitos teóricos abordados na referência [1].

Tabela 2.1 - Comparando os raios dos feixes que variam no comprimento de onda e no raio mínimo do feixe.

Comprimento de onda	Raio mínimo do feixe	Raio do feixe após 100 Km
1550 nm	1 mm	49.33 m
	100 mm	0.5034 m
800 nm	1 mm	25.46 m
	100 mm	0.274 m

A Figura 2.7 ilustra os gráficos de raio e de área do feixe, a relação entre a divergência e o raio mínimo do feixe. Estes gráficos foram gerados com a função fornecida no apêndice II, mantendo o comprimento de onda fixo e variando o raio mínimo do feixe. Pode-se observar que o feixe com o maior raio mínimo de feixe varia muito menos na intensidade e, no final do enlace, é o que tem o menor raio e, conseqüentemente, a menor área de feixe.

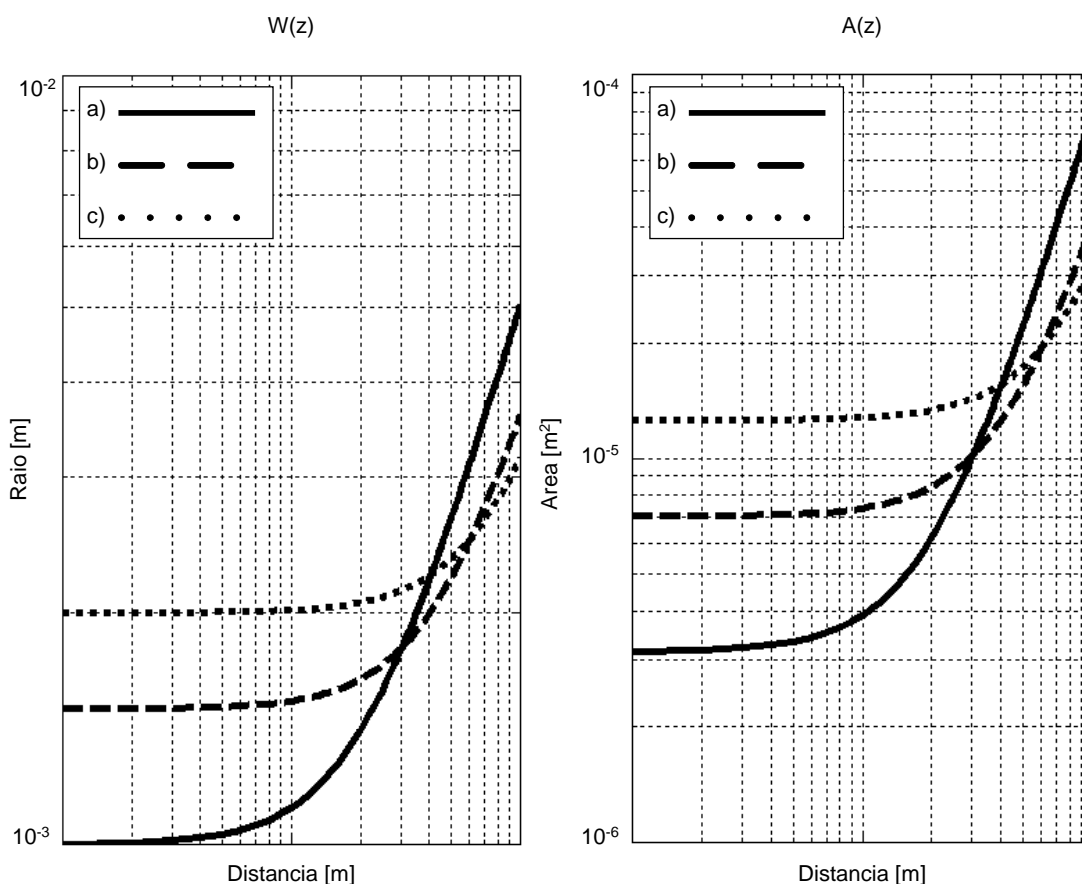


Figura 2.7 - Gráfico comparando o raio w e área do feixe para as cinturas de feixe com w_0 com o valor : a) 1×10^{-3} m, b) 1.5×10^{-3} m, c) 2.0×10^{-3} m, para $\lambda = 1550$ nm.

Para variar o raio mínimo do feixe são utilizados os dispositivos ópticos conhecidos como *Expansores de Feixe*. O *Expansor de Feixe* é um telescópio invertido, que na forma mais simples consiste de uma lente de foco pequena seguida de uma lente de foco grande como aparece na representação da Figura 2.8. Como em um telescópio, estas duas lentes são separadas por uma soma de comprimentos dos focos, simbolizados por f_1 e f_2 .

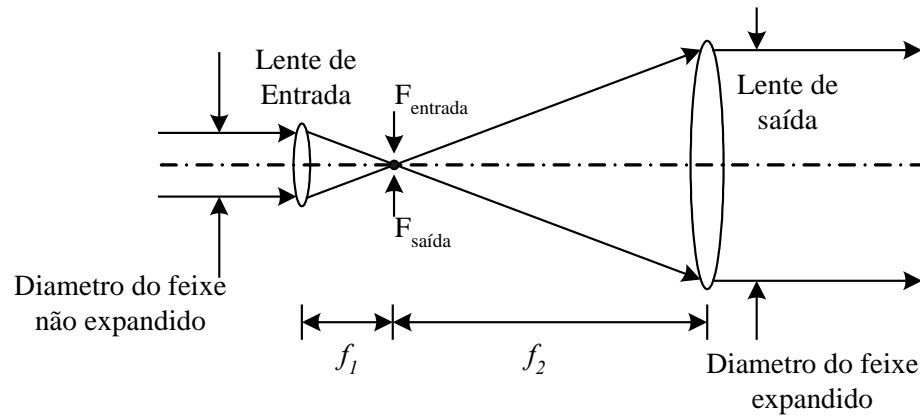


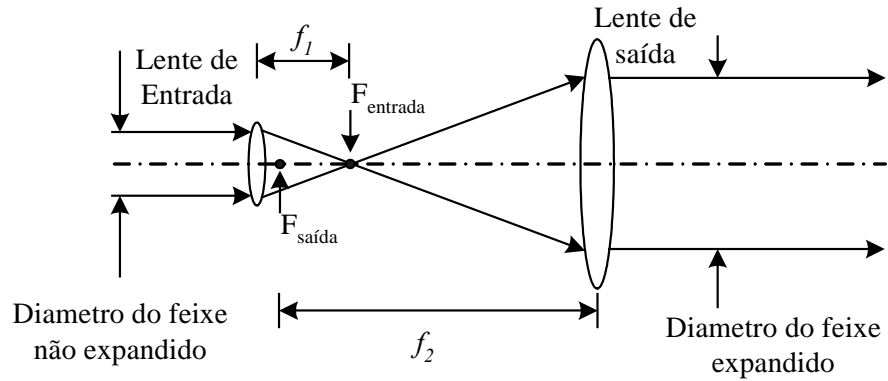
Figura 2.8 – O expansor de Feixe laser [1]

O diâmetro do feixe expandido D_0 é determinado por [1] :

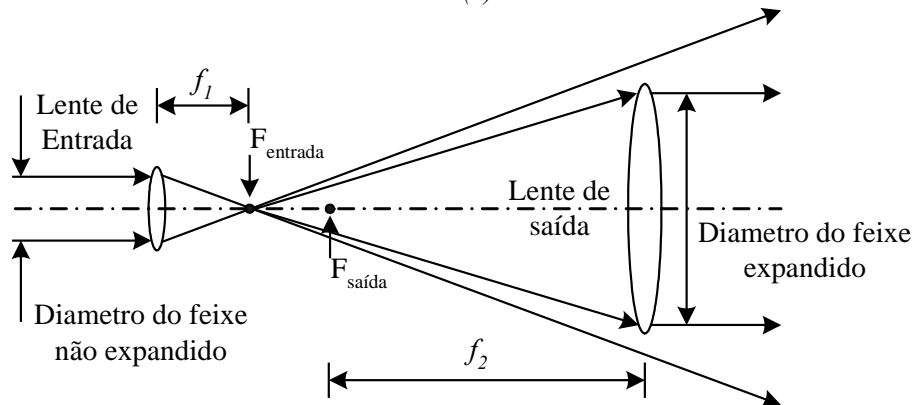
$$D_0 = \left(\frac{f_2}{f_1} \right) D_i \quad (2.50)$$

onde f_1 e f_2 são os comprimentos focais das lentes de entrada e saída, respectivamente, e D_i é o diâmetro do feixe não expandido. Para a Eq. (2.50) ser válida, o ponto focal da lente de entrada deve coincidir com o ponto focal da lente de saída, como demonstrado na Figura 2.8. Quando o ponto focal da lente de entrada está posicionado à direita do ponto focal da lente de saída, o diâmetro máximo do feixe expandido irá diminuir e a lente de saída não será bem aproveitada, como demonstrado em (a) na Figura 2.9. No outro caso, quando o ponto focal da lente de entrada está à esquerda, o maior diâmetro possível do feixe de saída será o tamanho do diâmetro da lente de saída, o qual será muito pequeno para acomodar todo o feixe. O resultado será o decrescimento da potência radiada no feixe de saída, como demonstrado em (b) na Figura 2.9. Dos dois tipos de posicionamento errados o

segundo é o pior, pois no primeiro não há perda de potência, só uma diminuição do diâmetro do feixe expandido, enquanto que, no segundo existe, uma perda real de potência.



(a)



(b)

Figura 2.9 - Expansor com lentes na posição incorreta

O novo ângulo de divergência com as lentes apropriadas é :

$$\theta_0 = \left(\frac{f_1}{f_2} \right) \theta_i \tag{2.51}$$

onde : $\theta_i \cong \lambda/D_i$ e θ_0 são os ângulos mostrados na Figura (2.10). Fazendo uso da Eq. (2.50) na Eq. (2.51) temos:

$$\theta_0 \cong \left(\frac{D_i}{D_0} \right) \theta_i \tag{2.52}$$

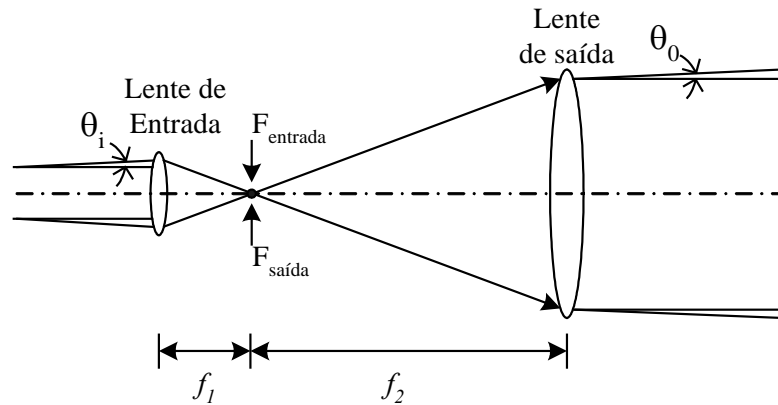


Figura 2.10–Expansor de feixe com lentes apropriadas e com ângulos de divergência

Os dois tipos básicos de *Expansores de Feixes* são o telescópio Kepler e o telescópio de Galileo, como mostrados na Figura 2.11. A principal diferença entre eles é que o primeiro só deve ser utilizado na atmosfera com baixa potência, enquanto o segundo pode ser utilizado com alta potência. O motivo é que na atmosfera existe um efeito conhecido como ruptura do ar (*Air Breakdown*). Este efeito é causado quando se tem muita potência óptica concentrada em uma determinada área, provocando a ionização do ar no ponto. Quando isto ocorre, o fenômeno se parece com uma fagulha entre dois eletrodos de alta voltagem, sendo que a maior parte da energia será absorvida pelo ar ionizado. O feixe será atenuado e seu formato será distorcido. Como o telescópio Kepler concentra muita energia em uma pequena área entre as lentes, ele não deve ser usado para alta potência quando houver ar entre suas lentes.

Quando a intensidade do feixe não é suficientemente forte para que ocorra a ruptura do ar, o expansor Kepler é mais vantajoso que o expansor de Galileo. Isto pode ser justificado pelo fato de o primeiro deles permitir a utilização dos dispositivos chamados filtros espaciais, os quais removem a chamada “*luz espúria*” (*stray light*) que, geralmente, acompanha o Feixe Laser.

A presença da luz espúria é comum nos casos em que a natureza da fonte luminosa não apresenta um perfil de intensidade suave, mesmo quando o laser está operando no modo transversal $TEM_{0,0}$. A Figura 2.12 apresenta o expansor de feixe Kepler com um filtro espacial incorporado para o alisamento do perfil de intensidade do feixe.

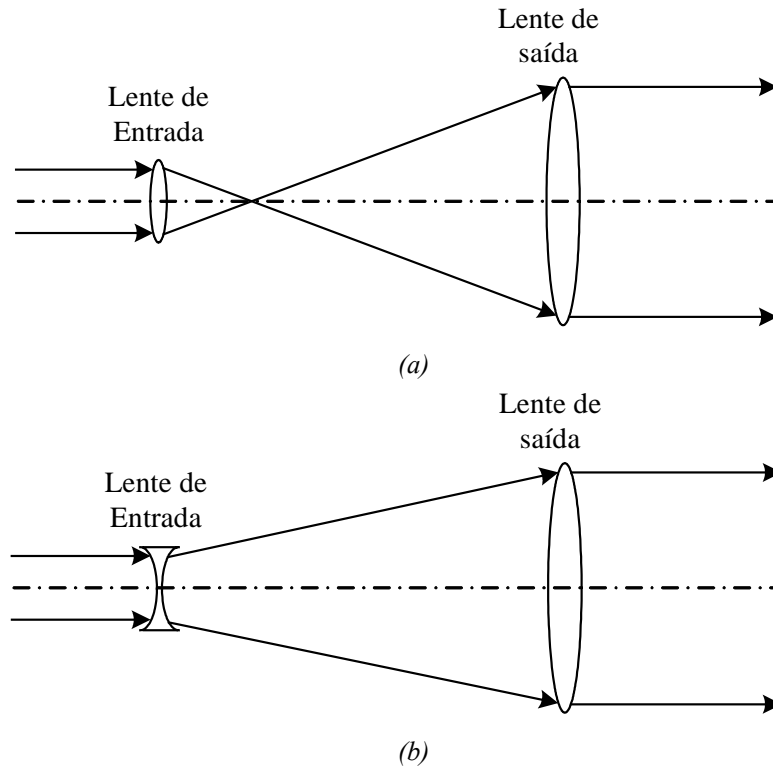


Figura 2.11 - Expansores de Feixe (a) Kepler (b) Galileo

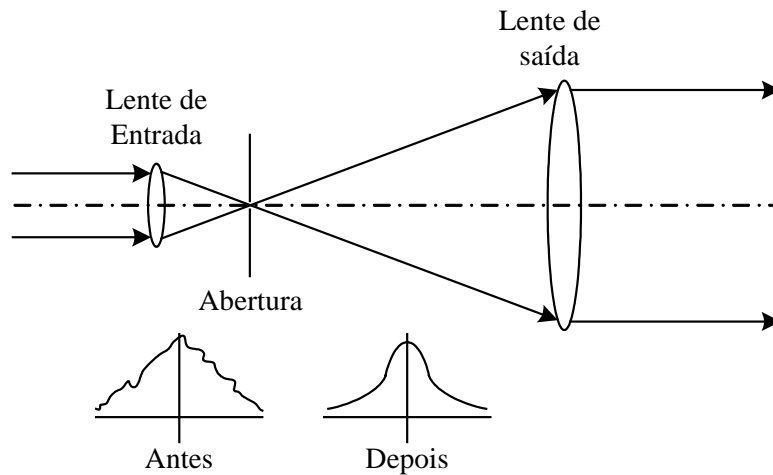


Figura 2.12– Expansor de feixe com um filtro espacial incorporado para o alisamento do perfil de intensidade do feixe.

Outra fonte desta variação na intensidade em pequena escala são as partículas de poeira que povoam as superfícies dos componentes ópticos. A falta de homogeneidade dos vidros usados também pode contribuir para estas variações em pequena escala na intensidade do feixe. Estas variações na intensidade são conhecidas na literatura como *ruído espacial*, podendo ser eliminadas pelo filtro espacial.

2.4. DESEMPENHO DOS RECEPTORES

É o último elemento básico de um enlace de comunicação, mas não menos importante, cabendo a ele converter os sinais ópticos em sinais elétricos para a posterior recuperação da informação transmitida. Um típico receptor é constituído por lentes para a coleta dos sinais ópticos para focalizá-los no detector óptico que, por sua vez, converte os sinais ópticos em sinais eletrônicos. Após a detecção, geralmente, existe um processo que amplifica, processa e, eventualmente, recupera a informação transmitida.

A recepção pode ser dividida em dois tipos básicos:

- Receptor coerente, que detecta a amplitude e fase da onda;
- Receptor de potência ou de detecção direta, que detecta apenas a amplitude da onda. Este tipo também é conhecido como receptor não coerente.

O estudo aqui realizado levará em conta apenas os detectores de detecção direta, que são bastante simples para serem implementados e respondem apenas à potência instantânea do campo óptico. Em um modelo típico para sistemas Lasercom de detecção direta, a informação é modulada na intensidade da fonte óptica e transmitida sobre o canal para o receptor. As lentes coletam uma parte do campo óptico, o qual é focalizado na superfície fotodetectora como mostrado na Figura 2.13.

Para um receptor com lentes Gaussianas de abertura D , a irradiação incidente na superfície fotodetectora pode ser descrita pela seguinte equação, como indicado por [7].

$$I(r, L + L_1) \cong \frac{W_G^2}{W^2} I(0, L) \exp\left(\frac{-2r^2}{W^2}\right) \quad (2.53)$$

onde: $I(0, L)$ é a irradiação de pico da onda incidente no centro da lente, $W_G = D/2$ [m] é o raio das lentes, W [m] é o raio do feixe no fotodetector, L [m] é a distância da propagação do transmissor até as lentes e L_1 [m] é a distância entre as lentes e a superfície fotodetectora.

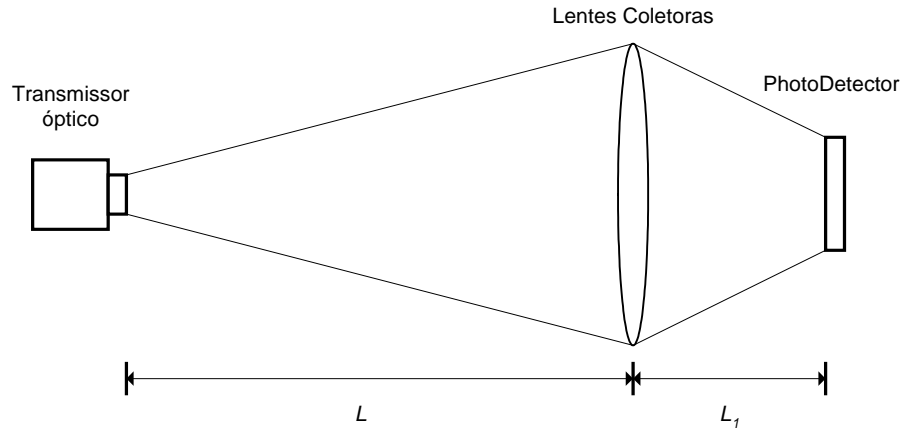


Figura 2.13– Receptor óptico Básico

Durante a recepção do campo óptico deve ser considerada a presença de ruídos causados pela radiação de fundo (*background radiation*), ruído de detecção (*shot noise* ou *detector noise*) e o ruído térmico eletrônico, cada um com suas próprias causas. O ruído térmico eletrônico é um processo gerado nas operações posteriores à detecção. O ruído de detecção é gerado pelo processo de fotodetecção. O ruído causado pela radiação de fundo possui varias fontes como, por exemplo, o sol e a radiação de corpo escuro. A parte da radiação de fundo, que tem o comprimento de onda diferente do sinal transmitido, pode ser retirada através de filtros ópticos. Entretanto a parte que coincide com o comprimento de onda do sinal deve ser tratada como um ruído aditivo.

Uma modo de medir o desempenho do sistema é determinar a *Relação Sinal-Ruído SNR (Signal to Noise Ratio)*, que indica quantas vezes o sinal é superior ao ruído. Quanto maior for esta relação, melhor será o desempenho do sistema.

Em um sistema de recepção de detecção direta, com um filtro cuja largura de faixa B , que deve ser escolhida para casar com o sinal esperado, a corrente na saída do filtro induzida pela onda incidente tem a seguinte forma :

$$i = i_s + i_N \tag{2.54}$$

onde i_s é a corrente do sinal e i_N é a corrente devida ao ruído de detecção. A corrente do sinal pode ser definida por :

$$i_s = \frac{\eta e P_s}{h \nu} \quad (2.55)$$

onde η é a eficiência quântica do detector [elétron/fóton], e é a carga elétrica do elétron em [C], h é constante de Plank [Joule/s], ν é a frequência óptica [Hz] e P_s é a potência do sinal [W].

Se a onda óptica transmitida é $TEM_{0,0}$ Gaussiano, então a potência do sinal recebida no fotodetector é :

$$P_s = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty I(r, L + L_1) r dr d\theta \cong \frac{1}{8} \pi D^2 I(0, L) \quad (2.56)$$

onde D é o diâmetro da abertura das lentes coletoras.

Admitindo uma corrente aleatória de ruído i_N na saída do filtro, com média zero, seu valor quadrático médio tem valor :

$$\langle i_N^2 \rangle = 2 e B i_s = \frac{2 \eta e^2 B P_s}{h \nu} \quad (2.57)$$

Com isto, a potência total do ruído é definida por⁵ :

$$o_N^2 = \langle i^2 \rangle - \langle i \rangle^2 = \langle i_N^2 \rangle \quad (2.58)$$

Neste caso, pode-se definir a SNR de saída na forma :

$$\text{SNR} = \frac{i_s}{o_N} = \sqrt{\frac{\eta P_s}{2 h \nu B}} \quad (2.59)$$

⁵ O símbolo habitual para a quantidade definida pela Eq. (2.58) é σ_N^2 , porém este símbolo será utilizado várias vezes no capítulo 3. Ver as Equações (3.21), (3.22) e (3.23) e, por este motivo opta-se por representar a potência total do ruído com um outro símbolo.

Acima, foi negligenciado o ruído gerado pela iluminação de fundo e o ruído térmico. A relação SNR, neste caso, é citada na literatura como *desempenho* limitado pelo ruído fotônico. Quando o ruído de fundo e de amplificação não pode ser ignorado, a corrente de ruído média quadrática assume a forma mais geral

$$\langle i_N^2 \rangle = \frac{2\eta e^2 B (P_s + P_B)}{h\nu} + \frac{4kT_N B}{R} \quad (2.60)$$

onde P_B é a potência óptica incidente da iluminação de fundo, k é a constante de Boltzmann, T_N é a temperatura efetiva do ruído e R é a resistência de entrada efetiva para o amplificador. Baseando-se na Eq. (2.60), a expressão mais geral para a SNR é :

$$\text{SNR} = \frac{P_s}{\sqrt{\left(\frac{2h\nu B}{\eta}\right)(P_s + P_B) + \left(\frac{h\nu}{\eta e}\right)^2 \left(\frac{4kT_N B}{R}\right)}} \quad (2.61)$$

Quando a mensagem de informação é transmitida como um sinal analógico, a SNR na saída provê uma medida do desempenho do sistema. Quando a informação, porém, é transmitida através de um sistema de transmissão digital, o desempenho é melhor demonstrado através da probabilidade de erro, também denominada taxa de erro de bit (BER - *Bit Error Rate*).

Na transmissão digital, a informação é enviada através de símbolos. O tipo de modulação mais simples é a binária, na qual a informação é representada através de seqüências de apenas dois símbolos, um para o símbolo “0” e um outro para o símbolo “1”.

Deste modo os símbolos são identificados pelo nível da amplitude do sinal recebido. Fica definido um limiar onde à amplitude do sinal que estiver acima do nível limiar é atribuído um símbolo; por exemplo o “1”. Quando a amplitude do sinal estiver abaixo do nível limiar, será atribuído o outro símbolo.

A BER pode ser calculada através da seguinte equação :

$$P_r(E) = p_0 \Pr(1/0) + p_1 \Pr(0/1) \quad (2.62)$$

onde p_0 e p_1 são as probabilidades de transmissão de “0” e “1”, respectivamente, e $p_0 + p_1 = 1$, $\Pr(0|1)$ é a probabilidade de trocar um “1” por “0” e $\Pr(1|0)$ é a probabilidade de trocar um “0” por “1”. Considerando a corrente para o símbolo “0” sendo igual a zero, as probabilidades são calculadas pelas seguintes equações :

$$\Pr(1/0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} \int_{i_T}^{\infty} e^{-i^2/2\sigma_N^2} di = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{i_T}{\sigma_N\sqrt{2}}\right) \quad (2.63)$$

$$\Pr(0/1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_N} \int_{-\infty}^{i_T} e^{-(i-i_s)^2/2\sigma_N^2} di = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{i_s - i_T}{\sigma_N\sqrt{2}}\right) \quad (2.64)$$

onde i_T é o nível de corrente limiar de decisão e a função $\operatorname{erfc}(x)$ é a função erro complementar definida por :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-u^2} du \quad (2.65)$$

Admitindo que as duas probabilidades de transmissão dos símbolos são iguais, $p_0 = p_1 = 1/2$, é intuitivo declarar o nível de limiar de decisão como $i_T = 0.5i_s$. Desta forma, a Eq. (2.62) se torna :

$$\Pr(E) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{i_s}{\sigma_N 2\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\operatorname{SNR}}{2\sqrt{2}}\right) \quad (2.66)$$

Utilizando a equação (2.66) pode-se plotar o gráfico na Figura 2.14, que é um gráfico de *BER* vs. *SNR*, onde se demonstra a *SNR* necessária para obter uma *BER* específica para um sistema Lasercom, sem efeitos atmosféricos. Um valor especialmente utilizado em sistema de comunicação digital é a *BER* de 10^{-9} e, pelo gráfico, pode-se ver que será necessário pelo menos uma *SNR* de 21.5 dB.

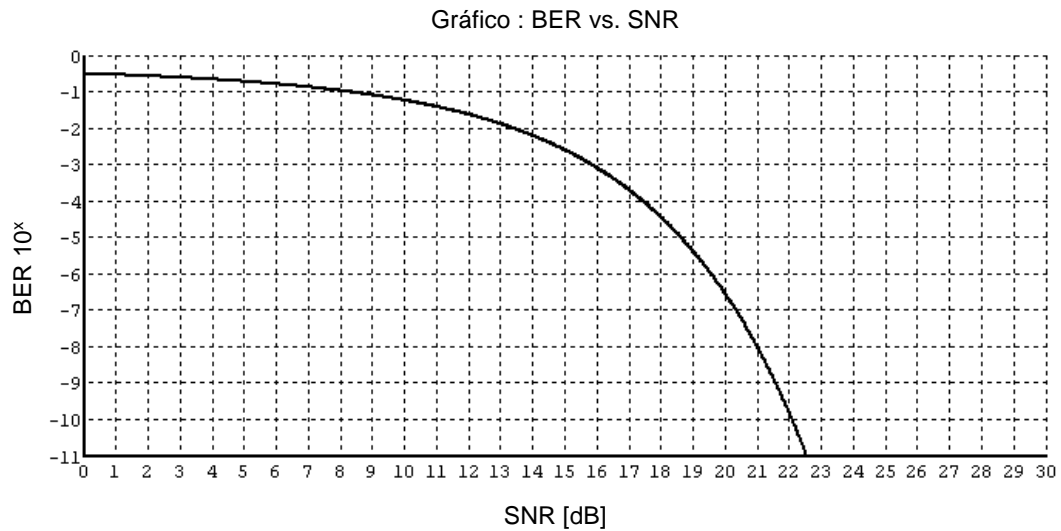


Figura 2.14 – Gráfico BER vs. SNR para um receptor de detecção direta.

2.5. CONCLUSÃO

Neste capítulo foram destacados os elementos básicos do enlace óptico no espaço livre. Dentre eles, cabe destacar:

- O feixe Gaussiano, demonstrando os seus parâmetros e como estes são afetados pela propagação no vácuo;
- Os expansores de feixe e a sua influência sobre o raio do feixe no final do enlace;
- O desempenho do receptor de detecção direta, demonstrando como calcular a relação SNR e estabelecendo a relação entre SNR e a BER para quando o enlace utilizar sistemas digitais.

De posse destes fundamentos que governam a propagação de um sinal óptico no espaço livre, pode-se, agora, estudar os efeitos atmosféricos no sistema.

Capítulo 3 - PROPAGAÇÃO DO FEIXE PELA ATMOSFERA

3.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentados os principais efeitos que um feixe laser, com o comprimento de onda entre 800 nm e 2000 nm, sofre ao se propagar pela atmosfera terrestre.

A atmosfera é um camada gasosa que envolve a terra e estende-se para muitas centenas de quilômetros acima da superfície. Os seus principais componentes são nitrogênio, oxigênio, vapor de água, dióxido de carbono, óxido nitroso, monóxido carbônico e ozônio. De acordo com as variações de temperatura, a atmosfera é dividida em cinco camadas primárias: troposfera, estratosfera, mesosfera, termosfera e exosfera. A troposfera estende-se da superfície da terra até a altura aproximada de 11 km e contém, mais ou menos, 75 % da massa da atmosfera terrestre, onde a maioria dos fenômenos climáticos ocorrem. A atmosfera pode ser considerada um meio absorvente não homogêneo e o estudo de propagação sobre ela deve ser feito de forma a considerá-la como um meio aleatório.

3.2. ATENUAÇÃO ATMOSFÉRICA

Existem dois mecanismos físicos, na propagação do feixe pela atmosfera, os quais impedem que parte da radiação emitida pelo transmissor não chegue ao receptor: a *absorção* e o *espalhamento*. A *absorção* causa uma perda real da energia do feixe, enquanto que, no *espalhamento*, a energia do feixe é redirecionada. A potência óptica transmitida a uma distância específica é determinada pela lei de Beer, sendo que uma das principais relações é :

$$T[d] = \frac{P[d]}{P[0]} = e^{-\sigma d} \quad (3.1)$$

onde $T[d]$ é a transmitância na distância d , $P[d]$ a potência do enlace na distância d , $P[0]$ a potência lançada e σ é o coeficiente de atenuação por unidade de comprimento. O parâmetro σ pode ser dividido em quatro variáveis [1][7].

$$\sigma = \alpha_m + \alpha_a + \beta_m + \beta_a \quad (3.2)$$

onde α_m é o coeficiente de absorção molecular, α_a é coeficiente de absorção aerossol, β_m é o coeficiente de espalhamento molecular, β_a é o coeficiente de espalhamento aerossol. Os parâmetros α_m e β_m são devidos às moléculas que constituem a atmosfera, enquanto que α_a e β_a são causados por partículas em suspensão.

3.2.1. ABSORÇÃO

A atmosfera é constituída por muitos tipos de moléculas e por partículas muito pequenas que estão dispersas e recebem o nome de aerossóis. Ao passar por este meio não homogêneo parte da energia do feixe será absorvida.

3.2.1.1. ABSORÇÃO MOLECULAR

A absorção molecular ocorre porque existem moléculas que absorvem a radiação pelas mudanças vibracionais e nos estados energéticos rotacionais [1]. Para o comprimento de onda de interesse do estudo as principais moléculas da atmosfera terrestre são a água, do dióxido de carbono e do ozônio. Para o cálculo da transmitância, deve-se conhecer as concentrações destas moléculas, por onde o feixe laser irá se propagar. Este é um problema complexo, pois as concentrações variam em função da altitude, da região, do clima e de outros parâmetros. Atualmente, porém, existem alguns bancos de dados com as linhas de absorção destas e de outras moléculas, e algumas plataformas numéricas, como o software, o HITRAN, que nos permitem calcular a absorção de uma atmosfera específica.

Depois de calcular a transmitância para a atmosfera, encontram-se as janelas de transmissão, onde o feixe laser é pouco atenuado. Estas janelas de transmissão estão apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 - Janelas atmosféricas de transmissão

Número da Janela	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Fronteiras das Janelas em μm	0.72	0.94	1.13	1.38	1.90	2.70	4.30	6.0
	0.94	1.13	1.38	1.90	2.70	4.30	6.0	15.0

Existe uma fórmula que pode ser utilizada para calcular a transmitância devida à absorção atmosférica, desde que o comprimento de onda esteja dentro das janelas de transmissão. É uma formula empírica desenvolvida por Langer baseada no trabalho de Elder e Strong [1] e que tem, como um dos parâmetros essenciais, a quantidade de água precipitável :

$$\tau_{ai} = \begin{cases} e^{-A_i \delta^{\frac{1}{2}}}, & \text{para } \delta < \delta_i \\ k_i \left(\frac{\delta_i}{\delta} \right)^{\beta_i}, & \text{para } \delta > \delta_i \end{cases} \quad (3.3)$$

onde os parâmetros A_i , k_i , β_i , δ_i são valores especificados para cada janela na Tabela 3.2 .

Tabela 3.2 – Principais parâmetros do cálculo da transmitância, valores de A_i , k_i , β_i , δ_i .

Janela	I	II	III	IV	V	VI	VII
A_i	0.0305	0.0363	0.1303	0.211	0.350	0.373	0.598
k_i	0.800	0.765	0.830	0.802	0.814	0.827	0.784
β_i	0.112	0.134	0.093	0.111	0.1035	0.095	0.122
δ_i	54	54	2.0	1.1	0.35	0.26	0.165

O valor δ [mm] é a quantidade de água precipitável no caminho do feixe e é determinada por :

$$\delta = 10^{-3} \rho z \quad (3.4)$$

onde : ρ é a umidade absoluta do ar [g/m^3] e z é o comprimento do caminho do feixe [m]. O valor de ρ pode ser obtido multiplicando o valor da umidade relativa pelo valor da Tabela 3.3.

Tabela 3.3- Massa de vapor de água no ar saturado [g/m^3] em função da temperatura [$^{\circ}\text{C}$] [1].

$^{\circ}\text{C}$	ρ
35	39.19
34	37.19
33	35.28
32	33.45
31	31.70
30	30.04
29	28.45
28	27.00
27	25.49
26	24.11
25	22.80
24	21.55
23	20.36
22	19.22
21	18.14
20	17.22
19	16.14
18	15.22
17	14.34
16	13.50
15	12.71

$^{\circ}\text{C}$	ρ
14	11.96
13	11.25
12	10.57
11	9.94
10	9.33
9	8.76
8	8.22
7	7.70
6	7.22
5	6.76
4	6.33
3	5.92
2	5.54
1	5.18
0	4.84
-1	4.47
-2	4.13
-3	3.81
-4	3.52
-5	3.24

$^{\circ}\text{C}$	ρ
-6	2.99
-7	2.75
-8	2.54
-9	2.34
-10	2.15
-11	1.98
-12	1.81
-13	1.66
-14	1.52
-15	1.40
-16	1.28
-17	1.18
-18	1.08
-19	0.98
-20	0.89
-21	0.81
-22	0.74
-23	0.67
-24	0.61
-25	0.56

Utilizando as tabelas e fórmulas anteriormente citadas foi elaborado um programa, mostrado no Capítulo 4, para plotar curvas de transmitância devido à absorção. A Figura 3.1 possui uma curva plotada com este programa, onde é possível observar que a atenuação do feixe, devido à atenuação molecular é bastante reduzida. Para os comprimentos de onda de 880 nm e de 1550 nm, com uma umidade relativa de 60%, tem-se uma transmitância de 0.89 e 0.61, o que implica em uma atenuação de 0.5 dB/Km e 2.1 dB/Km, respectivamente.

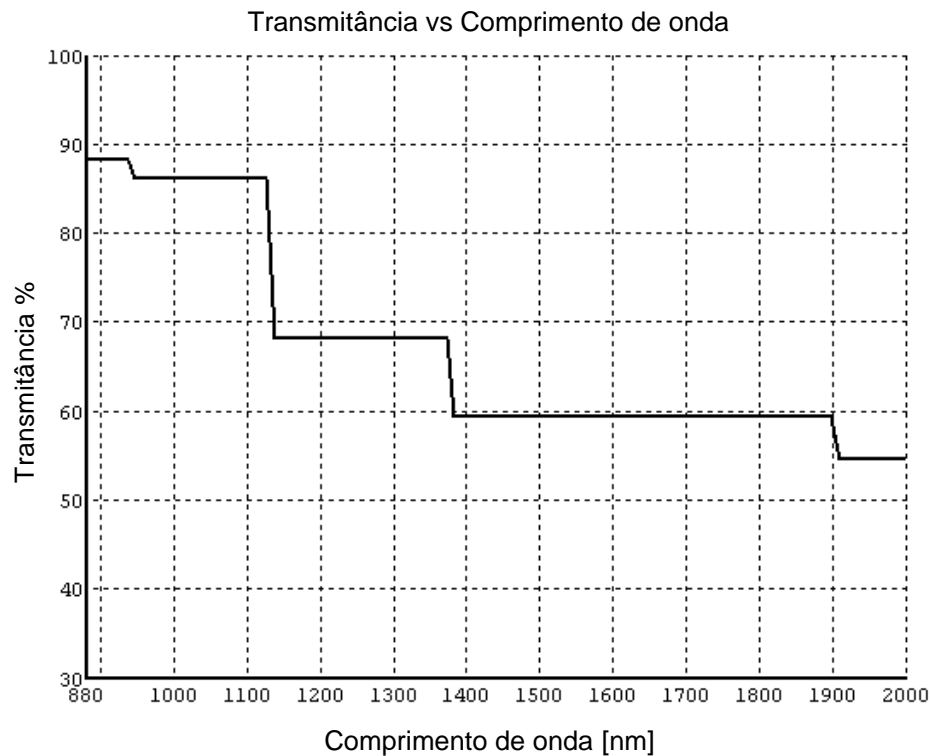


Figura 3.1 – Curva da transmitância para uma umidade relativa de 60 %, temperatura 24 °C, distância de 1000 m, utilizando a Eq. (3.3)⁶.

3.2.1.2. ABSORÇÃO POR PARTÍCULAS AEROSSÓIS

Quando não há precipitação na atmosfera, nota-se a presença de pequenas partículas aerossóis, apresentando um coeficiente de absorção. Pode-se definir o termo *Aerossol* como um conceito associado a um meio contínuo na atmosfera, no qual existem partículas sólidas e líquidas que estão dispersas [1]. Tais partículas

⁶ É importante enfatizar que nas janelas de transmissão o valor de transmitância se mantém constante. O que não nos permite fazer nenhum tipo de interpolação polinomial para obter uma curva aproximada.

podem ser : o gelo, poeira e materiais orgânicos possuindo tamanhos variáveis, que podem ser constituídos de um pequeno agrupamento de moléculas, até partículas grandes de, aproximadamente 20 μm . Partículas maiores que este tamanho não se mantêm muito tempo no ar e estão geralmente localizadas bem perto da sua fonte.

O coeficiente de absorção aerossol é função direta da dimensão, da composição química e da concentração das partículas. O modelamento usado para o cálculo da absorção aerossol geralmente admite que a partícula seja uma pequena esfera homogênea com índice de refração geralmente complexo. De forma que :

$$\tilde{n} = n_R - in_I = n_R [1 - i\kappa] \quad (3.5)$$

onde n_R e n_I são as partes real e imaginária do índice de refração e $\kappa = n_I/n_R$. As componentes n_R e n_I são dadas em função da frequência da radiação incidente, sendo que a parte imaginária n_I também é referida como constante de absorção. O coeficiente de absorção aerossol é calculado pela relação [1]:

$$\alpha_a = \frac{4\pi f k}{c} \quad (3.6)$$

onde : c é a velocidade da luz no vácuo e f é a frequência da radiação incidente.

3.2.2. ESPALHAMENTO

No segundo processo da atenuação não há perda de energia e, sim, uma distribuição de parte da energia do feixe. Neste caso, se constata uma grande redução na intensidade do feixe para longos enlaces de comunicação.

Os tipos de espalhamento são classificados em função do diâmetro da partícula que fraciona o feixe laser. Quando este é muito menor que o comprimento de onda do feixe laser ocorre o espalhamento de Rayleigh; quando ele tem o diâmetro comparável com o comprimento de onda do feixe, ocorre o espalhamento de Mie e, finalmente, quando o diâmetro da partícula é muito maior que o comprimento de onda do feixe, ocorre o espalhamento não seletivo.

3.2.2.1. ESPALHAMENTO RAYLEIGH

O espalhamento Rayleigh ocorre em função das moléculas de ar que possuem o diâmetro tipicamente com várias unidades de Angstrom. Basicamente, o espalhamento Rayleigh ocorre devido ao deslocamento de elétrons de fronteira na presença de campos elétricos incidentes. O campo incidente induz um dipolo em uma molécula cuja polarização determina o seu deslocamento. O dipolo induzido oscila na mesma frequência da onda incidente e emite radiação eletromagnética que é parte da energia espalhada.

O espalhamento Rayleigh é determinado pela seguinte equação:

$$\sigma_s = \frac{f e^4 \lambda_0^4}{6\pi \epsilon_0^2 m_e^2 c^4} \frac{1}{\lambda^4} \quad (3.7)$$

onde : σ_s é a seção transversal do espalhamento Rayleigh, λ é o comprimento de onda do feixe, m_e é a massa do elétron, c é a velocidade da luz no vácuo, ϵ_0 é a permissividade dielétrica no ar, f é a força de oscilação. O parâmetro f é definido como o número efetivo de elétrons por moléculas que oscilam na frequência natural w_0 , sendo que $\lambda_0 = (2\pi c)/w_0$. O valor máximo da amplitude da força oscilatória é igual, numericamente, ao número total de elétrons por molécula. Desde que os elétrons mais interiores estão mais firmemente presos, usualmente, eles não podem participar da interação e a força oscilatória é consideravelmente menor que o seu valor limite [1].

A Figura 3.2 demonstra a forte dependência da seção transversal do espalhamento Rayleigh com o comprimento de onda. Na região visível ou perto do infravermelho no espectro, a atenuação causada por este tipo de espalhamento é, freqüentemente, maior que aquela gerada pela absorção atmosférica. Para comprimentos de onda maiores que 1 μm , porém, o espalhamento Rayleigh, devido ao termo λ^{-4} , pode ser desprezado.

Uma curiosidade sobre o espalhamento Rayleigh é que ele explica o fenômeno da cor azul do céu. Quando a luz do sol se propaga através da atmosfera terrestre, considerando que o espalhamento de Rayleigh atua com mais força sobre comprimentos de ondas menores, a cor vermelha do espectro é mais espalhada que a cor azul.

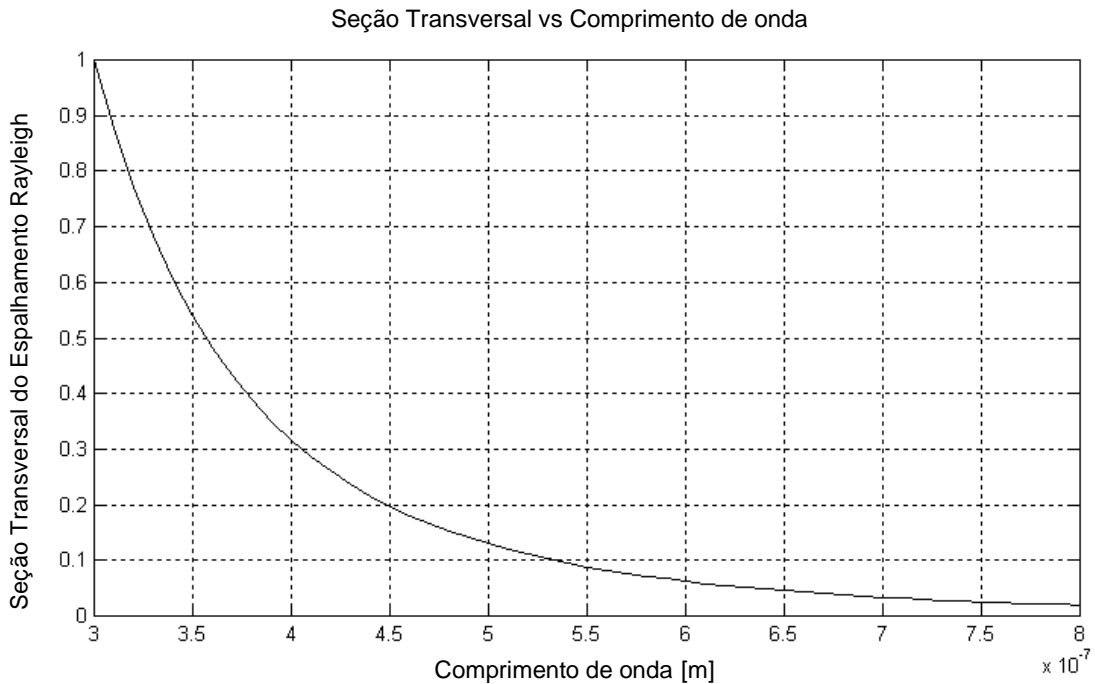


Figura 3.2 – Seção transversal de espalhamento vs. comprimento de onda para o espalhamento Rayleigh.

3.2.2.2. ESPALHAMENTO MIE

O meteorologista Gustav Mie foi o primeiro a estudar o espalhamento de ondas eletromagnéticas com pequenas esferas dielétricas. Em deferência a ele, este segundo tipo de espalhamento é conhecido como espalhamento Mie.

Basicamente, o espalhamento Mie é causado devido à presença, na atmosfera, de partículas de aerossóis e de pequenas gotas de água. O espalhamento Mie depende do tamanho, da forma, da constante dielétrica e da capacidade de absorção da partícula. É clássico na atual literatura que as partículas com mesmo produto ka têm a mesma propriedade de espalhamento, onde k é a constante de propagação e a é o raio da partícula. Estas constantes, juntamente com a diferença de índice refrativo Δn entre a partícula de aerossol e o ar, determinam todas as características deste tipo de espalhamento [1].

O cálculo do espalhamento de Mie é bastante complexo, bem como a sua teoria. Weichel em [1] apresenta um experimento para a medição do coeficiente de atenuação para o espalhamento Mie, mostrado na Figura 3.3.

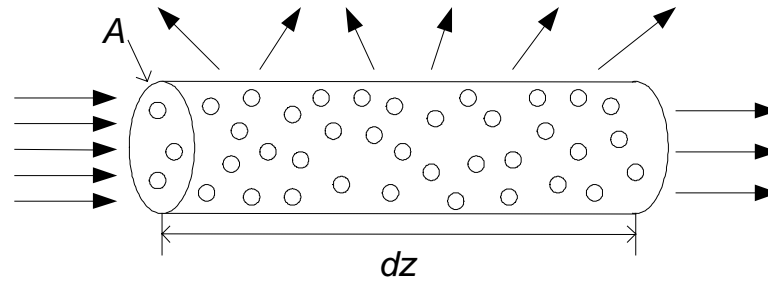


Figura 3.3 – Experimento para ilustrar o espalhamento Mie.[1]

O experimento é feito com um feixe monocromático de luz com área da seção transversal A e intensidade I , incidente em uma célula de volume $V=Adz$ contendo um aerossol com partículas esféricas idênticas de raio a . Considerando que a densidade das partículas é N e estas não fiquem uma na frente da outra, a seção transversal das partículas é $NAdz\pi a^2$. Deve-se considerar também que a seção transversal efetiva por partícula pode ser acrescida de um fator K , que é conhecido como fator de atenuação e representa a parte da absorção que é somada ao espalhamento. A seção transversal de atenuação em cada partícula é igual a $K\pi a^2$ e, quando não há absorção, é igual à seção transversal de espalhamento.

Ao se propagar pela célula, o feixe monocromático sofre um decréscimo na intensidade, regido pela seguinte equação:

$$-\frac{dI}{I} = \frac{K\pi a^2 NAdz}{A} = N\sigma(a, \lambda)dz \quad (3.8)$$

onde $N\sigma(a, \lambda)$ é o coeficiente de atenuação de Mie, $\sigma = K\pi a^2$ é a seção transversal da atenuação Mie e N é a densidade de partículas de aerossol. Como o fator de atenuação K é composto por absorção e por espalhamento a sua equação é dada na forma :

$$K(a, \lambda) = K_{esp} + K_{abs} \quad (3.9)$$

onde K_{esp} é o termo do espalhamento e K_{abs} é o termo devido à absorção.

Deve-se lembrar que parte da irradiação espalhada está concentrada na direção da propagação do feixe, o que resulta em uma atenuação na realidade menor que a predita pela Eq. (3.9).

Considerando partículas com uma distribuição de tamanho $N(a)$, de forma que $N(a)da$ é o número de partículas por unidade de volume dentro da faixa 'a' até 'a+da', a Eq. (3.8) se torna :

$$-\frac{dI}{I} = dz \int_0^{\infty} N(a)\sigma(a, \lambda) da \quad (3.10)$$

A integração da Eq.(3.10) resulta em :

$$I = I_0 e^{-\int \gamma dz} \quad (3.11)$$

onde :

$$\gamma = \int_0^{\infty} N(a)\sigma(a, \lambda) da \quad (3.12)$$

O valor de K , em função do raio e do comprimento de onda, é calculado pela teoria do espalhamento de Mie. Um típico resultado para pequenas gotas de água, tendo um índice refrativo $n=1.33$ é mostrado na Figura 3.4 .

Note que a curva exibe um decrescimento máximo e mínimo com o aumento do raio da partícula que, a cada passo, tende a se tornar menos dependente do comprimento de onda. Para partículas com raio muito maior que o comprimento de onda, o fator de atenuação K tende a 2, o que significa que a seção transversal da atenuação para longos obstáculos é igual a duas vezes a seção transversal geométrica. Neste caso, a dependência do comprimento de onda desaparece completamente, sendo o que ocorre no espectro visível e no infravermelho. Quando o feixe se propaga através de nuvens e névoa, ele sofre o espalhamento Mie, e quando se propaga através da chuva que possuem os raios das gotas maiores que 10λ , ocorre o espalhamento não seletivo.

Para obter um resultado exato para o coeficiente de espalhamento Mie, deve-se conhecer acuradamente as concentrações e distribuições das partículas dos aerossóis. Isto se torna um problema, pois estes fatores variam em função do tempo, do lugar e do clima, tornando suas medidas bastante complexas.

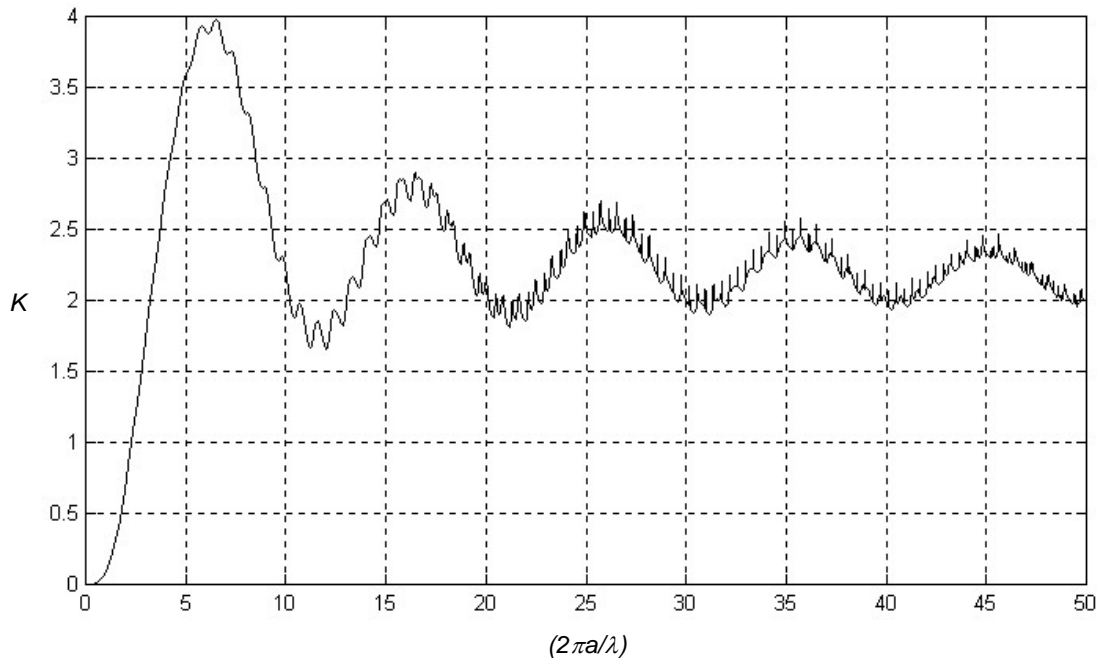


Figura 3.4 - Gráfico do fator de atenuação de Mie para gotas de água $n=1.33$.

Existe um relacionamento empírico que pode ser utilizado e, considerando β o coeficiente de espalhamento, temos :

$$\beta(\lambda) = C_1 \lambda^{-\delta} \quad (3.13)$$

onde C_1 e δ são constantes determinadas pela concentração do aerossol e a distribuição de tamanho, e λ é o comprimento de onda da radiação. Esta equação foi modificada para relacionar C_1 e δ com o alcance visual meteorológico V , o qual é um parâmetro mais fácil de ser obtido. A equação (3.13) pode ser escrita na seguinte forma :

$$\tau_s = e^{\left[-\frac{3.91}{V} \left(\frac{\lambda}{0.55} \right)^{-\delta} z \right]} \quad (3.14)$$

onde τ_s é a transmitância devido ao espalhamento de Mie; λ é o comprimento de onda [μm]; z é o comprimento do caminho [m] e δ é a distribuição de tamanho das partículas.

Os valores típicos para o parâmetro δ apresentado na Tabela 3.4, são aqueles mais utilizados na presente literatura sobre a propagação de feixes laser pela atmosfera. Observe que para $V < 6$ Km a função δ tem característica exponencial.

Tabela 3.4 – Valores típicos de δ mais utilizados na literatura.

Visibilidade	Alcance visual	δ
<i>Alta</i>	$V > 50$ Km	1.6
<i>Mediana</i>	$6 \text{ Km} < V < 50$ Km	1.3
<i>Baixa</i>	$V < 6$ Km	$0.585V^{1/3}$

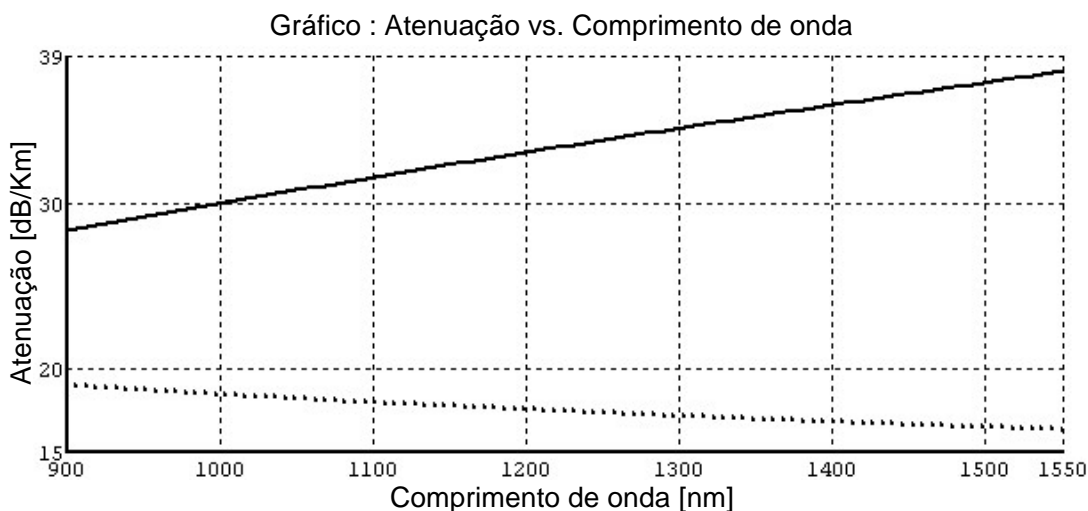
Alguns pesquisadores, tais como Isaac I. Kim, Bruce McArthur e Eric Korevaar em [38] propuseram novos valores para a distribuição δ que estão mostrados na Tabela 3.5. Neste caso para $0.5 \text{ Km} < V < 6$ Km, a função é Linear.

Tabela 3.5 – Valores do parâmetro δ aprimorados recentemente na atual literatura.

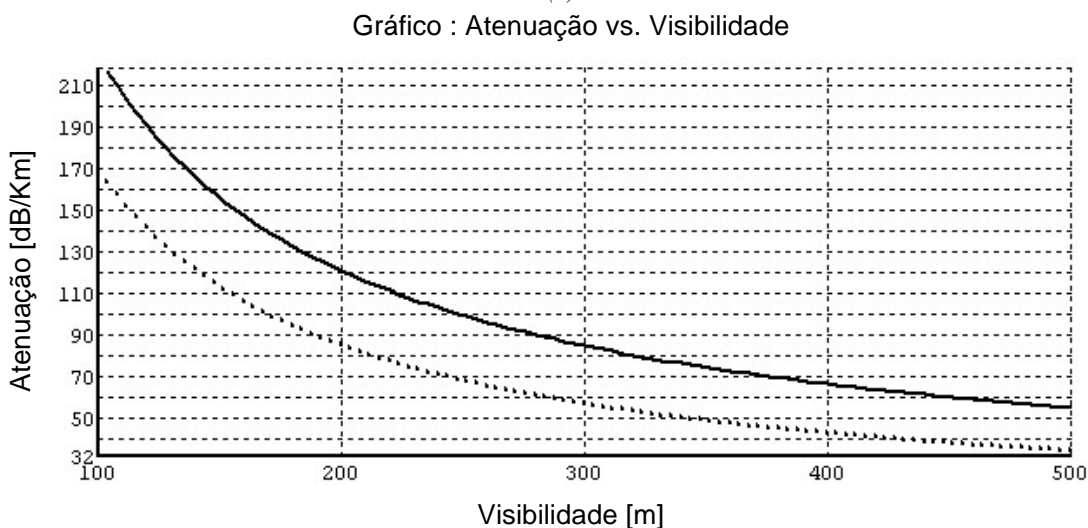
Visibilidade	Alcance visual	δ
<i>Alta</i>	$V > 50$ Km	1.6
<i>Mediana</i>	$6 \text{ Km} < V < 50$ Km	1.3
<i>Névoa</i>	$1 \text{ Km} < V < 6$ Km	$0.16V+0.34$
<i>Neblina</i>	$0.5 \text{ Km} < V < 1$ Km	$V-0.5$
<i>Neblina Cerrada</i>	$V < 0.5$ Km	0

Na Figura 3.5 encontra-se gráficos comparando os valores das tabelas 3.4 e 3.5. No item (a) tem-se um gráfico de *Atenuação versus Comprimento de onda* e no item (b) um gráfico de *Atenuação versus Alcance Visual*. Em ambos, a linha contínua representa os valores da Tabela 3.4 e a linha pontilhada os valores da Tabela 3.5. A principal diferença constatada está no fato de que os dados empíricos utilizados asseguram que na propagação em visibilidade menor que 500 m não existe uma dependência do comprimento de onda [38]. As curvas foram criadas utilizando um programa que será mostrado no capítulo IV.

Utilizando os valores da Tabela 3.5 foi montada a Tabela 3.6, a qual mostra a atenuação para os comprimentos de onda na janela de 880-1550 nm.



(a)



(b)

Figura 3.5 – Gráficos comparativos entre duas fórmulas empíricas para o cálculo do espalhamento Mie, utilizando o parâmetro de alcance visual. A linha pontilhada representa curva plotada utilizando a Tabela 3.5 e a linha contínua a Tabela 3.4.

Como pode ser visto na Tabela 3.6, a influência do espalhamento Mie sobre o enlace óptico na atmosfera pode ser muito grande, sendo considerado um dos fatores mais importantes para a viabilidade do enlace.

3.2.2.3. ESPALHAMENTO NÃO SELETIVO – PROPAGAÇÃO SOB CHUVA E NEVE

O fenômeno de espalhamento não seletivo ocorre quando as partículas possuem raios muito maiores que o comprimento de onda do feixe laser como, por exemplo, no caso da chuva e da neve. As gotas de chuva e os flocos de neve possuem um raio geralmente maior que 10λ , o que caracteriza um tipo de espalhamento que

não depende do comprimento de onda do feixe laser e sim do raio da gota e da sua distribuição.

Tabela 3.6 – Cálculo para o Espalhamento Mie

<i>Alcance Visual Km</i>	<i>880 nm dB/Km</i>	<i>1550nm dB/Km</i>	<i>Clima</i>
0.05	339.618285	339.618285	Neblina
0.2	84.904571	84.904571	
0.6	27.002117	25.516019	
2	6.167789	4.197127	Névoa
10	0.921733	0.441572	Limpo
55	0.160103	0.064720	

Middleton [50] mostrou que, no caso da gotas de chuva, o coeficiente de espalhamento, em [cm⁻¹], é dado por :

$$\beta = 1.25 \times 10^{-6} (\Delta x / \Delta t) / a^3 \tag{3.15}$$

onde $\Delta x / \Delta t$ é a taxa de chuva em [cm/s] e a é o raio da gota em [cm]. Então, o procedimento para o cálculo do espalhamento não seletivo para chuva e neve consiste em calcular o coeficiente para cada raio de gota que forma a chuva e depois somá-los, como na Tabela 3.7 [1].

Deve-se conhecer a distribuição dos raios da chuva e a proporcionalidade de ocorrência por unidade de tempo. Por exemplo, na Tabela 3.7 o raio de 0.025 cm em um tempo de 100 segundos ocorre 43 vezes. Para calcular a taxa de chuva, primeiro calcula-se o volume da gota (neste caso admitiu-se que a gota possui a forma de uma esfera). Após isto, multiplica-se o volume obtido pela porcentagem deste raio por unidade de tempo e utiliza-se a Eq.(3.15) para calcular o coeficiente de atenuação para cada raio. Somando este coeficientes consegue-se o coeficiente total.

Através da Eq. (3.1) pode-se calcular a transmitância provocada pela chuva, que, para a distância de 1 Km, é $\exp[-5.16 \times 10^{-6} \cdot 100000] = 0.597$. Então, esta chuva provoca uma atenuação de 2.24 db/Km.

Tabela 3.7 – Cálculo do espalhamento não seletivo devido a uma chuva de 2.74×10^{-3} cm/s, com a ocorrência e a distribuição dos raio das gotas.

Raio da Gota [cm]	Ocorrência %	Taxa da chuva [cm/s]	Coefficiente de Atenuação
0.025	43	2.8×10^{-5}	2.2×10^{-6}
0.05	21.4	1.1×10^{-4}	1.1×10^{-6}
0.075	14.3	2.5×10^{-4}	7.4×10^{-7}
0.1	9.3	3.8×10^{-4}	4.8×10^{-7}
0.125	5.8	4.7×10^{-4}	3.0×10^{-7}
0.15	3.6	5.0×10^{-4}	1.8×10^{-7}
0.175	1.8	4.0×10^{-4}	9.4×10^{-8}
0.2	0.75	2.5×10^{-4}	3.9×10^{-8}
0.225	0.35	1.6×10^{-4}	1.8×10^{-8}
0.25	0.13	8.0×10^{-5}	6.8×10^{-9}
0.275	0.06	5.5×10^{-5}	3.3×10^{-9}
0.3	0.02	2.71×10^{-5}	1.2×10^{-9}
0.325	0.02	2.73×10^{-5}	9.9×10^{-10}
Total	100.53	2.74×10^{-3}	5.16×10^{-6}

3.3. EFEITOS DA VARIAÇÃO NO ÍNDICE REFRAATIVO

Quando o sol incide sobre uma superfície, ele cria micro-camadas na atmosfera com diferentes temperaturas as quais são misturadas pelo vento e pela convecção, criando gradientes de micro-temperaturas, que são pacotes de ar com temperatura, densidade e índice de refração ligeiramente diferentes, conhecidos também como *células de turbulência*. Deve-se entender turbulência como as flutuações de densidade devido às alterações na temperatura atmosférica. Estes pacotes de ar estão em constante movimento e são continuamente alterados no tamanho, criados, misturados e destruídos, tornando o ar localmente anisotrópico.

Este constante movimento de ar turbulento representa um conjunto de vórtices, de vários tamanhos de escala, indo de uma grande escala de tamanho L_0 , denominado de escala exterior da turbulência (*outer scale*) até l_0 , a escala interna da

turbulência (*inner scale*). A escala externa L_0 representa a distância mínima sobre a qual a velocidade média do fluxo muda por alguma quantidade apreciável, e l_0 representa o menor tamanho de escala, antes que a energia comece a dissipar. Existe uma faixa entre L_0 e l_0 que é denominada de faixa de inércia. Esta faixa de inércia é criada sobre a influência de forças inerciais que quebram grandes células de turbulência, criando células menores que, por sua vez, se quebram criando outras células menores, até que o efeito viscoso domine e a energia da turbulência seja dissipada.

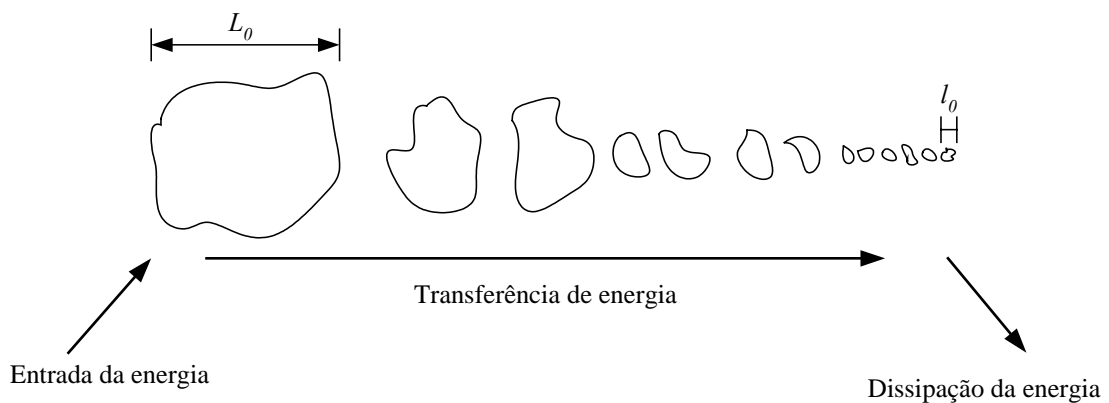


Figura 3.6 - Fluxo da energia pela células de turbulência.

As escalas interna e externa não são constantes e possuem um perfil vertical dinâmico que depende da temperatura, pressão, umidade e velocidade do vento.

Estes pequenos desvios no índice de refração, produzidos por flutuações de densidade ou de temperaturas, provocam distorções da luz oriundos de objetos afastados do observador. A teoria utilizada para descrever os efeitos da turbulência atmosférica na propagação do feixe laser tem sido desenvolvida em conjunto com aquela relacionada com a propagação eletromagnética em meios aleatórios.

Um outro parâmetro que descreve os distúrbios do feixe é o coeficiente estrutural do índice de refração, C_n , que é também conhecido como uma medida de intensidade da turbulência. Este fator é função da pressão e da diferença de temperatura entre dois pontos separados por uma distância r [cm], e é determinado por [1]:

$$C_n = \left[79e^{-6} \frac{p}{T^2} \right] C_T \quad (3.16)$$

onde o parâmetro estrutural de temperatura é :

$$C_T = \sqrt{\langle (T_1 - T_2)^2 \rangle} \cdot r^{-1/3} \quad (3.17)$$

As temperaturas T , T_1 e T_2 estão em Kelvin, e p é a pressão da atmosfera em millibars. Os valores típicos para C_n são 5×10^{-7} para fortes distúrbios, 4×10^{-8} para turbulências intermediárias e 8×10^{-9} para turbulências fracas. O valor de C_n decresce inversamente com a altitude e também varia durante o dia. Medições mostram que C_n tem picos de baixa entre uma ou duas horas antes do sol nascer e depois do pôr-do-sol, e picos de alta, ao meio-dia de jornadas ensolaradas [35].

Imagine um feixe laser com uma frente de fase propagando-se sobre uma rodovia aquecida pelo sol. O aquecimento provoca pequenas turbulências as quais alteram o índice refrativo do local e as mudanças no índice refrativo atuam como pequenas lentes e prismas, distorcendo o feixe laser com a alteração da velocidade de fase do feixe. Estas distorções redirecionam o fluxo de energia do feixe e o progresso desta frente de fase distorcida provocando vários efeitos no feixe laser.

Entre estes efeitos temos o espalhamento induzido pela turbulência, onde, além do predito pela teoria de difração, o feixe sofre mais divergência e mais dois efeitos que estão em função do alcance da turbulência e do diâmetro do feixe. O primeiro é conhecido como *deslocamento aleatório do feixe (beam wander)* e ocorre quando o tamanho das células é maior que o diâmetro do feixe. As turbulências atuam como grandes lentes finas e desviam aleatoriamente o feixe. O segundo ocorre quando o tamanho de células é menor que o diâmetro do feixe. É conhecido como *cintilação (scintillation)*, no qual as células de turbulência atuam como pequenas lentes finas provocando variações aleatórias na intensidade do feixe. Os dois casos podem ocorrer, simultaneamente, em um enlace óptico na atmosfera. A Figura 3.7 demonstra os fenômenos aqui descritos.

3.3.1. DESLOCAMENTO ALEATÓRIO DO FEIXE

O deslocamento aleatório do feixe é causado pela turbulência de células de grandes dimensões. Este efeito provoca um desvio do ponto focal do feixe. Em outras palavras, o fenômeno pode ser caracterizado pela variação do centro do feixe, ao longo do eixo central de propagação. Ele foi analisado, inicialmente, por Chiba [4] e, com uma aproximação geométrica, obteve-se a seguinte expressão para a variância radial deste efeito.

$$\sigma_r^2 = 1.90 C_n^2 (2w)^{-1/3} L^3 \tag{3.18}$$

onde w é o raio do feixe no transmissor, C_n é o coeficiente estrutural do índice de refração e L é a distância do transmissor. O desvio padrão na direção x e y pode ser calculado pela seguinte equação :

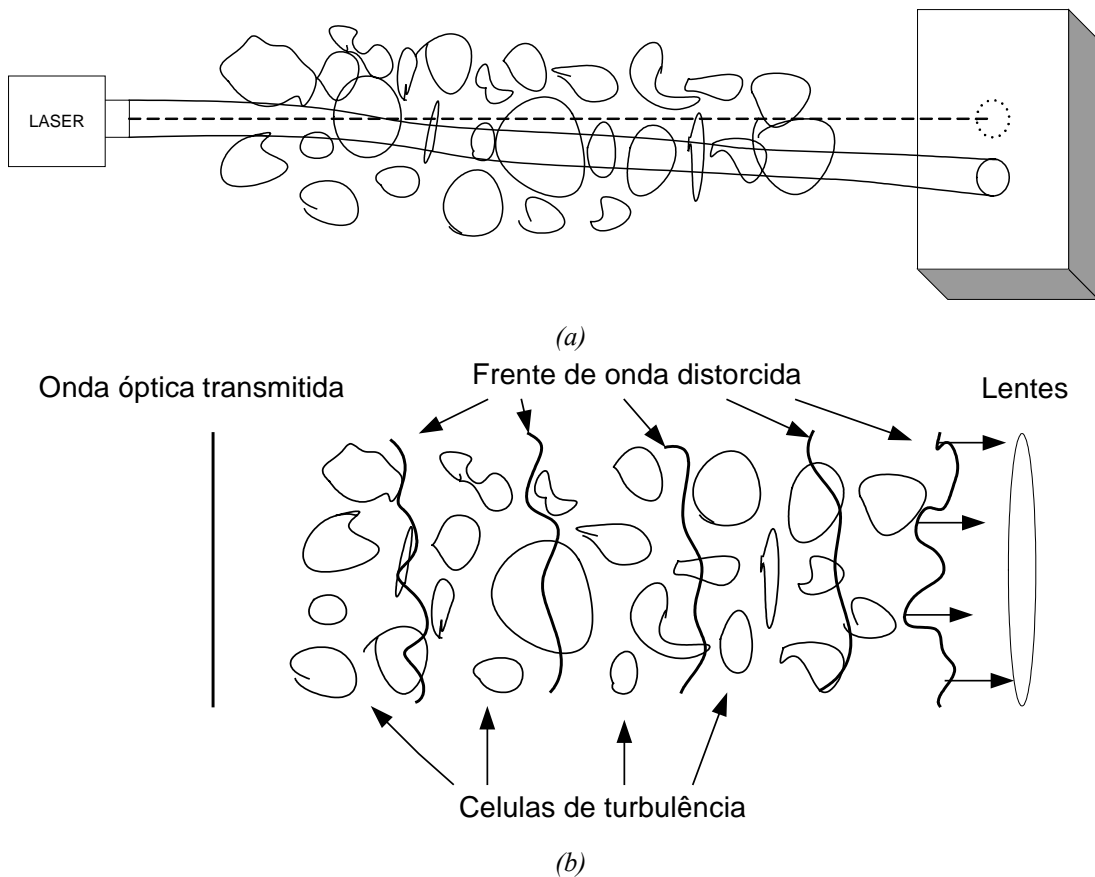
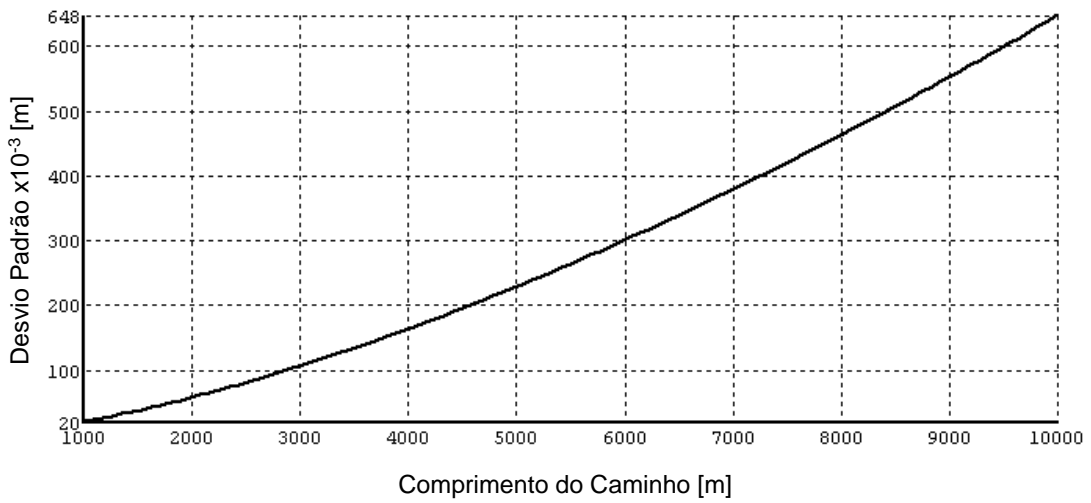


Figura 3.7 – Efeitos do alcance da turbulência (a) deslocamento aleatório do feixe (b) cintilação

$$\sigma_x = \sigma_y = \left(\frac{\sigma_r^2}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.19)$$

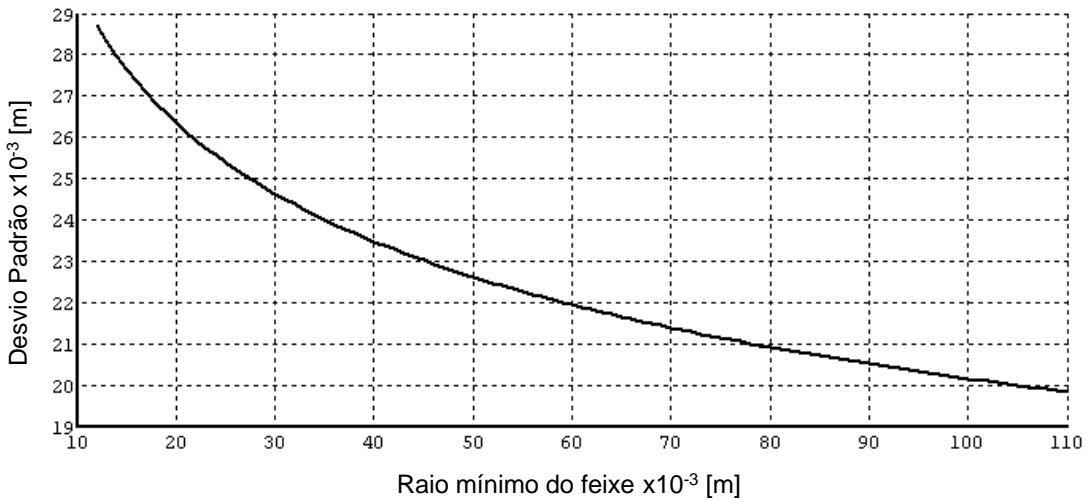
Ao analisar os gráficos pertencentes à Figura 3.8, percebe-se que o deslocamento aleatório do feixe é mais forte quanto menor for o raio do feixe e quanto maior for a distância percorrida dentro da região com turbulência.

Gráfico : Desvio Padrão vs. Comprimento do Caminho



(a)

Gráfico : Desvio Padrão vs. Raio mínimo do feixe



(b)

Figura 3.8 – (a) Gráfico do Desvio Padrão vs. Comprimento do Caminho para um coeficiente estrutural de índice refrativo de 5×10^{-7} e raio do feixe de 90×10^{-3} m, (b) Gráfico do Desvio padrão vs. Raio do feixe para um coeficiente estrutural de índice refrativo de 5×10^{-7} e comprimento de caminho de 1000 m

O deslocamento aleatório do feixe tem sido medido sob várias condições impostas na transmissão e sob a força de turbulência. Na maioria das vezes, as medidas provam que este efeito tem um grau muito alto de independência do comprimento de onda.

Uma das maneiras de minimizar o deslocamento aleatório do feixe é o uso, nos receptores, de lentes que possuam uma abertura que cubra todo o alcance dos movimentos do feixe ou enlaces que utilizem sistemas de rastreamento rápido (*Fast Tracking*). O sistema de rastreamento rápido realiza ajustes através de motores instalados na base das lentes e, com este sistema, o transmissor e o receptor tentarão ficar alinhados, compensando movimentos causados por vento, balanço do prédio e deslocamento aleatório do feixe.

3.3.2. FLUTUAÇÕES NA INTENSIDADE DO FEIXE

Células de turbulência de pequenas dimensões, que atuam como pequenas lentes finas e como prismas, podem causar flutuações na intensidade do feixe. A homogeneidade do índice de refração no movimento destas pequenas células, através do caminho do feixe, induz uma deflexão aleatória e interferências construtiva e destrutiva entre diferentes porções da frente de onda, provocando uma redistribuição espacial na intensidade do feixe. Esta redistribuição espacial pode ser vista na superfície receptora na forma de pontos quentes, onde a energia do feixe se concentra e através de pontos escuros, onde a energia do feixe é menos intensa.

Considerando um feixe laser com uma distribuição inicial Gaussiana, após a sua propagação, a distribuição de intensidade do feixe adquire um formato aleatório. Uma visão dos cortes transversais na direção de propagação adquire aparência de um reticulado de linhas finas delimitando grandes áreas poligonais [1]. O tamanho padrão dominante das manchas quentes é determinado, aproximadamente, por $(\lambda L)^{1/2}$, onde L é a distância que o feixe percorre sobre turbulência. Pacotes brilhantes com diâmetro estimados de 1 cm são típicos para $L = 1$ Km.

Um receptor fixo no espaço pode mostrar rápidas flutuações na potência do feixe laser, que são semelhantes à cintilação das estrelas distantes.

Este fenômeno é muito complexo e tem sido comprovado através de muitos experimentos, ocasionando uma grande dificuldade para a sua análise. Considerando

$I(t)$ a intensidade instantânea, o parâmetro para análise da cintilação pode ser definido por :

$$i(t) = \ln\left(\frac{I(t)}{\langle I \rangle}\right) \quad (3.20)$$

onde $\langle I \rangle$ é a média da intensidade instantânea. Com $i(t)$ governado pela distribuição Gaussiana, a força de cintilação será determinada em termos da variância do log da intensidade. Para caminhos horizontais e ondas planas, a variância de $i(t)$ é conhecida na literatura como variância de *Rytov*, determinada por [1][7] :

$$\sigma_{i(t)}^2 = 1.23 \cdot C_n^2 k^{\frac{7}{6}} L^{\frac{11}{6}} \quad (3.21)$$

onde k é a constante de propagação e L é o comprimento do caminho.

3.3.3. ESPALHAMENTO INDUZIDO PELA TURBULÊNCIA

Na presença da turbulência existe, além do predito pela teoria da difração, uma divergência do feixe. Este acréscimo na divergência deve ser adicionado com aquela natural do feixe.

Um modo de fazer isto é recalcular os parâmetros : raio do feixe e o raio da curvatura da frente de fase do feixe. Baseado no espectro de *Kolmogorov* [7], esta difração adicional provoca alterações no *raio do feixe efetivo* representado pela Eq.(3.22) e no *raio de curvatura efetivo da frente de fase*, que é dado pela Eq. (3.23) [7], ambas representadas na forma :

$$W_e(z) = W(z) \left(1 + 1.63 \sigma_1^{12/5} \frac{2z}{kW^2(z)} \right)^{1/2} \quad (3.22)$$

$$R_e(z) = \frac{-z \left(1 + 1.63 \sigma_1^{12/5} \frac{2z}{kW^2(z)} \right)}{2.44 \sigma_1^{12/5} \frac{2z}{kW^2(z)} - \frac{z}{R(z)}} \quad (3.23)$$

onde $W(z)$ é o raio do feixe, $R(z)$ é o raio da curvatura da frente de fase do feixe, k é o número de onda óptica e σ_I^2 é a variância de Rytov.

Um modo fácil de ver como atua a cintilação no feixe laser é através do valor médio da relação SNR (*Signal to Noise Ratio*) do sistema. A corrente de saída do receptor em um sistema óptico propagando em regime de turbulência pode ser dada pela Eq.(3.24), onde os símbolos $\langle \rangle$, agora são usados para indicar média no tempo. Então a Eq. (3.24) é uma média da corrente de saída do receptor, pois, com os efeitos da atmosfera, a corrente torna-se uma variável aleatória.

$$\langle i_s \rangle = \frac{N e \langle P_s \rangle}{h \nu} \quad (3.24)$$

onde N é a eficiência quântica do detector [elétron/fóton], e é a carga elétrica do elétron [C], h é a constante de Plank [J/s], ν é a frequência óptica em [Hz] e $\langle P_s \rangle$ é a média da potência do sinal [W], dada agora pela seguinte equação :

$$\langle P_s \rangle = \frac{1}{8} \pi D^2 \langle I(0, L) \rangle \exp(-\alpha L) \cong \frac{1}{8} \pi D^2 I(0, L) \left[\frac{\exp(-\alpha L)}{1 + 1.63 \sigma_1^{12/5} \frac{2L}{kW^2(L)}} \right] \quad (3.25)$$

onde D é o diâmetro da abertura das lentes coletoras e $I(0, L)$ é a irradiação de pico no centro das lentes coletoras. O termo $\exp(-\alpha L)$, chamado transmitância, representa os efeitos do espalhamento e da absorção atmosférica. A potência do ruído é determinada da seguinte forma :

$$\sigma_{SN}^2 = \langle i_s^2 \rangle - \langle i_s \rangle^2 + \langle i_N^2 \rangle = \left(\frac{N e}{h \nu} \right)^2 \langle \Delta P_s^2 \rangle + \frac{2N e^2 B \langle P_s \rangle}{h \nu} \quad (3.26)$$

onde $\langle \Delta P_s^2 \rangle = \langle P_s^2 \rangle - \langle P_s \rangle^2$ representa as flutuações de potência do sinal. Utilizando-se as Eq.(3.25) e (3.26), a equação do valor médio da SNR é dada por :

$$\langle SNR \rangle = \frac{\langle i_s \rangle}{o_{SN}} = \frac{\langle P_s \rangle}{\sqrt{\langle \Delta P_s^2 \rangle + \frac{2h\nu B \langle P_s \rangle}{N}}} \quad (3.27)$$

onde SNR é definida pela Eq. (2.61), e o termo :

$$\frac{P_{s0}}{\langle P_s \rangle} \cong \left(1 + 1.63\sigma_1^{12/5} \frac{2L}{kW^2(L)} \right) e^{\alpha L} \quad (3.28)$$

onde P_{s0} é a potência sem os efeitos da propagação pela atmosfera; α é o coeficiente de atenuação, representando os efeitos da absorção e espalhamento; k é o número de onda; $W(L)$ é raio do feixe no ponto L e σ_1^2 é a variância de Rytov.

Se o diâmetro de abertura das lentes do receptor óptico é maior que a escala espacial da cintilação, o receptor irá calcular a média das flutuações da forma de onda recebida sobre a área da abertura, ocasionando uma redução nas flutuações do sinal. Este fenômeno é conhecido na literatura como um valor médio da abertura (*aperture averaging*) [7][26].

Este parâmetro costuma ser representado pelo coeficiente de abertura média A , que está em função do diâmetro das lentes receptoras e da escala da turbulência. O fator $\langle \Delta P_s^2 \rangle$ pode ser representado através deste novo coeficiente e se torna : $\langle \Delta P_s^2 \rangle = A \langle P_s \rangle^2$, com $A \leq 1$. Utilizando esta nova representação para $\langle \Delta P_s^2 \rangle$, a Eq.(3.27) pode ser reescrita da seguinte forma :

$$\langle SNR \rangle = \frac{\langle i_s \rangle}{o_{SN}} = \frac{SNR}{\sqrt{\frac{P_{s0}}{\langle P_s \rangle} + A SNR^2}} \quad (3.29)$$

Utilizando a Eq. (3.29), o gráfico da Figura 3.9 foi construído variando os valores de A no conjunto $\{0;0.1;1\}$.

Para analisarmos a atuação do efeito do valor médio da abertura, façamos $P_{s0}/\langle P_s \rangle = 1$ de forma que, quando $A=0$, o que ocorre no caso das lentes de grande abertura, a propagação se efetua sem o efeito da turbulência. Com isto, pode-se traçar

curvas para $A=0.1$ e $A=1$, sendo que o último valor representa uma pequena abertura da lente receptora.

Note que, quando um sinal fraco chega às lentes receptoras, a média da abertura não irá prover uma melhora do sinal, análise esta válida para todos os valores de A . No caso em que o sinal é forte, o efeito só atuará quando $A \ll 1$.

A Figura 3.10 permite visualizar como a cintilação atua sobre a SNR , representando o eixo horizontal somente os expoentes x da variável $C_n=10^x$, onde C_n está definida pela Eq. (3.16) e, no eixo vertical, representa a SNR média em dB, variando o parâmetro A no conjunto $\{0;0.1;1\}$.

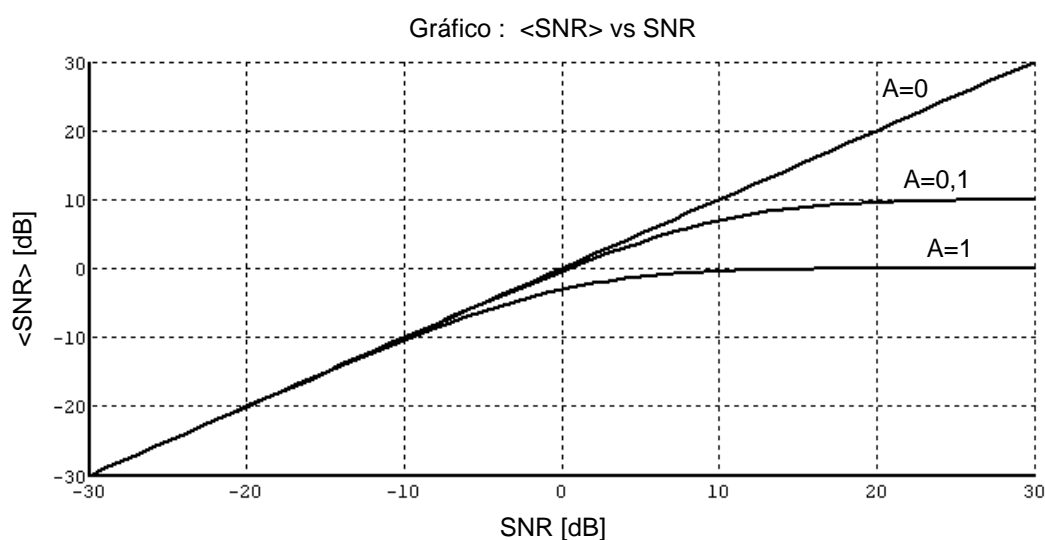


Figura 3.9 – Gráfico SNR vs. SNR médio, para $A=0$, $A=0.1$ e $A=1$.

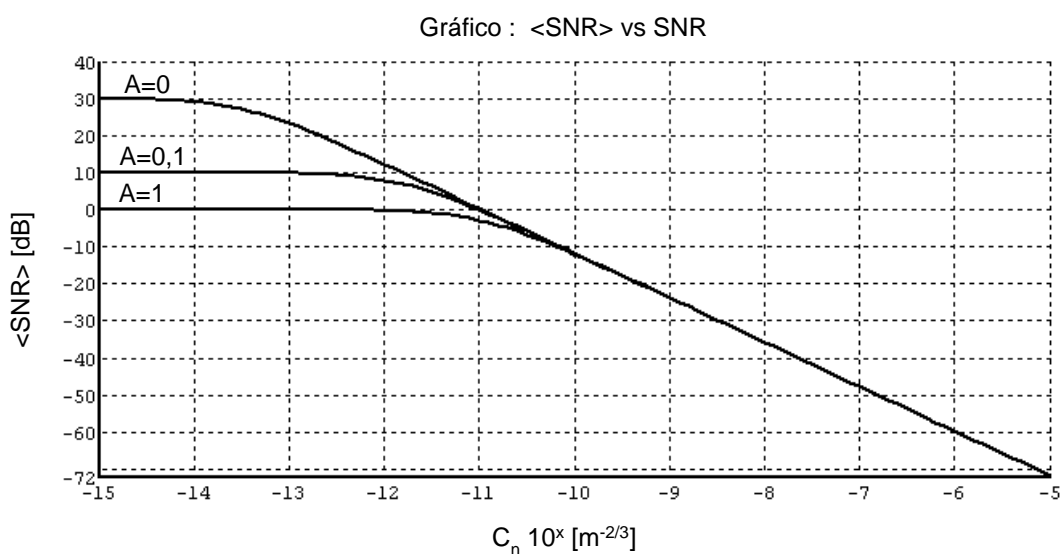


Figura 3.10 – Gráfico de SNR médio vs. C_n para demonstrar a atuação da cintilação na performance do sistema óptico, com uma SNR de 30 dB na propagação do feixe sem efeitos atmosféricos.

3.4. DESEMPENHO DOS RECEPTORES NA PROPAGAÇÃO PELA ATMOSFERA

Da mesma forma como foi feito no item 2.4 do Capítulo II, agora será analisada a taxa de erro de bit, BER.

Na presença da turbulência óptica a BER deve ser uma média sobre a PDF (*Probability Density Function*) de um sinal aleatório s [7].

Andrews, et al. [7], relacionam a *distribuição gamma-gamma* com os efeitos atmosféricos, de forma que a equação para o cálculo da BER possa ser escrita na seguinte forma :

$$\Pr(E) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} p_i(s) \operatorname{erfc} \left(\frac{\langle SNR \rangle s}{\langle i_s \rangle 2\sqrt{2}} \right) ds \quad (3.30)$$

onde $p_i(s)$ é a distribuição *gamma-gamma* definida por:

$$p_i(s) = \frac{2(\alpha\beta)^{(\alpha+\beta)/2}}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)\langle i_s \rangle} \left(\frac{s}{\langle i_s \rangle} \right)^{((\alpha+\beta)/2)-1} K_{\alpha-\beta} \left(2\sqrt{\frac{\alpha\beta s}{\langle i_s \rangle}} \right), \quad s > 0 \quad (3.31)$$

onde $\Gamma(x)$ é a função gama, $K_n(x)$ é a função modificada de Bessel de segunda classe e ordem n e os parâmetros α e β são tirados da Eqs. (3.32) e (3.33), respectivamente:

$$\frac{1}{\alpha} = \exp \left[\frac{0.49 \beta_0^2}{(1 + 0.18d^2 + 0,56\beta_0^{12/5})^{7/6}} \right] - 1 \quad (3.32)$$

$$\frac{1}{\beta} = \exp \left[\frac{0.51 \beta_0^2}{(1 + 0.90d^2 + 0,62d^2 \beta_0^{12/5})^{5/6}} \right] - 1 \quad (3.33)$$

Sendo :

$$\beta_0^2 = 0.50 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (3.34)$$

$$d = \sqrt{\frac{kD^2}{4L}} \quad (3.35)$$

onde $k=2\pi/\lambda$, L é o comprimento do caminho e D é o diâmetro das lentes coletoras.

Resolvendo a Eq. (3.30), numericamente pode-se construir os gráficos da Figura 3.11 e da Figura 3.12, que são gráficos da relação SNR média versus a BER.

Na Figura 3.11 o gráfico compara as curvas de $\beta_0^2=0$ (ausência de turbulência) e $d=0$ com outras duas curvas na qual $\beta_0^2=4$ (forte turbulência), nas quais d assume os valores 0 e 10. Olhando para as curvas com $\beta_0^2=4$, nota-se que, com $d=0$, será necessária uma grande SNR para uma BER aceitável. Cabe salientiar que a Eq. (3.35) permite concluir que para $d=0$ o diâmetro D também se anula, o que torna inviável o funcionamento da lente coletora.

Na Figura 3.12 faz-se a mesma análise, mas com curvas com $\beta_0^2=0.1$ (turbulência fraca). Observe que com um $d=0$ a BER conseguirá atingir o nível com um valor mais aceitável da $\langle \text{SNR} \rangle$.

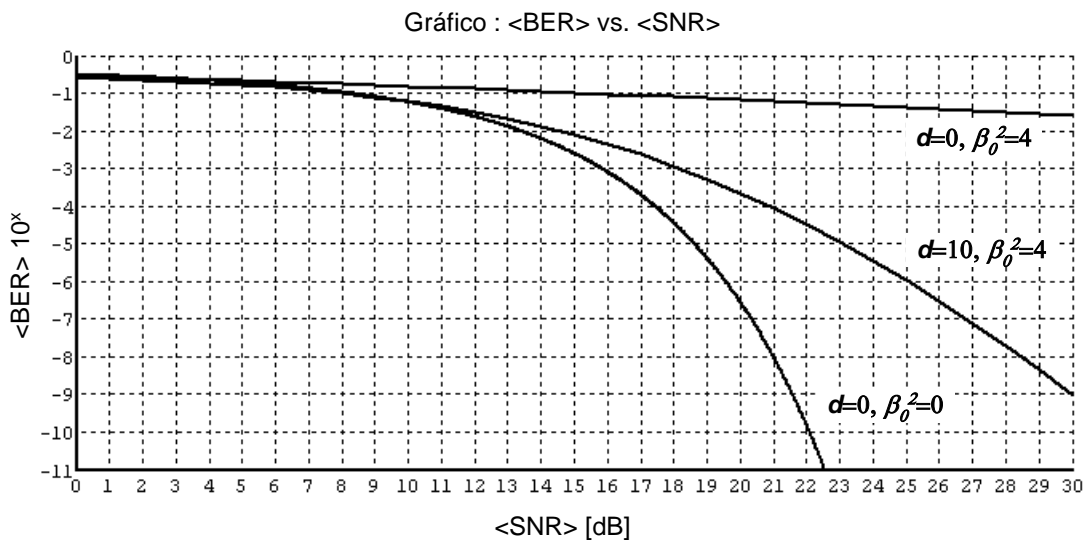


Figura 3.11 – Comparando a curva de $\langle \text{BER} \rangle$ vs. $\langle \text{SNR} \rangle$ com $\beta_0^2=0$, $\beta_0^2=4$ e $d=0.10$.

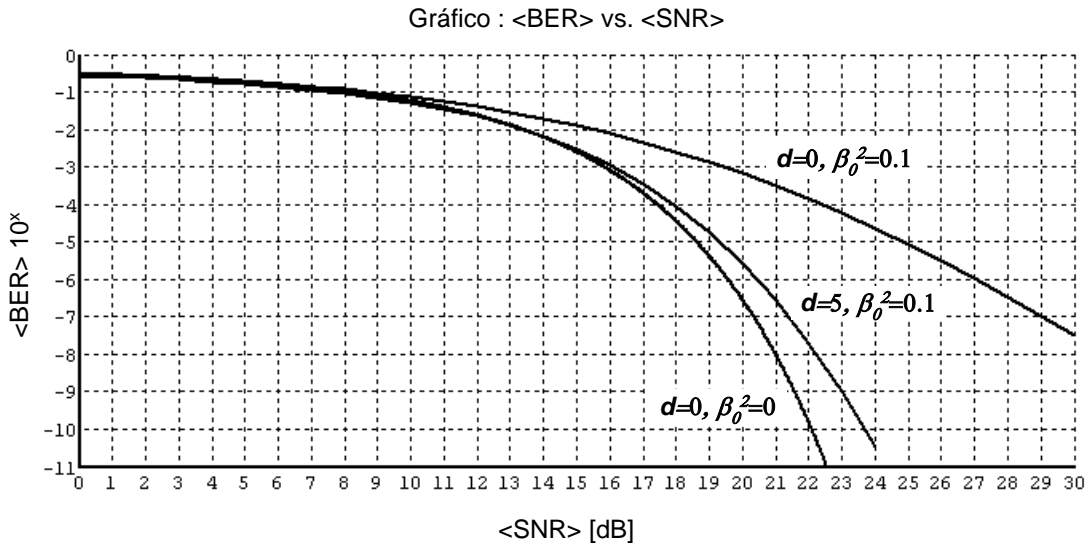


Figura 3.12 - Comparando a curva de <BER> vs. <SNR> com $\beta_0^2=0, \beta_0^2=0.1$ e $d=0.5$.

3.5. CONCLUSÃO

Os principais fenômenos da propagação laser pela atmosfera terrestre foram mostrados neste capítulo e, através do que foi visto, pode-se concluir que:

- ✓ A absorção atmosférica e a chuva (espalhamento não seletivo) não são grandes impedimentos ao enlace óptico. O primeiro é quase totalmente resolvido com a escolha do comprimento de onda dentro das janelas de transmissão, enquanto que, para a chuva, foi demonstrado que a perda de potência devido a ela não é muito grande.
- ✓ Os fenômenos que mais prejudicam o enlace são o espalhamento Mie e a turbulência óptica. O espalhamento Mie pode se tornar muito forte, o que acontece, principalmente, em neblinas ou névoas, e a perda de potência podem interromper o enlace óptico. A turbulência óptica produz distorções no sinal óptico, porém é mais tratável e seus efeitos serão reduzidos com um aumento das lentes coletoras do enlace.

Capítulo 4 - PROGRAMAS VISUAIS

4.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo, serão mostrados os programas computacionais que foram elaborados durante o estudo desenvolvido, que contribuirão, de forma significativa, para um melhor entendimento dos conceitos abordados nos capítulos II e III. Os programas computacionais foram construídos utilizando-se a ferramenta de programação C++ Builder™ da Borland®. A escolha desta ferramenta se deve a sua característica de permitir a construção de programas com uma boa otimização e que, depois de prontos, podem ser executados em qualquer microcomputador com um mínimo de requisitos. Os programas computacionais foram criados utilizando-se algoritmos numéricos e a sua principal função é prover estimativas da ordem de grandeza dos principais parâmetros envolvidos no estudo da propagação da luz pela atmosfera terrestre, de tal modo que seja possível a comparação com valores reais medidos em laboratório.

Os programas podem ser aglutinados em conjuntos, de acordo com as atividades que eles deverão executar. Entre as principais podemos citar :

- Permitir interação com o usuário;
- Realizar cálculos dos dados a serem mostrados;
- Realizar amostragem dos dados calculados;
- Permitir que os dados sejam salvos, de modo que possam ser recuperados para nova exibição.

Será apresentado um conjunto de 7 simulações com o principal propósito de cobrir a maioria dos principais efeitos e fenômenos que compõem na propagação do feixe laser:

1. Gráficos em 3D dos modos de propagação do laser Hermite-Gaussiano;

2. Transmitância devido à absorção atmosférica;
3. Fator de atenuação Mie;
4. Cálculo do Espalhamento não seletivo;
5. Deslocamento aleatório do feixe;
6. Cintilação;
7. Taxa de erro de Bit (BER).

4.2. GRÁFICOS EM 3D DOS MODOS LASER HERMITE-GAUSSIANO

4.2.1. INTRODUÇÃO

Um dos programas foi criado com o objetivo de obter uma visualização dos principais modos de propagação do laser Hermite-Gaussiano em 3 dimensões. Objetivando estes propósitos podem ser definidos vários pontos a serem cumpridos pelo programa computacional. A Figura 4.1 apresenta a janela do programa criado.

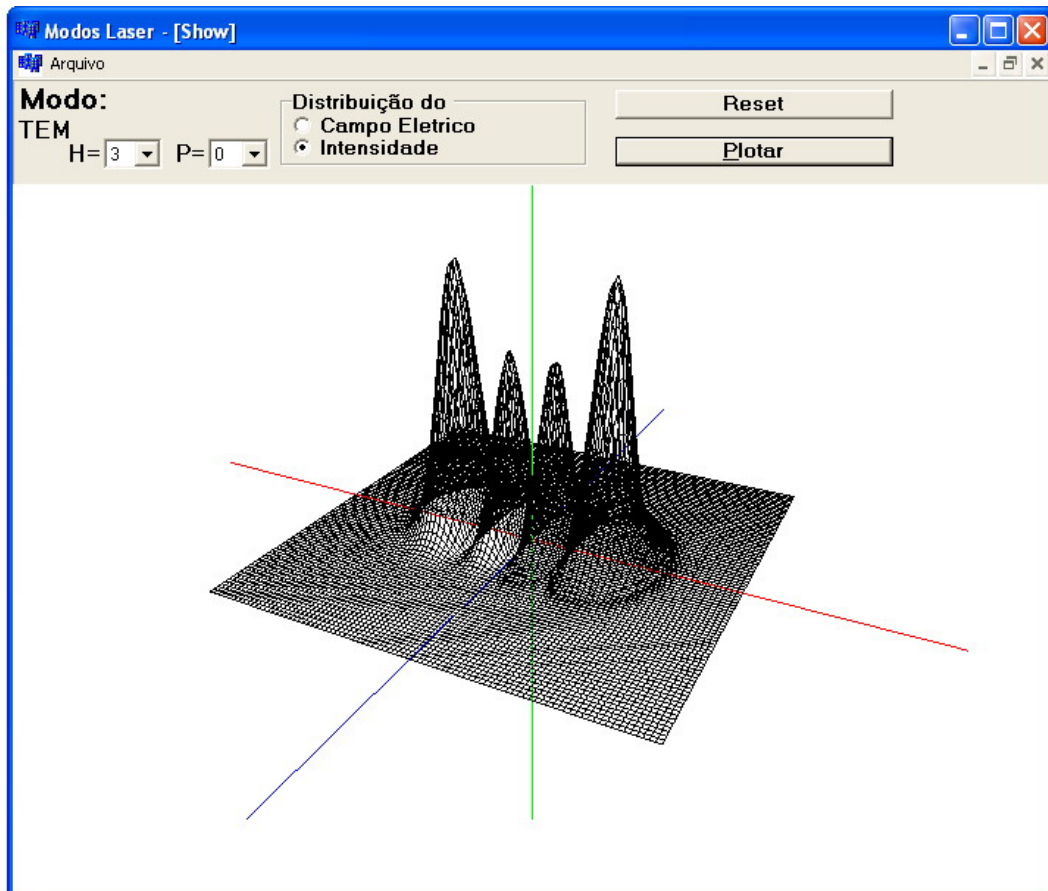


Figura 4.1 - Tela do programa Modos Laser, plotando a intensidade do modo $TEM_{3,0}$.

O primeiro objetivo a ser atingido é a interação com o usuário. Como o programa será construído para ser uma ferramenta de visualização de gráficos que estão em três dimensões, ele deve prover certas características para que este objetivo seja alcançado. Os principais são :

- Escolha do modo do feixe laser a ser plotado;
- Escolha entre plotar a intensidade e o campo elétrico;
- Rotação do gráfico em todos os 3 eixos;
- Deslocamento posicional do gráfico, nas direções horizontal e vertical;
- Efeito *zoom*;
- Salvar a figura em formato bitmap.

O próximo passo é o desenho do fluxograma para o programa, levando em conta as definições acima. A estrutura do fluxograma está apresentada na Figura 4.2.

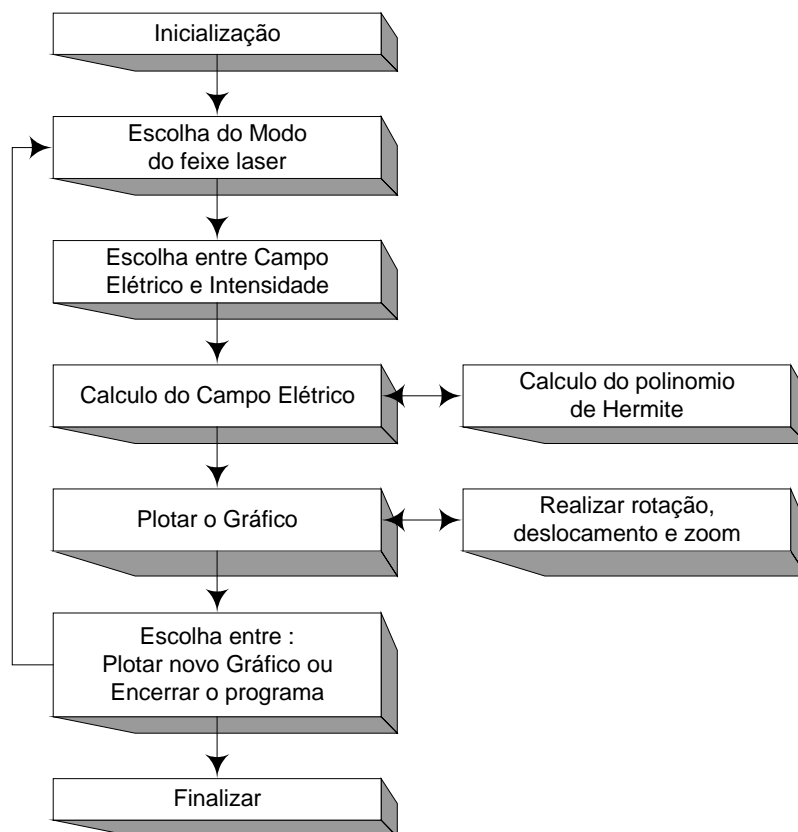


Figura 4.2 – Fluxograma do programa Modos Laser

A interação com usuário será provida através do mouse e do teclado, da seguinte forma: a rotação e o deslocamento serão realizados através do teclado e do

mouse quando estes estiverem com o cursor sobre o gráfico. O “zoom” utilizará as teclas + e – do teclado numérico e, para salvar a figura, existe uma opção no menu principal do programa.

A escolha do modo de propagação a ser desenhado é feita através de duas caixas “combos”, que permitem que opções apareçam em uma lista deslizante, como mostrado na Figura 4.3 (a). A escolha entre plotar o Campo Elétrico ou a Intensidade Lateral é feita através de um painel de conjunto de opções, como na Figura 4.3 (b), que permite escolher apenas uma das duas opções.

Além disto, foram acrescentados dois botões: um para iniciar o desenho ou alterá-lo e outro para reinicializar os parâmetros do deslocamento da rotação e o zoom.

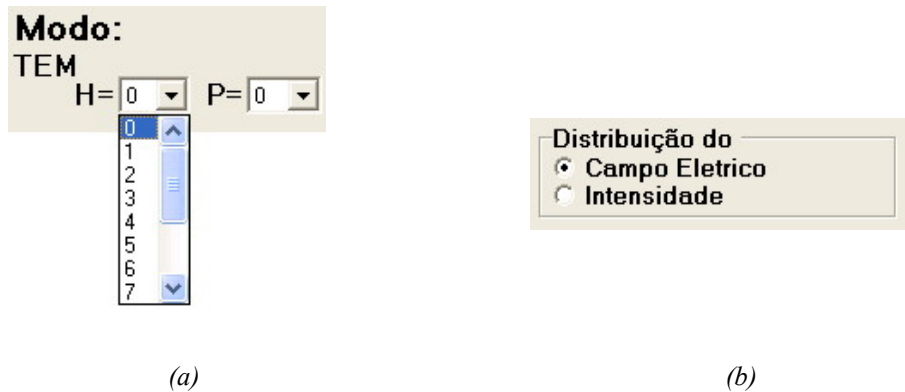


Figura 4.3 – (a) Caixa de combo para a escolha do Modo do feixe Laser, (b) Painel de conjunto de opções para a escolha entre Campo Elétrico ou Intensidade Lateral

4.2.2. CÁLCULOS ANALÍTICOS

Para o cálculo do campo elétrico ou da intensidade lateral foram criadas duas classes, tendo a primeira delas o nome de “*Hermite*”, permitindo calcular o valor do polinômio de Hermite. A segunda classe é a que realmente calcula o campo elétrico do modo laser. A classe “*Hermite*” apresenta uma única função que possui como parâmetros de entrada o valor do índice n e o valor de x que depois do cálculo, retorna o valor na forma de ponto flutuante. A listagem da classe “*Hermite*” foi colocada no Apêndice IV.

A equação diferencial de Hermite, neste caso, é apresentada na forma [51] :

$$y'' - 2xy' + 2ny = 0 \quad (4.1)$$

Se $n = 0, 1, 2, \dots$ a solução da equação de Hermite é dada pelos polinômios de Hermite $H_n(x)$, obtidos pela fórmula de **Rodrigues** [51]:

$$H_n(x) = (-1)^n e^{x^2} \frac{d^n}{dx^n} (e^{-x^2}) \quad (4.2)$$

e possui como algoritmo de recorrência as seguinte fórmulas :

$$H_{n+1}(x) = 2xH_n(x) - 2nH_{n-1}(x) \quad (4.3)$$

Além disto, são usados os dois polinômios especiais de Hermite:

$$H_0(x) = 1 \quad (4.4)$$

$$H_1(x) = 2x \quad (4.5)$$

Utilizando a mudança de variável : $m=n+1$ e substituindo na Eq.(4.3), que assume a seguinte forma:

$$H_m(x) = 2xH_{m-1}(x) - 2(m-1)H_{m-2}(x) \quad (4.6)$$

A equação (4.6) é válida para qualquer valor de x com $m \geq 2$. Considerando as Eqs. (4.4) e (4.5), é possível calcular o valor dos polinômios de Hermite para m inteiro $m \geq 0$. A função é construída executando as seguintes diretivas :

1. A função recebe dois parâmetros, o índice I e o valor de x ;
2. Verifica-se I é menor que zero; neste caso retorna 0;
3. Caso contrário, aplicam-se os dois parâmetros na Eq.(4.6).

Na terceira diretiva a função utiliza uma outra instância da função de Hermite para calcular o valor de x , só que, agora, para os índices $m-1$ e $m-2$. Isto implica que a função fica em um *loop* até que os valores dos índice sejam $m-1=1$ e $m-2=0$.

A segunda classe recebeu o nome de “*Modos*” e possui três funções: a primeira com o nome “*Parametros*”, através da qual são configuradas as características do feixe laser como: índices dos modos, comprimento de onda, índice de refração, raio mínimo do feixe; a segunda função é “*TamW*” que retorna o valor do raio do feixe no ponto z e, finalmente, a função “*Valor*” que retorna o valor do campo elétrico no ponto x,y,z , lembrando que a intensidade lateral é o módulo ao quadrado do campo elétrico. A listagem da classe “*Modos*” está no Apêndice V. De posse destas duas classes, o cálculo do campo elétrico no ponto x,y,z é concluído.

Para utilizar as classes “*Hermite*” e “*Modos*” foi criada uma outra função que responde ao botão de plotar. A inicialização desta função desempenha as seguintes tarefas :

- Cria uma instância para a classe “*Modos*”;
- Cria uma matriz 203×3 para armazenar os pontos gerados no cálculo;
- Cria as variáveis intermediárias e auxiliares.

Após isto, a função captura os valores para os índice m e p do modo de propagação e também a opção de campo elétrico ou intensidade. Com estes valores e através da função “*Parametros*”, indica-se para a classe “*Modos*” qual modo de propagação será plotado e utilizando-se a função “*TamW*”, determinam-se os valores iniciais e finais de x e y .

Após tudo isso, cria-se uma rotina composta por dois *loops* sobrepostos, um para variar os valores de x e um outro para variar os valores de y . Dentro desta rotina é chamada a função “*Valor*” da classe *Modos* e ela retorna o valores de z , sendo este, então, guardado pela matriz de pontos.

Depois de a matriz estar preenchida, ela é normalizada em função do maior valor absoluto por ela armazenado. A razão para esta normalização é puramente para que se torne mais fácil o seu desenho, que será feito por uma outra função criada somente para este fim.

4.2.3. EXIBIÇÃO DO PLOT 3D

Para a última parte, que é a plotagem do gráfico em 3D, foi escolhida a estrutura de programação *OpenGL*, que é uma ferramenta dirigida para a criação de objetos em 3D. Existem outras opções, mas a literatura sobre *OpenGL* se provou

bastante rica, justificando o uso dela para plotar os gráficos. O fluxograma, na Figura 4.4, provê uma idéia estruturada em blocos desta última parte do software.

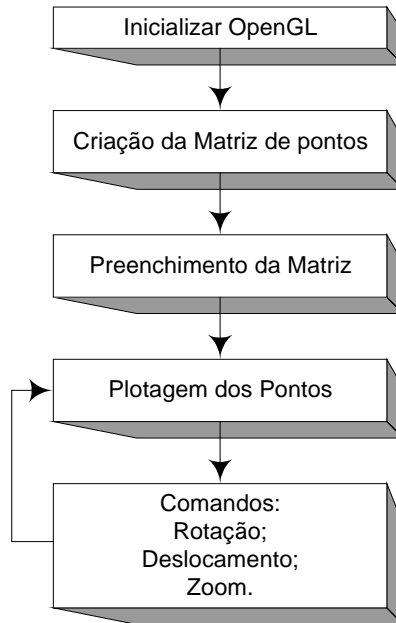


Figura 4.4 – Fluxograma da plotagem dos gráficos 3D

4.3. TRANSMITÂNCIA DEVIDO À ABSORÇÃO

4.3.1. INTRODUÇÃO

Um outro programa foi criado para demonstrar os valores da transmitância devido à absorção calculados com o trabalho de Elder e Strong que foi, posteriormente, modificado por Langer [1]. A Figura 4.5 apresenta a janela do programa.

Tal programa plota um gráfico do comprimento de onda vs. transmitância, em função de uma faixa de comprimento de onda, da umidade relativa, temperatura e distância do receptor. O fluxograma básico do programa está mostrado na Figura 4.6.

A fim de melhorar a interação com o usuário, o programa permite salvar o gráfico gerado, trocar a cor dos pontos, entrar com os parâmetros do gráfico que são: a faixa de comprimento de onda, umidade relativa, temperatura e distância do receptor. Todos estes parâmetros serão passados ao programa através das caixas de texto mostradas na Figura 4.7. A faixa do comprimento de onda deve estar entre 720

e 6000 nm; a temperatura deve ter o seu valor entre -25 e 35 °C, e a distância deve ser positiva e maior que zero. Após as caixas de texto serem preenchidas, o botão plotar pode ser acionado para que o programa trace o gráfico.

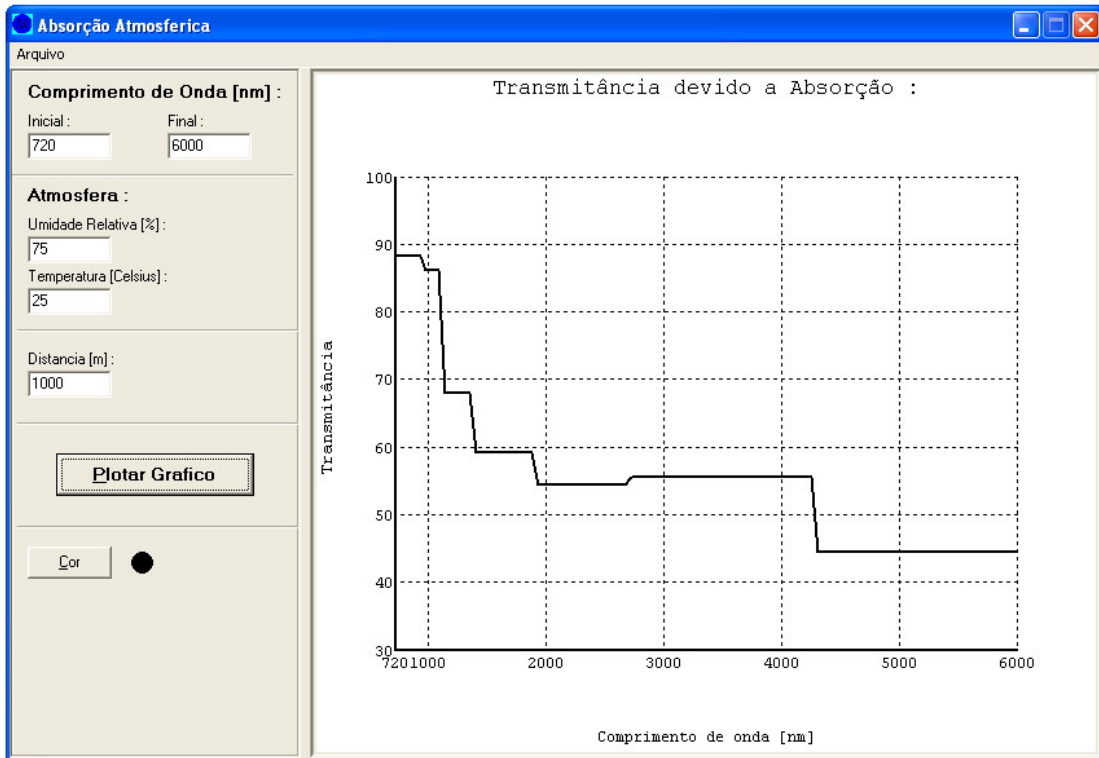


Figura 4.5 – Tela do programa Transmitância devido à Absorção

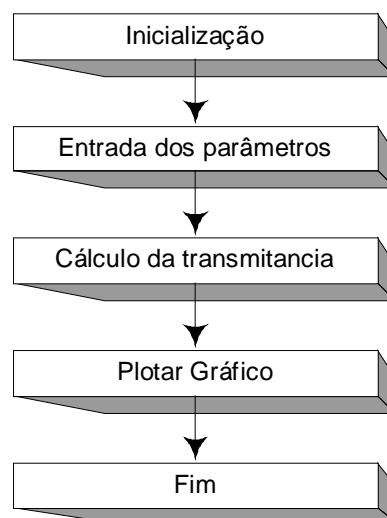


Figura 4.6 – Fluxograma básico do programa transmitância devido à absorção.

(a)

(b)

(c)

Figura 4.7 – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do comprimento de onda, (b) parâmetros da atmosfera, umidade relativa e temperatura (c) distância do transmissor.

4.3.2. CÁLCULOS ANALÍTICOS

Para o cálculo da transmitância foi criada uma classe com o nome de “AbAtmos”, que possui 2 funções. A primeira é a “UmidadeAbsoluta” que retorna o valor da umidade absoluta, em função da temperatura e umidade relativa; a segunda é a “TransAbs” que retorna a transmitância em função da umidade relativa, temperatura, comprimento de onda e comprimento do caminho. A classe “AbAtmos” está listada no Apêndice VI.

Para a construção do gráfico foi criada uma função conectada ao botão plotar, e, com a sua atuação, são habilitadas as seguintes operações :

- Criar uma instância para a classe “AbAtmos”;
- Criar uma Matriz 101x2, para armazenar os pontos do gráfico;
- Criar as variáveis auxiliares;

Após a inicialização da função ocorre a captura e a verificação dos parâmetros introduzidos pelo usuário. Os valores inicial e final de x são definidos pelo usuário e, para o cálculo dos valores de y , foi criada uma rotina em *loop* onde os valores de y são obtidos da função “TransAbs” da classe “AbAtmos”. Após o

preenchimento da Matriz 101x2, esta é entregue para uma função da classe “*Grafico*”.

4.3.3. EXIBIÇÃO DOS GRÁFICOS 2D

O desenho do gráfico é todo realizado pela classe “*Grafico*” que permite entrar diretamente com os pontos na forma de uma matriz. Algumas das principais funções da classe “*Grafico*” são: “*Pontos*”, que recebe os pontos a serem plotados; “*InterX*”, que recebe o intervalo do eixo *x*; “*InterY*”, que recebe o intervalo do eixo *y*; “*Dimensao*”, que recebe a largura e altura da tela que receberá a figura criada pela classe e define o tamanho do desenho; “*Tipo*”, que define se a curva será pontilhada ou contínua; “*MarcadorH*”, que define se haverá marcadores horizontais; “*MarcadorV*”, que define se haverá marcadores verticais e “*Desenho*”, que retorna a figura propriamente dita. As figuras criadas pela classe “*Grafico*” podem ser salvas no formato “*bitmap*”.

A Figura 4.8 mostra uma curva gerada pelo programa “transmitância devido a absorção”. Os seguintes parâmetros foram escolhidos : umidade relativa de 50%, temperatura de 32 °C e distância de 1000 m. Retirando os valores da transmitância para o comprimento de onda de 880 e 1550 nm, têm-se os valores de 0.5 e 2.21 dB/Km, respectivamente.

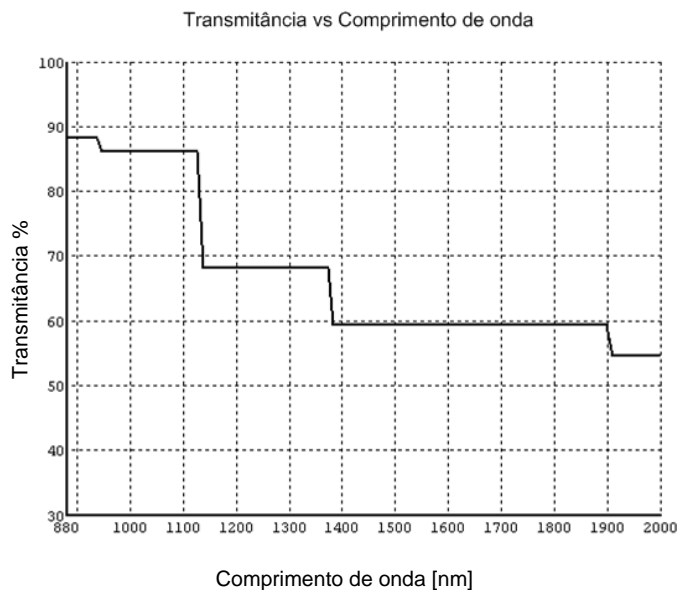


Figura 4.8 – Gráfico criado pelo programa Transmitância devido à absorção: um gráfico de transmitância vs. comprimento de onda, para umidade relativa de 50%, temperatura de 32 °C e uma distância de 1000 m.

A simulação provê uma boa visualização da atuação da absorção molecular da atmosfera, demonstrando a sua variação com o comprimento de onda e permitindo alterar as condições climáticas da atmosfera para levar em conta a maioria dos casos em que um enlace óptico pode ser utilizado.

4.4. FATOR DE ATENUAÇÃO MIE

4.4.1. INTRODUÇÃO

O programa apresentado na Figura 4.9 tem por objetivo comprovar, através de gráficos, a diferença entre os valores das Tabela 3.4 e Tabela 3.5. O programa constrói dois gráficos para isto, sendo que o primeiro deles mostra a atenuação vs. comprimento de onda e o segundo apresenta a *atenuação vs. alcance visual*.

No gráfico *atenuação vs. comprimento de onda* o programa permite fixar o valor do parâmetro visibilidade e escolher uma faixa de comprimento de onda para o cálculo da atenuação. Enquanto que no gráfico *atenuação vs. alcance visual* fixa-se o valor do parâmetro comprimento de onda e escolhe-se uma faixa de visibilidade para o cálculo da atenuação. O seu fluxograma está desenhado na Figura 4.10.

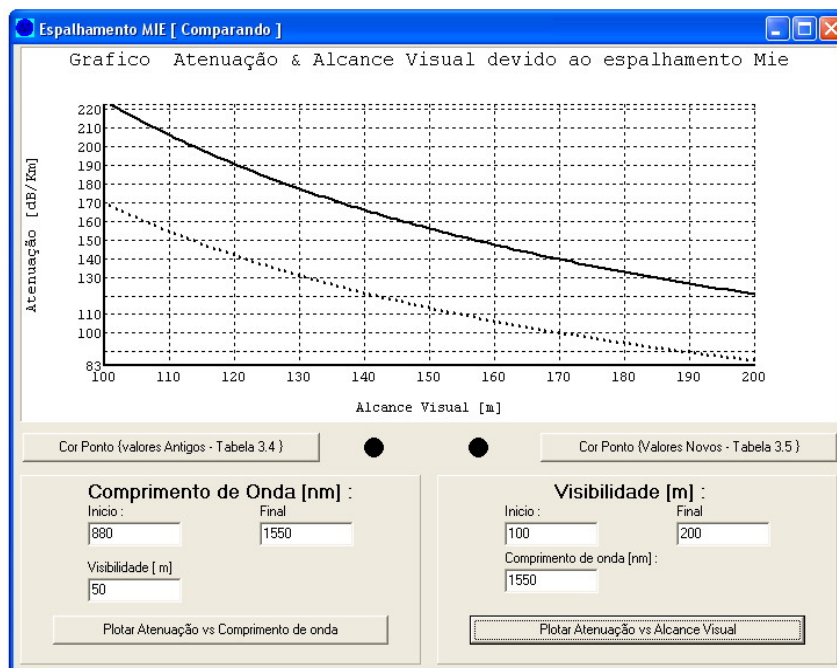


Figura 4.9 – Tela do programa que compara os valores das Tabela 3.4 e Tabela 3.5 para o cálculo do espalhamento Mie.

A escolha do gráfico a ser plotado é feita através do acionamento do botão “Plotar Atenuação vs. Comprimento de onda” ou “Plotar Atenuação vs. Alcance Visual”. Os pontos gerados, através dos valores da Tabela 3.4, são os contínuos, enquanto que os pontos pontilhados são correspondentes à Tabela 3.5. Além disso, os pontos podem ser diferenciados com a alteração da cor através de outros dois botões, logo abaixo do painel de visualização do gráfico.

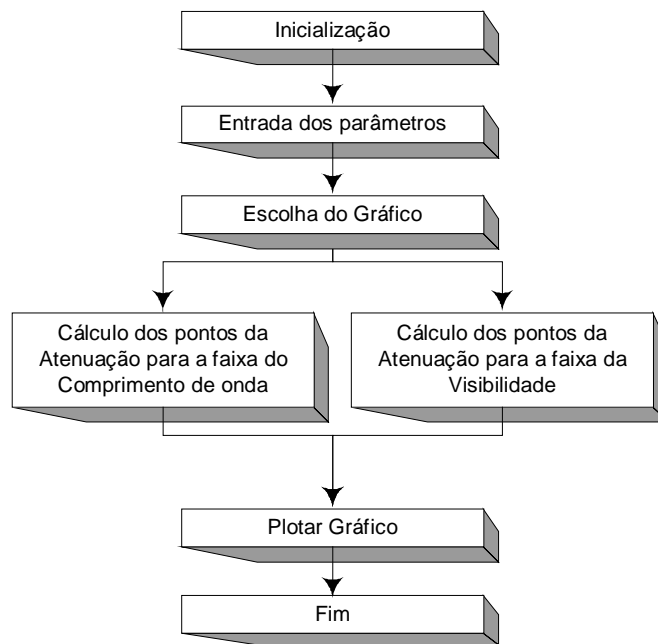


Figura 4.10 – Fluxograma do programa do Espalhamento Mie.

Os valores dos parâmetros do gráfico *atenuação vs. comprimento de onda* são escolhidos ou alterados através das caixas de texto mostradas na Figura 4.11 (a), enquanto que, para o gráfico *atenuação vs. alcance visual*, utilizam-se as caixas de texto da Figura 4.11 (b).

4.4.2. CÁLCULOS ANALÍTICOS

Para o cálculo da Atenuação para os dois gráficos foi criada uma classe com o nome de “*EspalhamentoMie*” que possui as seguintes funções: “*Atenuacao*” e “*AtenuacaoOLD*”. Ambas retornam os valores da atenuação causada pelo espalhamento Mie em função do comprimento de onda e da visibilidade. A primeira retorna o valor da atenuação utilizando os valores da Tabela 3.5 e a segunda faz o

mesmo, porém utilizando os valores da Tabela 3.4. A listagem da classe “*EspalhamentoMie*” está no Apêndice VII.

(a)

(b)

Figura 4.11 – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do comprimento de onda e visibilidade para o gráfico *Atenuação vs. Comprimento de onda*, (b) faixa de visibilidade e comprimento de onda para o gráfico *Atenuação vs. Alcance Visual*

Como mencionado anteriormente, os botões “*Plotar Atenuação vs. Comprimento de onda*” e “*Plotar Atenuação vs. Alcance Visual*” executam funções diferentes para plotar os seus gráficos, mas seu funcionamento é bastante parecido. A mudança de um para o outro pode ser observada porque, no primeiro, o parâmetro que varia é o comprimento de onda e ele é armazenado como valor de x dos pontos, enquanto, no segundo botão, o valor de x segue a variação do alcance visual.

As funções que desempenham as seguintes tarefas :

- Criar uma instância da Classe “*EspalhamentoMie*”;
- Criar duas matrizes 101×2 ;
- Criar uma matriz de 201×1 ;
- Criar as variáveis auxiliares;

Após isto, os valores de y são calculados com as funções “*Atenuacao*” e “*AtenuacaoOLD*” e são armazenados junto com os valores de x nas matrizes 101×2 . Estes pontos serão utilizados para plotar as duas curvas de cada gráfico. Na matriz 202×2 são armazenados somente os valores de y de cada curva. Da matriz 202×2

obtem-se a grandeza da ordem dos pontos e os valores de máximo e mínimo do eixo y .

4.4.3. EXIBIÇÃO DOS GRÁFICOS 2D

Aqui também foram criadas duas matrizes-linha para armazenar os pontos, sendo utilizada, também, a classe “*Grafico*” para exibir os plots 2D. Como são plotadas duas curvas, porém, existe a necessidade de duas instâncias para a classe “*Grafico*”, sendo que cada uma irá desenhar uma curva. Para serem sobrepostas as curvas devem ter o mesmo intervalo no eixo y . Isto é feito através da matriz 201x1.

A Figura 4.12 e a Figura 4.13 são mais alguns exemplos das curvas de atenuação devido ao espalhamento Mie, onde, mais uma vez, as linhas pontilhadas se referem aos valores da Tabela 3.5 e a linhas cheias aos valores da Tabela 3.4.

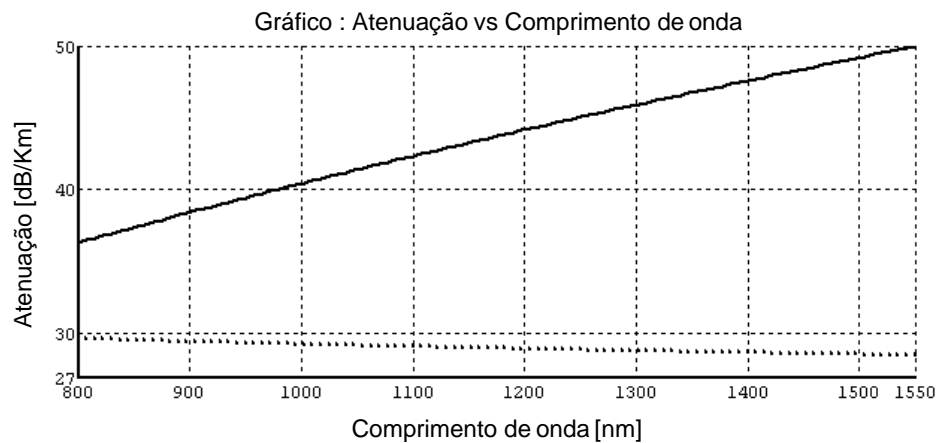


Figura 4.12 – Gráfico Atenuação vs. Comprimento de onda para uma visibilidade de 560 m.

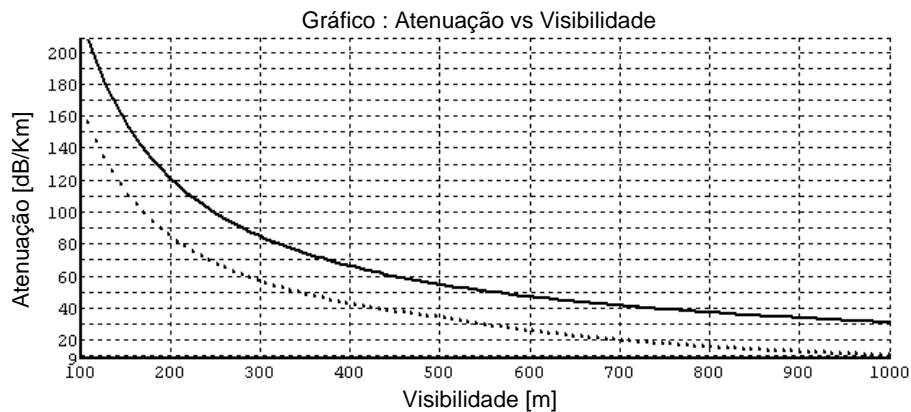


Figura 4.13 – Gráfico Atenuação vs. Visibilidade para um comprimento de onda de 1550 nm.

4.5. CÁLCULO DO ESPALHAMENTO NÃO SELETIVO

4.5.1. INTRODUÇÃO

O objetivo deste programa é estudar o espalhamento não seletivo, através do cálculo do coeficiente de atenuação do espalhamento não seletivo causado por chuvas. A Figura 4.14 apresenta o programa e a Figura 4.15 mostra o seu fluxograma.

O usuário pode criar novas distribuições para os raios das gotas de chuva e o programa permite salvar estas distribuições de forma que depois de criada uma tabela de distribuição dos raios de gotas, ela pode ser lida uma outra vez, a qualquer tempo. Para o usuário criar uma nova distribuição para o cálculo da tabela do coeficiente de atenuação ele deve selecionar o item “nova distribuição”, como ilustrado na Figura 4.16, o que provoca o surgimento de uma janela para a criação de uma nova tabela de distribuição, igual àquela mostrada na Figura 4.17.

Raio da Gota	Ocorrência %	Taxa	Coef. Atenuação
0,025	43	2,81434341884086E-5	2,25147473507269E-6
0,05	21,4	0,000112050137978036	1,12050137978036E-6
0,075	14,3	0,000252701859073129	7,48746249105568E-7
0,1	9,3	0,000389557489045134	4,86946861306418E-7
0,125	5,8	0,000474511390385958	3,03687289847013E-7
0,15	3,6	0,000508938009881547	1,88495559215388E-7
0,175	1,8	0,000404087355067987	9,42477796076938E-8
0,2	0,75	0,000251327412287183	3,92699081698724E-8
0,225	0,35	0,000166995284492382	1,83259571459405E-8
0,25	0,13	8,50848010347235E-5	6,80678408277788E-9
0,275	0,064	5,57527976257069E-5	3,35103216382911E-9
0,3	0,024	2,71433605270158E-5	1,25663706143592E-9
0,325	0,019	2,73207296122497E-5	9,94837673636768E-10
	100,537		5,26410501023262E-6

Figura 4.14 – Tela do programa que calcula o coeficiente de atenuação devido ao espalhamento não seletivo para várias distribuições de tamanho de raio de chuva.

No preenchimento da tabela o usuário deve informar a taxa de chuva em cm/s e o número dos raios de gotas desejados, os raios das gotas e sua probabilidade de ocorrência. Após ter sido criada a nova tabela, o usuário deve salvá-la. Automaticamente, o programa irá calcular a tabela de coeficiente de atenuação, inclusive o coeficiente de atenuação total, mostrado em uma caixa de texto acima da tabela de atenuação.

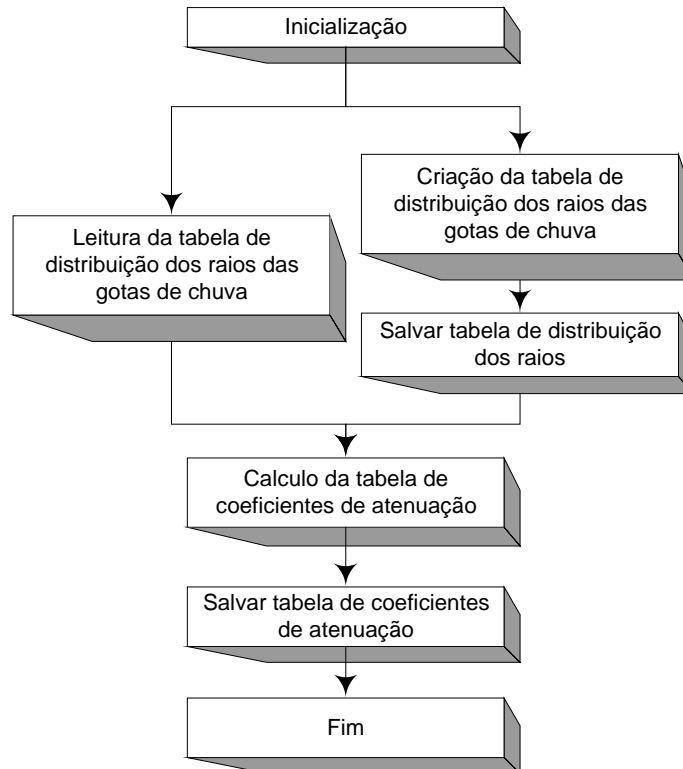


Figura 4.15 – Fluxograma do programa Atenuação devido ao espalhamento não seletivo

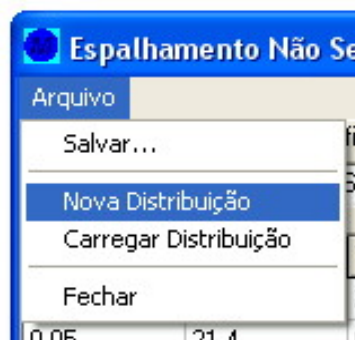


Figura 4.16 – Selecionando o item Nova Distribuição

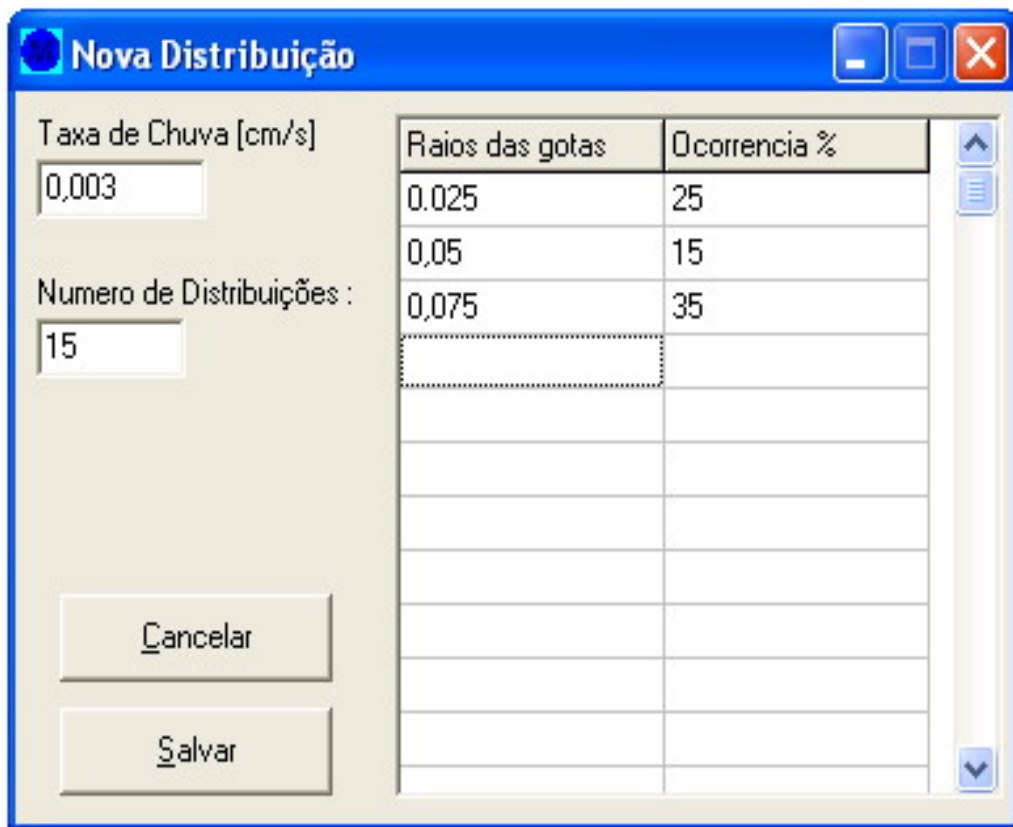


Figura 4.17 – Janela para a criação de uma nova distribuição dos raios das gotas de chuva

4.5.2. CÁLCULOS ANALÍTICOS

Após criar uma nova distribuição ou ao abrir uma, criada previamente, o programa criará uma tabela de coeficientes de atenuação. Ele irá proceder da seguinte forma :

- Abre o arquivo, no qual foram guardados os dados;
- Armazena os valores da ocorrência dos raios das gotas de chuva em uma matriz.

Utilizando uma rotina de *loop*, calcula-se para cada raio o coeficiente de atenuação e, logo após isto, com a soma de todos os coeficientes, tem-se o coeficiente total de atenuação.

4.6. DESLOCAMENTO ALEATÓRIO DO FEIXE

4.6.1. INTRODUÇÃO

O programa mostrado na Figura 4.18, será utilizado na análise do deslocamento aleatório do feixe, apresentando o efeito que o deslocamento aleatório desempenha sobre o feixe laser, através dos gráficos de “Desvio padrão vs. Raio do feixe” e “Desvio padrão vs. Comprimento de onda”. O fluxograma do programa Deslocamento Aleatório do feixe pode ser visualizado na Figura 4.19.

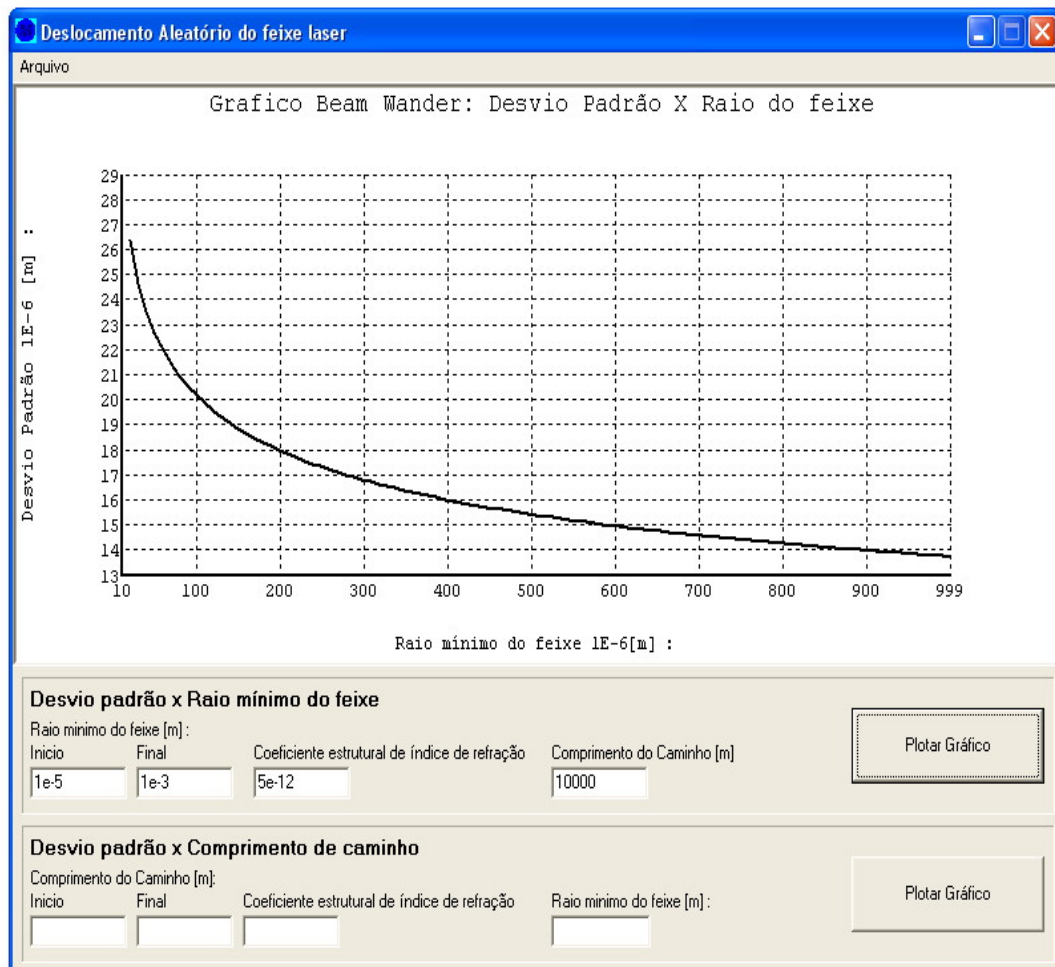


Figura 4.18 – Tela do programa que demonstra os gráficos do desvio padrão vs. raio do feixe e desvio padrão vs. comprimento do caminho.

Para que seja traçado o gráfico mostrado na Figura 4.21, o usuário deve escolher a faixa de raio mínimo do feixe, o coeficiente estrutural do índice de refração e o comprimento do caminho. Já, para o segundo gráfico, a escolha é a faixa do comprimento do caminho, o coeficiente estrutural do índice de refração e o raio mínimo do feixe.

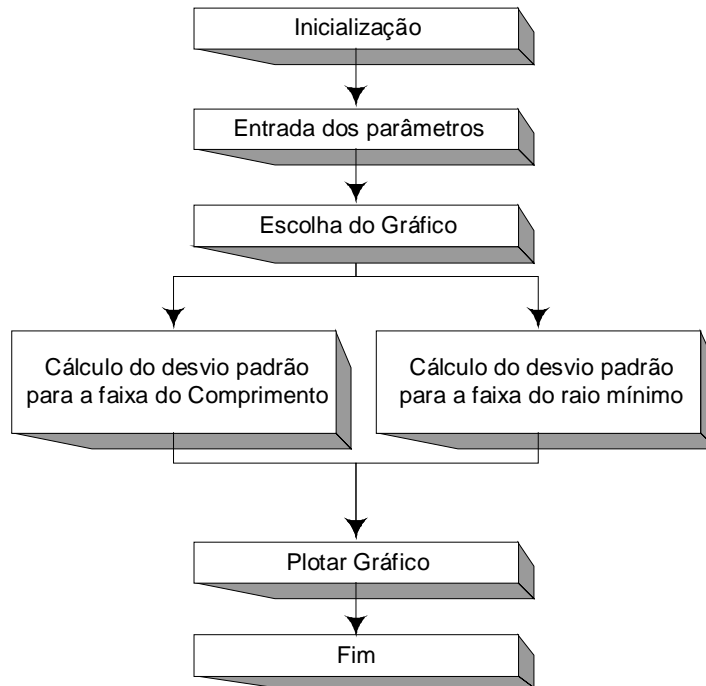


Figura 4.19 – Fluxograma do programa Deslocamento aleatório do feixe

A escolha dos parâmetros para os seus respectivos gráficos é feita através das caixas de texto destacadas nas Figura 4.20(a) e Figura 4.20(b).

Desvio padrão x Raio mínimo do feixe

Raio mínimo do feixe [m]:

Início	Final	Coefficiente estrutural de índice de refração	Comprimento do Caminho [m]
<input type="text"/>	<input type="text"/>	<input type="text"/>	<input type="text"/>

(a)

Desvio padrão x Comprimento de caminho

Comprimento do Caminho [m]:

Início	Final	Coefficiente estrutural de índice de refração	Raio mínimo do feixe [m]:
<input type="text"/>	<input type="text"/>	<input type="text"/>	<input type="text"/>

(b)

Figura 4.20 – Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) faixa do Raio mínimo do feixe, coeficiente estrutural de índice de refração e comprimento do caminho para o gráfico Desvio padrão vs. Raio mínimo do feixe (b) faixa de comprimento do caminho, coeficiente estrutural de índice refrativo e raio mínimo do feixe para o gráfico Desvio padrão vs. Comprimento de caminho

O cálculo do desvio padrão provocado pelo deslocamento aleatório do feixe é realizado através de uma função que procede da seguinte forma :

- É criada uma matriz 101x2 para armazenar os pontos da curva;
- O programa recebe e verifica os parâmetros do usuário e, dependendo de qual botão seja acionado, decide qual rotina de *loop* será chamada para o

cálculo dos valores de y do gráfico. Estes valores serão guardados na matriz 101x2, juntamente com os valores de x .

4.6.2. EXIBIÇÃO DO GRÁFICO 2D

A matriz 101x2 é entregue a uma instância da classe “Gráfico” para que o correspondente gráfico seja traçado. A Figura 4.21 e a Figura 4.22 são exemplos de resultados fornecidos pelo programa.

Gráfico : Desvio Padrão vs. Raio mínimo do feixe

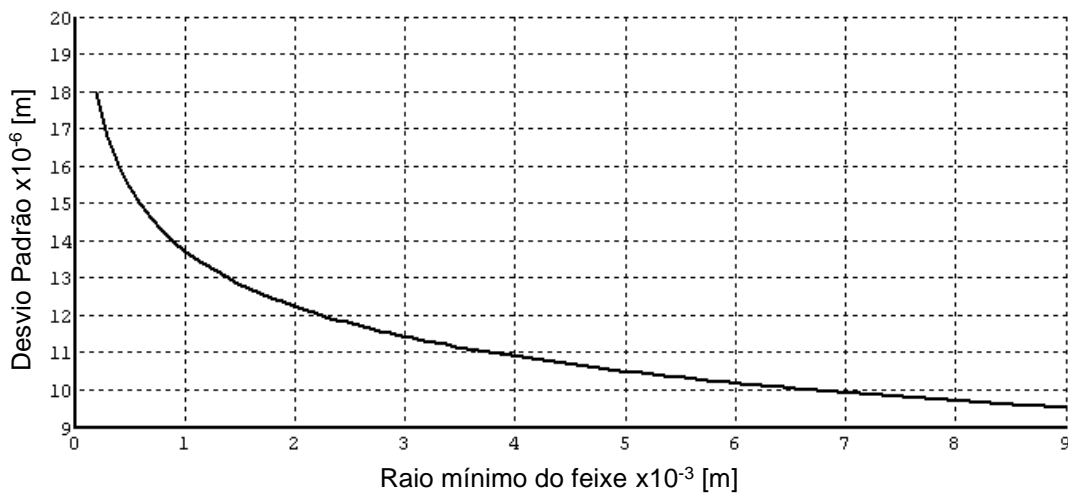


Figura 4.21 – Gráfico do desvio padrão vs. Raio mínimo do feixe para o fenômeno deslocamento aleatório com Coeficiente Estrutural de índice refrativo $C_n=5 \times 10^{-12}$ e comprimento do caminho $L=10000$ m

Gráfico : Desvio Padrão vs. Comprimento do Caminho

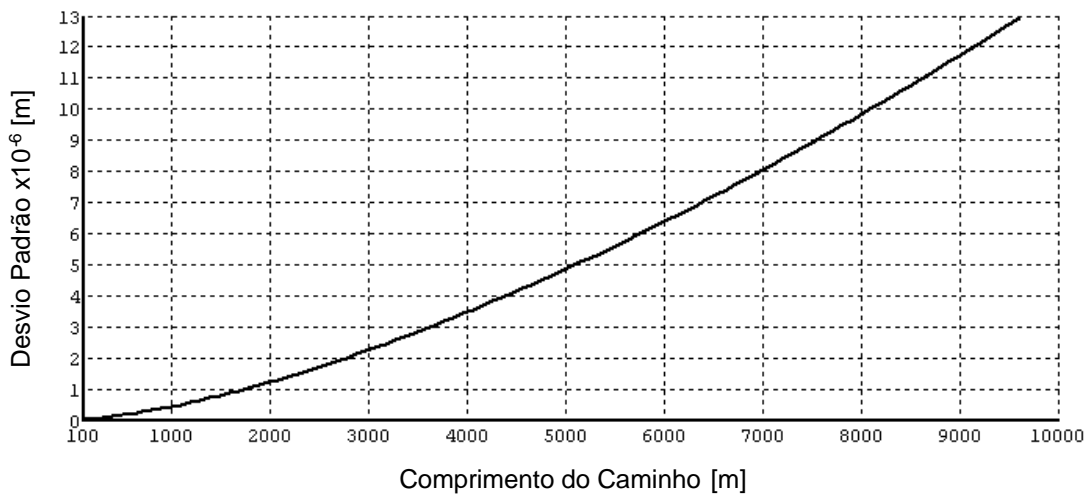


Figura 4.22 – Gráfico do desvio padrão vs. comprimento do caminho para o fenômeno deslocamento aleatório com coeficiente estrutural de índice refrativo $C_n=5 \times 10^{-12}$ e raio mínimo do feixe $W_0=1 \times 10^{-3}$ m

Através dos gráficos criados pelo programa Deslocamento Aleatório do Feixe é possível verificar que, quanto menor o raio mínimo do feixe, maior será a atuação do fenômeno de deslocamento aleatório do feixe. Também se pode notar que, quanto maior for o comprimento do caminho, maior será a influência do fenômeno.

4.7. CINTILAÇÃO

4.7.1. INTRODUÇÃO

O programa mostrado na Figura 4.23 foi criado para verificar o nível de relação sinal-ruído média, $\langle \text{SNR} \rangle$, devido ao coeficiente de estrutura de índice refrativo de um caminho com turbulência óptica, através do gráfico C_n vs. $\langle \text{SNR} \rangle$. Ele também mostra a relação entre a $\langle \text{SNR} \rangle$ e a relação sinal-ruído do caminho sem efeitos atmosféricos, SNR. O programa também permite verificar a atuação do coeficiente de abertura média no valor da $\langle \text{SNR} \rangle$.

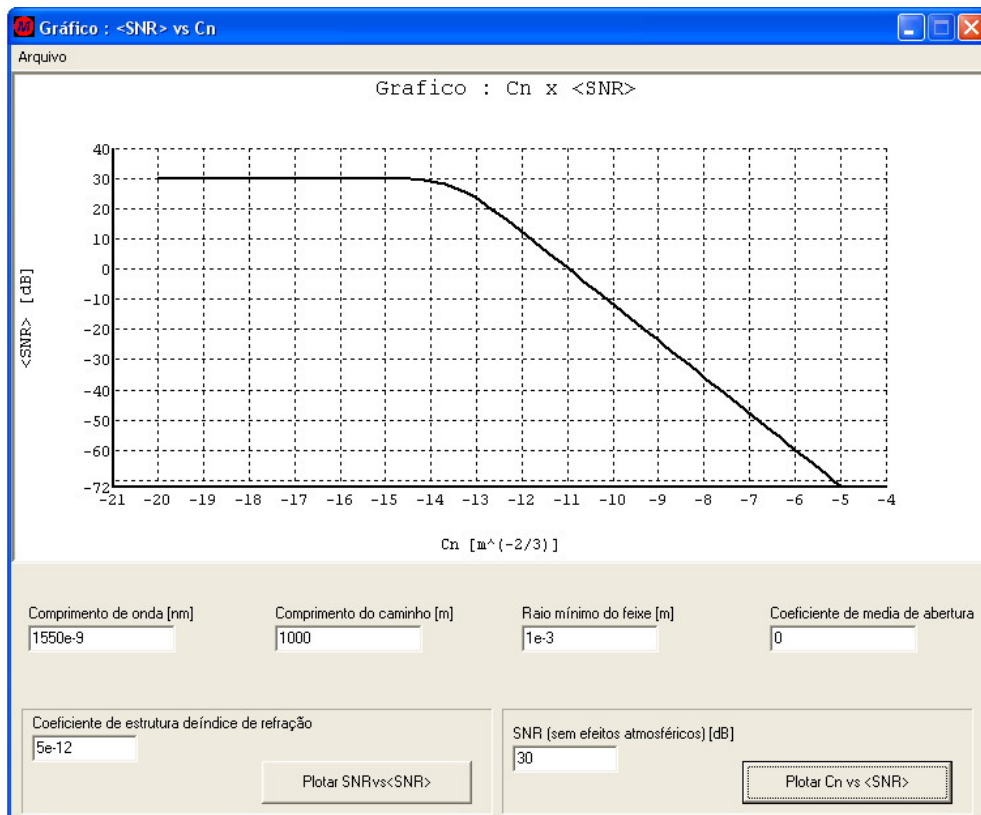


Figura 4.23 - Tela do programa que demonstra, através dos gráficos do SNR vs. $\langle \text{SNR} \rangle$ e C_n vs. $\langle \text{SNR} \rangle$, o fenômeno da cintilação.

Os parâmetros utilizados para a construção dos gráficos são: comprimento de onda, comprimento do caminho, raio mínimo do feixe e coeficiente de abertura média para os dois gráficos, além do coeficiente da estrutura de índice de refração para o gráfico $\langle SNR \rangle$ vs. SNR e a SNR para o gráfico C_n vs. $\langle SNR \rangle$. Os parâmetros são dados pelo usuário, ao preencher as caixas de texto mostradas na Figura 4.24.

(a)

(b)

Figura 4.24 - Caixas de texto para a entrada dos parâmetros (a) Parâmetros comuns aos dois gráficos: comprimento de onda, comprimento do caminho, raio mínimo do feixe e coeficiente de média de abertura (b) do lado esquerdo coeficiente de estrutura do índice de refração e o botão para plotar o gráfico SNR vs. $\langle SNR \rangle$ e do lado direito a SNR sem efeitos atmosféricos e o botão para plotar o gráfico C_n vs. $\langle SNR \rangle$

O fluxograma do programa para análise dos efeitos da cintilação está apresentado na Figura 4.25.

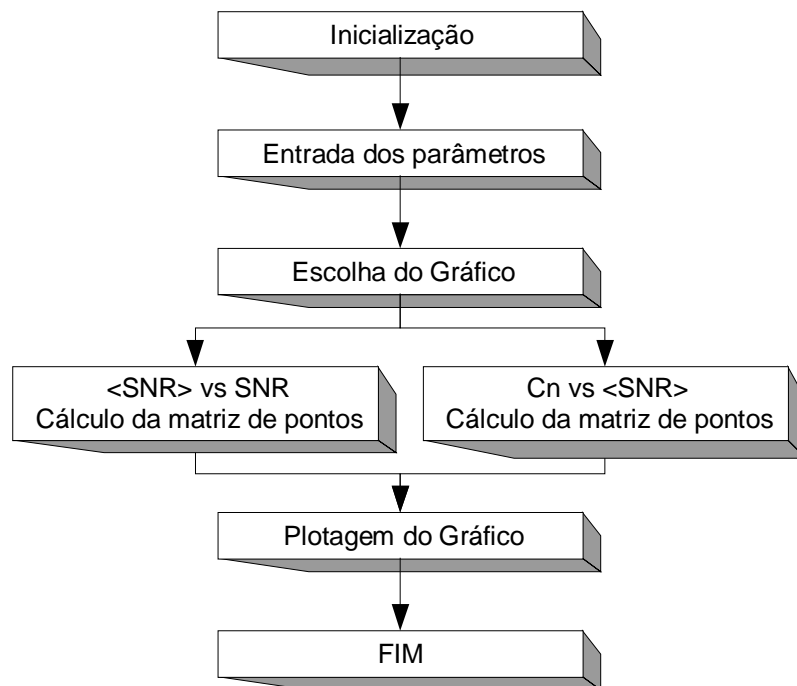


Figura 4.25 – Fluxograma do programa cintilação

4.7.2. CÁLCULOS ANALÍTICOS

Os cálculos efetuados pelo programa acontecem dentro de duas funções, as quais plotam seus respectivos gráficos.

No gráfico $\langle SNR \rangle$ vs. SNR , como o mostrado pela Figura 4.26, a função opera da seguinte maneira :

- Cria-se uma matriz 131x2 elementos para o armazenamento dos pontos;
- Criam-se as variáveis auxiliares;
- Faz-se o recolhimento e verificação dos parâmetros do usuário;
- Calcula-se o raio do feixe;
- Calcula-se o termo P_{s0}/P_s , referente a Eq.(3.29).

Após estes cálculos preliminares, a função entra em uma rotina *loop*, na qual se varia o valor de SNR entre -30 e 100 dB, sendo os valores armazenados na variável x . Com estes valores de SNR , calcula-se o valor de $\langle SNR \rangle$ através da Eq.(3.29), sendo os resultados armazenados como valores de y na matriz 131x2.

Gráfico : $\langle SNR \rangle$ vs SNR

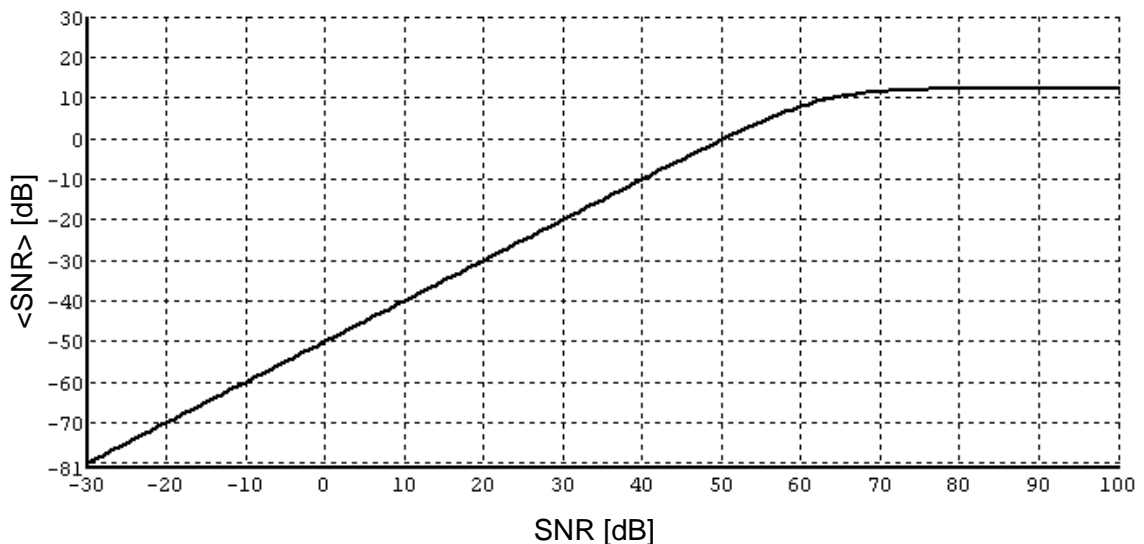


Figura 4.26 – Gráfico de SNR vs $\langle SNR \rangle$ onde os parâmetros são : coeficiente de média de abertura $A=0.06$; coeficiente estrutural de índice refrativo da turbulência óptica do caminho $C_n=5 \times 10^{-10}$, comprimento de onda $\lambda=1550$ nm, distância $L=1000$ m, raio mínimo do feixe $w_0=1 \times 10^{-3}$ m.

No gráfico C_n vs. $\langle SNR \rangle$, como o mostrado pela Figura 4.27, a segunda função opera da seguinte forma :

- Cria-se uma matriz 131x2 elementos, para o armazenamento dos pontos;
- Criam-se as variáveis auxiliares;
- Faz-se o recolhimento e verificação dos parâmetros do usuário;
- Calcula-se o raio do feixe

Após os cálculos preliminares, a função entra em uma rotina *loop* na qual se varia o valor de C_n entre 10^{-5} e 10^{-15} , sendo os resultados armazenados como valores de x . Com estes valores calcula-se a $\langle SNR \rangle$, que é armazenada na matriz 131x2 como valores de y . Para o desenho dos gráficos a matriz 131x2 é entregue à classe “*Grafico*”.

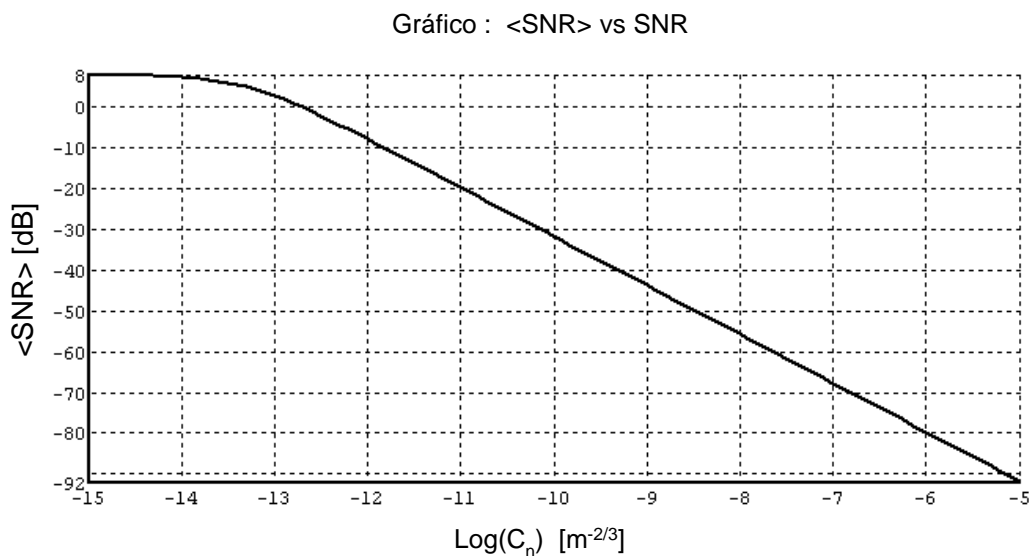


Figura 4.27 – Gráfico de C_n vs $\langle SNR \rangle$ onde os parâmetros são : coeficiente de média de abertura $A=0.06$; relação de sinal ruído sem efeitos atmosféricos $SNR=10$ dB, comprimento de onda $\lambda=1550$ nm, distância $L= 1000$ m, raio mínimo do feixe $w_0=1 \times 10^3$ m

4.8. BER vs. SNR

4.8.1. INTRODUÇÃO

O último programa que pode ser visualizado através da Figura 4.28, tem o intuito de relacionar a taxa de erro de bit (BER) de um receptor de detecção direta com a relação de sinal-ruído média. Os parâmetros utilizados para a construção dos

gráficos são : comprimento de onda, coeficiente estrutural de índice refrativo, distância do receptor e raio das lentes coletoras. Neste caso devemos lançar mão da *distribuição gamma-gamma*.

Os parâmetros são fornecidos pelo usuário através das caixas de texto mostrada na Figura 4.29. Há também a opção de sobrepor uma curva sem efeitos atmosféricos para comparação. O fluxograma básico do programa está mostrado na Figura 4.30.

O programa realiza a construção da curva “*BER vs. SNR*” através de uma função principal que, na sua inicialização, executa as seguintes tarefas :

- Cria-se uma matriz 101x2 para armazenar os pontos do gráfico;
- Cria-se uma matriz 4000x1 para a integração numérica;
- Criam-se variáveis auxiliares;

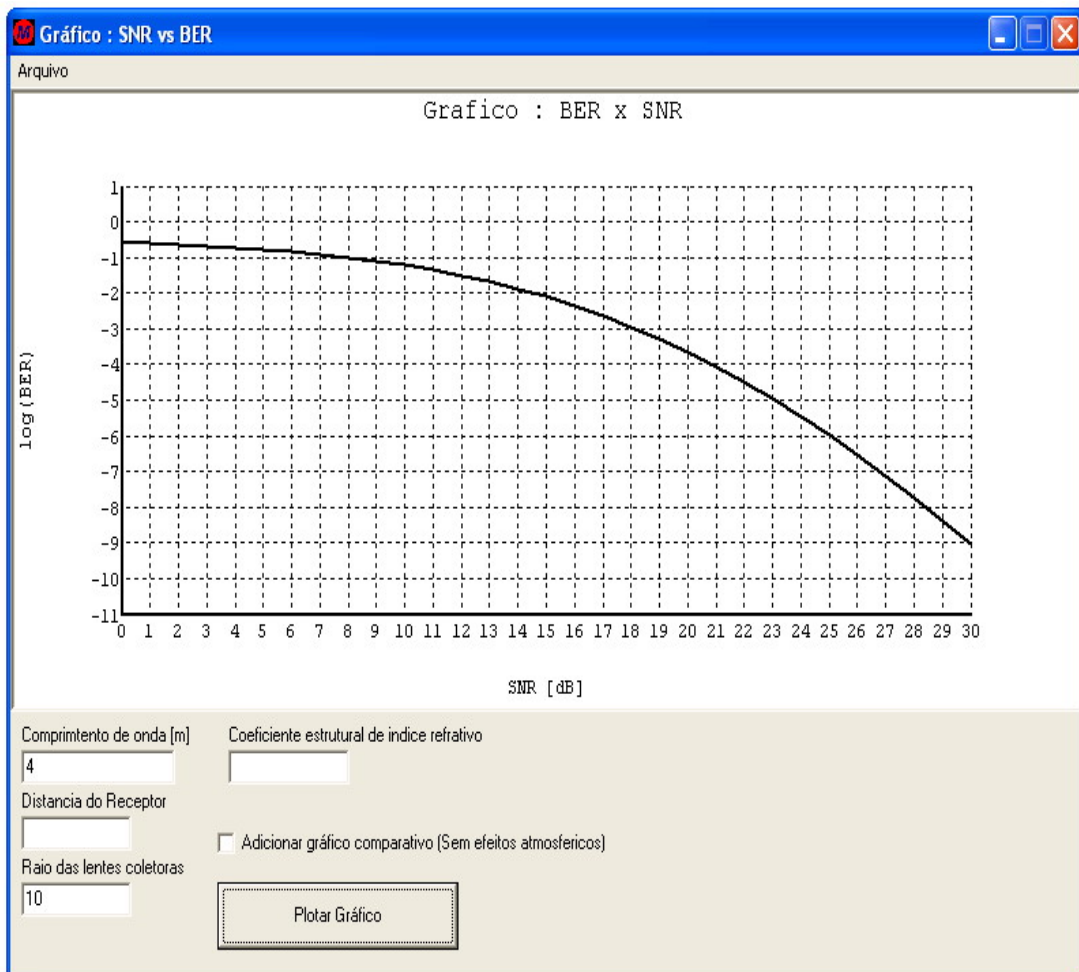


Figura 4.28 – Tela do programa SNR vs. BER

Após isto, a função principal captura e verifica os parâmetros do usuário e, em seqüência, calcula os valor de α e β da distribuição gamma-gamma e o fator β_0^2 relacionado com o coeficiente estrutural de índice refrativo.

Depois destes cálculos preliminares, a função principal entra em uma rotina de duplo *loop*, na qual o primeiro varia o valor da SNR, enquanto o segundo realiza a integração numérica para cada valor novo da SNR. A integração numérica é realizada através do método trapezoidal.

Figura 4.29 - Caixas de texto para a entrada dos parâmetros

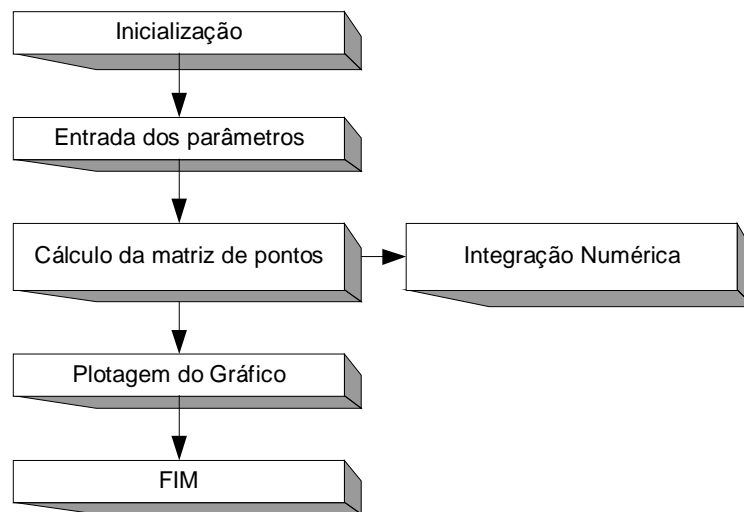


Figura 4.30 –Fluxograma Básico do programa

Capítulo 5 - CONSIDERAÇÕES FINAIS

5.1. INTRODUÇÃO

Nesta dissertação apresentou-se um estudo teórico dos principais efeitos lineares da propagação atmosférica do feixe laser Gaussiano entre os comprimentos de ondas de 880 e 2000 nm. Através deste estudo foram fundamentados os principais conceitos e características de um enlace óptico neste tipo de meio de propagação.

Os estudos iniciais feitos sobre o feixe Gaussiano permitiram analisar, através de métodos numéricos, alguns parâmetros essenciais tais como : raio mínimo, raio da curvatura da frente de fase, que fornecem uma avaliação da divergência do feixe Gaussiano. Os estudos feitos sobre os expansores de feixe e seu efeito no raio mínimo do feixe permitiram demonstrar, através de curvas, a diminuição do raio do feixe no final do enlace. O terceiro capítulo abordou a atuação dos principais efeitos lineares da propagação atmosférica do enlace óptico, em espaço livre, demonstrando, através de métodos empíricos e numéricos, cada fenômeno independentemente. No final deste capítulo, é efetuada uma análise global de todos os fenômenos atuando em conjunto e, através de um conjunto de curvas, comparam-se relações sinal-ruído e a taxa de erro de bit em enlaces ópticos com e sem os fenômenos atmosféricos.

Foi visto que efeitos do tipo espalhamento Mie e turbulência óptica podem ser muito prejudiciais ao enlace óptico, assim como foi verificada a existência de janelas atmosféricas onde a propagação do feixe laser possui pouca atenuação.

Todas as descrições das características e componentes do enlace óptico em espaço livre foram acompanhadas de cálculos computacionais e apresentadas no quarto capítulo.

5.2. CONTRIBUIÇÕES DA DISSERTAÇÃO

Neste trabalho de dissertação, procurou-se contribuir para o entendimento dos componentes e fenômenos lineares envolvidos na propagação de um sinal em um enlace óptico no espaço livre. Algumas das contribuições deste trabalho estão listadas nos itens :

- Modelagem das equações que governam os campos de um feixe gaussiano com a obtenção dos principais modos de propagação gerados pela onda eletromagnética. Foi dada uma atenção especial ao modo fundamental $TEM_{0,0}$ do feixe Gaussiano, obtido a partir da equação de **Helmholtz**;
- Elaboração de um programa para visualização dos modos do feixe Hermite-Gaussiano, cuja implementação otimizada das rotinas estruturadas de forma interativa permite que tal programa possa ser executado em máquinas de pequeno porte. A Figura 5.1 é um exemplo dos gráficos 3D obtidos com o programa;

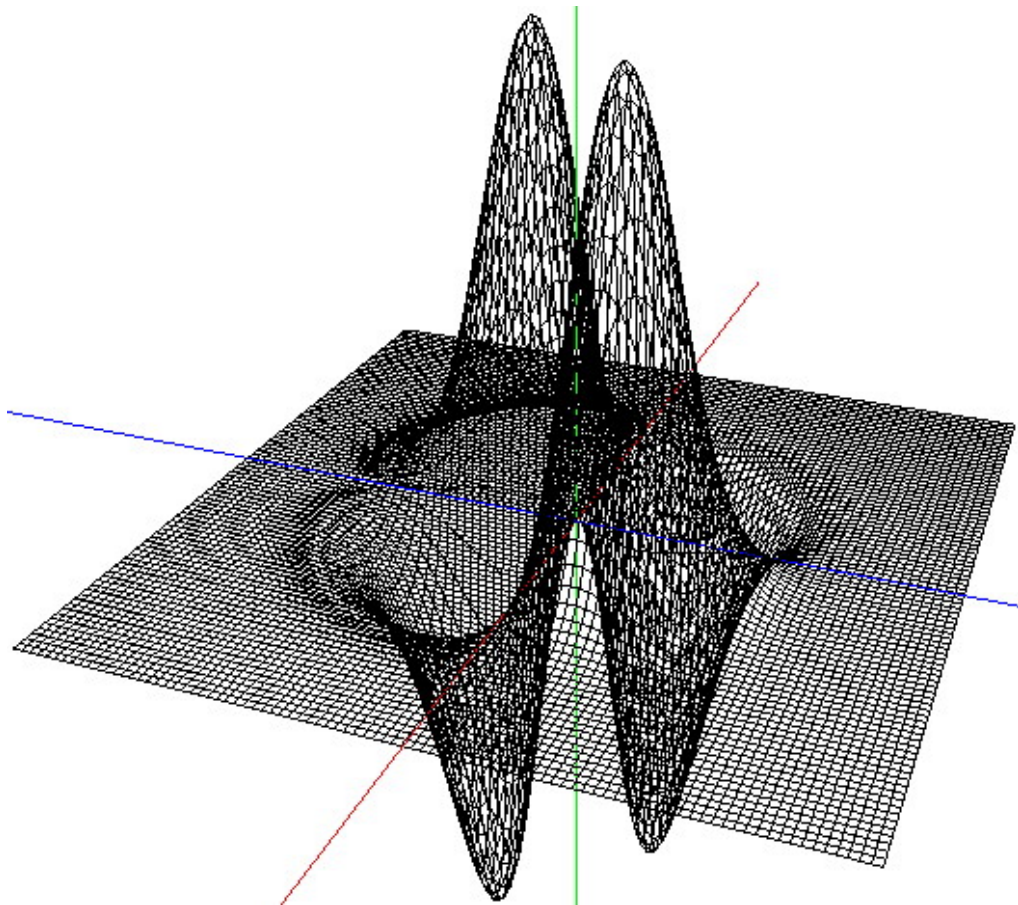


Figura 5.1 – Gráficos do modo laser

- Implementação de um programa na plataforma Matlab para a análise da função do expansor de feixe, comprovando a atuação do expansor de feixe no raio mínimo do feixe, ocasionando uma diminuição da divergência e, por conseguinte um aumento na distância máxima de enlace;
- Implementação de 6 programas visuais, listados no item 4.1, gerando gráficos bidimensionais. Os programas permitem uma análise numérica dos principais efeitos lineares e da turbulência óptica na propagação do feixe na atmosfera terrestre, de um modo que cada fenômeno possa ter o seu efeito analisado separadamente. As figuras 5.2 e 5.3 são exemplos dos gráficos obtidos com duas das plataformas implementadas;

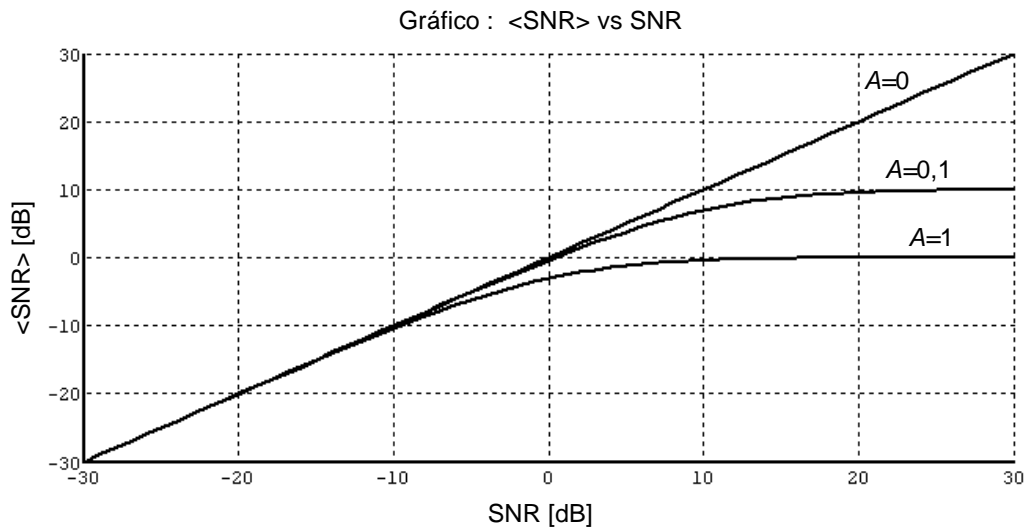


Figura 5.2 – Gráficos gerados pelo simulador de cintilação

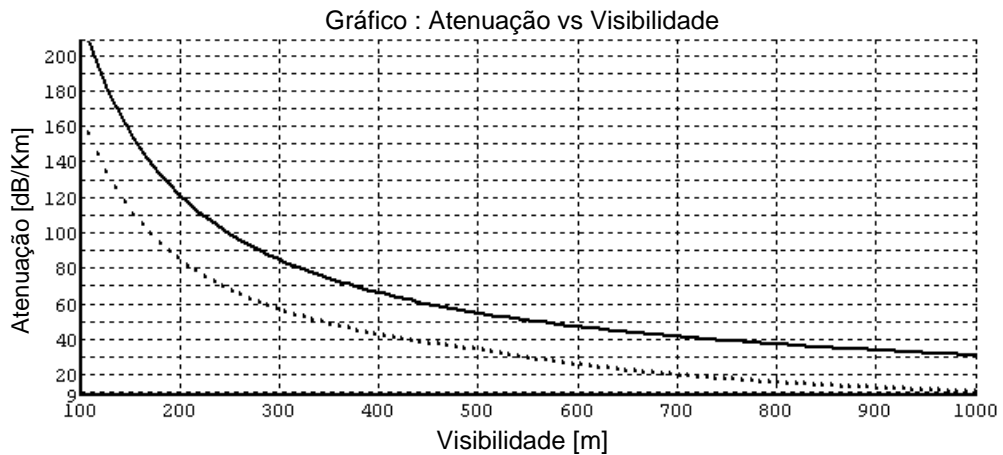


Figura 5.3 – Gráficos gerados pelo simulador de Espalhamento Mie

5.3. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Estabelecidos os conhecimentos fundamentais para que se entenda o funcionamento do enlace óptico no espaço livre, servindo como uma base para um maior aprofundamento do tema, apresenta-se algumas sugestões para trabalhos futuros :

- Montagem de protótipos e experiências em laboratórios para o ajuste fino dos programas implementados;
- Um estudo mais aprofundado sobre o espalhamento Mie que, como foi constatado, possui uma relevante importância na propagação da luz;
- Um estudo mais acurado sobre os efeitos da turbulência óptica na propagação do feixe laser para sistemas de comunicação, pois se trata de um efeito de modelagem altamente complexo;
- Modelagem analítica dos principais efeitos não lineares que governam a propagação da luz pela atmosfera terrestre;
- Abordagem teórica com a identificação dos principais parâmetros vinculados à transmissão coerente de um laser em espaço livre.

5.4. TRABALHOS PUBLICADOS RELACIONADOS À DISSERTAÇÃO

- COURA, D.J.C., SILVEIRA, M., An educational and efficient tool for the analysis of the propagation of optical signals in the free space, IEEE WCETE 2004 – World Congress on Engineering and Technology Education, Guarujá, SP, Brasil.
- COURA, D.J.C., SILVEIRA, M., An efficient numerical platform to analyze the essential parameters involved with the propagation of an optical signals in the atmosphere, submitted IEEE GCETE 2005 – Global Conference on Engineering and Technology Education, Santos, SP, Brasil.

5.5. TRABALHOS PUBLICADOS NÃO RELACIONADOS À DISSERTAÇÃO

- COURA, D.J.C., SILVEIRA, M., et. al. The strong influence of the PMD effect using NRZ and RZ digital codifications for high transmission Rate of optical systems, CBMAG 2002, Gramado, RS, Brasil.
- COURA, D.J.C., SILVEIRA, M., et. al. Análise do efeito não linear “mistura de quatro ondas” em relação aos efeitos degradantes e sua utilização em sistemas DWDM, CBMAG 2002, Gramado RS, Brasil.
- COURA, D.J.C., SILVEIRA, M., et. al., A eficiente plataforma computacional VPI para análise da transmissão e do transporte de sinais em sistemas ópticos, Semana Internacional do Inatel – 2002, Santa Rita do Sapucaí, MG, Brasil.

5.6. TRABALHOS EM FASE SUBMISSÃO NÃO RELACIONADOS À DISSERTAÇÃO

- COURA, D.J.C., SILVA, M.P.S., SILVEIRA, M., CAMPOS, M.V., MARINS, C.N.M., *ALC – Automatic Level Control*; a ser submetido – Revista Telecomunicações – INATEL, MG, Brasil.

ANEXO A - APLICANDO A SOLUÇÃO DE ONDA NÃO PLANA NA EQUAÇÃO DE UMA ONDA ELETROMAGNÉTICA.

A equação de onda para qualquer campo U_0 de uma onda eletromagnética

$$\nabla^2 U_0 - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2 U_0}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{A.1})$$

onde ε_r é a permissividade dielétrica, μ é a permeabilidade magnética, sendo que ambas constantes do meio podem variar com a posição.

As soluções de onda não plana possuem a seguinte forma :

$$U = U(x, y, z) e^{i[\omega t - k(r) \cdot r]} \quad (\text{A.2})$$

Substituindo a Eq.(A.2) na Eq.(A.1), tem-se:

$$\nabla^2 [U(x, y, z) e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [U(x, y, z) e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$\nabla^2 U - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 U(x, y, z) \frac{\partial^2}{\partial t^2} [e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\nabla^2 U - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 U(x, y, z) \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} [e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] \right\} = 0 \quad (\text{A.5})$$

Aplicando a diretiva :

$$\frac{\partial e^u}{\partial x} = e^u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

tem-se:

$$\nabla^2 U - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 U(x, y, z) \frac{\partial}{\partial t} \left\{ e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]} \frac{\partial}{\partial t} [-i[\omega t - k(r) \cdot r]] \right\} = 0 \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla^2 U - \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 U(x, y, z) \frac{\partial}{\partial t} [-i \omega e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] = 0 \quad (\text{A.8})$$

$$\nabla^2 U + i \omega \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 U(x, y, z) \frac{\partial}{\partial t} [e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]}] = 0 \quad (\text{A.9})$$

Novamente aplicando a diretiva (A.6), tem-se:

$$\nabla^2 U + \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 \omega^2 U(x, y, z) e^{-i[\omega t - k(r) \cdot r]} = 0 \quad (\text{A.10})$$

Ficando na forma:

$$\nabla^2 U + \mu \varepsilon_r \varepsilon_0 \omega^2 U = 0 \quad (\text{A.11})$$

ANEXO B - APLICANDO UMA ONDA DE UM CAMPO ELÉTRICO NA EQUAÇÃO DE *HELMHOLTZ*

Esta forma independente no tempo da equação de onda, conhecida na literatura como equação de *Helmholtz*.

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k^2 U = 0 \quad (\text{A.12})$$

Admitindo a onda oriunda de um campo elétrico tem-se:

$$U = E = E_0 \psi(x, y, z) e^{-ikz} \quad (\text{A.13})$$

Para aplicar a Eq.(A.13) na Eq. (A.12), primeiro se pega o primeiro e segundo termo da Eq. (A.12), que fica na seguinte forma:

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) E = E_0 e^{-ikz} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) \quad (\text{A.14})$$

O terceiro termo da Eq.(A.12), pode ser escrito na forma:

$$\frac{\partial E}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial E}{\partial z} \right] \quad (\text{A.15})$$

Sendo que

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} [E_0 e^{-ikz} \psi] = E_0 \frac{\partial}{\partial z} [e^{-ikz} \psi] \quad (\text{A.16})$$

Conhecendo a regra:

$$\frac{\partial u(q)v(q)}{\partial q} = u(q) \frac{\partial v(q)}{\partial q} + v(q) \frac{\partial u(q)}{\partial q} \quad (\text{A.17})$$

E aplicando a regra (A.17) em (A.16), tem-se:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = E_0 \left\{ \psi \frac{\partial}{\partial z} [e^{-ikz}] + e^{-ikz} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right\} \quad (\text{A.18})$$

Conhecendo a diretiva

$$\frac{\partial e^u}{\partial q} = e^u \frac{\partial u}{\partial q} \quad (\text{A.19})$$

Aplicando a diretiva (A.19) na Eq.(A.18), tem-se:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = E_0 \left\{ \psi e^{-ikz} \frac{\partial}{\partial z} [-ikz] + e^{-ikz} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right\} \quad (\text{A.20})$$

Simplificando,

$$\frac{\partial E}{\partial z} = E_0 e^{-ikz} \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \quad (\text{A.21})$$

Voltando a Eq.(A.15), tem-se :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial E}{\partial z} \right] = \frac{\partial}{\partial z} \left[E_0 e^{-ikz} \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = E_0 \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{-ikz} \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] \quad (\text{A.23})$$

Aplicando novamente a regra (A.17), tem-se:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = E_0 \left\{ e^{-ikz} \frac{\partial}{\partial z} \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial z} [e^{-ikz}] \right\} \quad (\text{A.24})$$

Usando a diretiva (A.19), consegue-se:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = E_0 \left\{ e^{-ikz} \left[\frac{\partial}{\partial z} (-ik\psi) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] + e^{-ikz} \left(-ik\psi + \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial z} (-ikz) \right\} \quad (\text{A.25})$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = E_0 e^{-ikz} \left(-ik \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - ik \frac{\partial \psi}{\partial z} - k^2 \psi \right) \quad (\text{A.26})$$

Arrumando,

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = E_0 e^{-ikz} \left(-k^2 \psi - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \quad (\text{A.27})$$

Juntando as expressão encontrada , tem-se

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) E_0 e^{-ikz} + E_0 e^{-ikz} \left(-k^2 \psi - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) + k^2 E_0 e^{-ikz} \psi = 0 \quad (\text{A.28})$$

Eliminando o fator $[E_0 e^{-ikz}]$, a expressão se torna

$$\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) - k^2 \psi + k^2 \psi - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A.29})$$

e finalmente

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{A.30})$$

ANEXO C - APLICANDO UMA SOLUÇÃO PARA A EQUAÇÃO QUE GOVERNA OS FEIXES GAUSSIANOS

A lei fundamental que governa os feixes Gaussianos em coordenadas retangulares, pode-se representa-la na forma :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - i2k \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.31})$$

Buscando a solução do tipo:

$$\psi(x, y, z) = e^{-i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right]} \quad (\text{A.32})$$

onde

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{A.33})$$

é o quadrado da distância do ponto (x,y) a origem do sistema, $P(z)$ representa o fator de atraso de fase e $q(z)$ é o parâmetro do feixe.

Ao substituir a Eq.(A.32) na Eq.(A.31), tem-se do primeiro termo que:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial \psi}{\partial x} \right] \quad (\text{A.34})$$

e

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right] \quad (\text{A.35})$$

Conhecendo a diretiva

$$\frac{\partial e^u}{\partial x} = e^u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (\text{A.36})$$

Aplicando a diretiva (A.36) na Eq.(A.35), tem-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\} \quad (\text{A.37})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[-i \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\} \quad (\text{A.38})$$

Realizando a derivada, tem-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -i \frac{k}{q(z)} x e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \quad (\text{A.39})$$

Aplicando a Eq. (A.39) na Eq. (A.34), tem-se:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial \psi}{\partial x} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left[-i \frac{k}{q(z)} x e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right] \quad (\text{A.40})$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{-ik}{q(z)} \frac{\partial}{\partial x} \left[x e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right] \quad (\text{A.41})$$

Conhecendo a regra:

$$\frac{\partial u(x)v(x)}{\partial x} = u(x)\frac{\partial v(x)}{\partial x} + v(x)\frac{\partial u(x)}{\partial x} \quad (\text{A.42})$$

Aplicando a regra (A.42) na Eq.(A.41), tem-se:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{-ik}{q(z)} \left\{ x \frac{\partial}{\partial x} \left[e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right] + e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \frac{\partial x}{\partial x} \right\} \quad (\text{A.43})$$

Aplicando a diretiva (A.36) na Eq.(A.43), tem-se:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{-ik}{q(z)} \left\{ -i \frac{k}{q(z)} x^2 e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} + e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right\} \quad (\text{A.44})$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{-k^2}{q^2(z)} x^2 e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} - \frac{ik}{q(z)} e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \quad (\text{A.45})$$

Simplificando a Eq. (A.45),

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \left[-\frac{k^2 x^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \quad (\text{A.46})$$

Analogamente o segundo termo da Eq.(A.31), se torna:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = \left[-\frac{k^2 y^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \quad (\text{A.47})$$

Agora para o terceiro termo da Eq.(A.31), tem-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \right] \quad (\text{A.48})$$

Aplicando a diretiva (A.36) na Eq.(A.48), tem-se:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\} \quad (\text{A.49})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} [-iP(z)] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{-ik}{2q(z)} r^2 \right] \right\} \quad (\text{A.50})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \left\{ -i \frac{\partial}{\partial z} [P(z)] - \frac{ik}{2} r^2 \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{q(z)} \right] \right\} \quad (\text{A.51})$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = -ie^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \left\{ \frac{\partial [P(z)]}{\partial z} - \frac{kr^2}{2q^2(z)} \frac{\partial [q(z)]}{\partial z} \right\} \quad (\text{A.52})$$

Aplicando as equações (A.52), (A.46) e (A.47) na Eq. (A.31), tem-se:

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{k^2 x^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} + \\ & \left[-\frac{k^2 y^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} + \\ & (-2ik)(-i)e^{\left\{ -i \left[P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \right\}} \left\{ \frac{\partial [P(z)]}{\partial z} - \frac{kr^2}{2q^2(z)} \frac{\partial [q(z)]}{\partial z} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.53})$$

Eliminando o fator:

$$e^{\left\{-i\left[P(z)+\frac{k}{2q(z)}r^2\right]\right\}} \quad (\text{A.54})$$

A equação se torna:

$$\begin{aligned} & \left[-\frac{k^2x^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] + \left[-\frac{k^2y^2}{q^2(z)} - \frac{ik}{q(z)} \right] + \\ & (-2ik)(-i) \left\{ \frac{\partial[P(z)]}{\partial z} - \frac{kr^2}{2q^2(z)} \frac{\partial[q(z)]}{\partial z} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.55})$$

Simplificando,

$$-\frac{k^2x^2}{q^2(z)} - \frac{k^2y^2}{q^2(z)} - \frac{2ik}{q(z)} - 2k \frac{\partial[P(z)]}{\partial z} + \frac{2k^2r^2}{2q^2(z)} \frac{\partial[q(z)]}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.56})$$

$$-\frac{k^2}{q^2(z)}(x^2 + y^2) - \frac{2ik}{q(z)} - 2k \frac{\partial[P(z)]}{\partial z} + \frac{k^2r^2}{q^2(z)} \frac{\partial[q(z)]}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.57})$$

$$-\frac{k^2r^2}{q^2(z)} + \frac{k^2r^2}{q^2(z)} \frac{\partial[q(z)]}{\partial z} - 2k \frac{i}{q(z)} - 2k \frac{\partial[P(z)]}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.58})$$

e finalmente,

$$-2k \left[\frac{i}{q(z)} + \frac{\partial P(z)}{\partial z} \right] - \frac{k^2r^2}{q^2(z)} \left(1 - \frac{\partial q(z)}{\partial z} \right) = 0 \quad (\text{A.59})$$

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Weichel, Hugo, *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, Bellingham, WA: SPIE Optical Engineering Press, 1990.
- [2] Davis, Christopher C., *Laser and Electro-Optics: Fundamentals and Engineering*, Cambridge, United Kingdom: Cambridge University Press, 2000.
- [3] Willebrand, Dr. Heinz and Ghuman, Baksheesh S., *Free-Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Today's Networks*, Indianapolis, Indiana, USA: Sams Publishing, 2002.
- [4] Chiba, T., "Spot Dancing of the Laser Beam Propagated Through the Turbulent Atmosphere", *Appl. Opt.* 2456, Novembro 1971.
- [5] Yura, H.T., "Atmospheric Turbulence Induced Laser Beam Spread", *Appl. Opt.* 10, 2771, Dezembro 1971.
- [6] Verdeyen, Joseph Thomas, *Laser Electronics*, Englewood Cliffs, New Jersey, Prentice Hall, 1995.
- [7] Andrews, Larry C., *Laser Beam Scintillation with Applications*, Bellingham, Washington, USA, SPIE – The International Society for Optical Engineering, 2001.
- [8] Mishchenko, Michael I., Travis, Larry D., Laci Andrew A., *Scattering, Absorption and Emission of Light by Small Particles*, New York, NY, USA, Cambridge University Press, 2002.
- [9] Hecht, Jeff, *Understanding Lasers: in entry-level Guide*, Piscataway, N.J., EUA IEEE Press, 1993.
- [10] Milonni, Peter W., Eberly, Joseph H., *Lasers*, EUA, Wiley-Interscience Publication, 1988.
- [11] Kraus, John Daniel, *Electromagnetics with Applications*, NY, EUA, WCB/McGraw-Hill, 1999.
- [12] Ramaswami, Rajiv, Kumar, N. Sivarajan, *Optical Networks: A Practical Perspective*, San Diego, EUA, Academic Press, 1998.
- [13] Keiser, Gerd, *Optical Fiber Communications 3^o ed.*, NY, EUA, McGraw-Hill, 2000.
- [14] Ribeiro, José Antônio Justino, *Comunicações Ópticas*, São Paulo, Brasil, Editora Érica Ltda, 2003.
- [15] Ruggiero, Márcia A. Gomes, *Cálculo Numérico : Aspectos Teóricos e Computacionais*, São Paulo, Brasil, MakRon Books, 1996.

- [16] Deitel, H.M., *C++: Como Programar*, 3^o ed., Porto Alegre, Brasil, Bookman, 2001.
- [17] Stroustrup, Bjarne, *A linguagem de Programação C++*, Porto Alegre, Brasil, Bookman, 2001.
- [18] Liberty, Jesse, *Aprenda em 24 Horas C++*, RJ, Brasil, Campus, 1998.
- [19] Jeruchim, Michel C., *Simulation of Communication Systems*, NY, EUA, Plenum Press, 1992.
- [20] Holzner, Steven, *C++ Black Book*, São Paulo, Brasil, MAKRON Books, 2001.
- [21] James, D. Foley, *Computer Graphics Principles and Practice*, NY, EUA, Addison-Wesley Publishing company, 1990.
- [22] Bratley, Paul, *A Guide to Simulation*, 2^o ed., NY, EUA, Springer, 2002.
- [23] Sklar, Bernard, *Digital Communications Fundamentals and Applications*, NY, EUA, Prentice Hall, 1988.
- [24] Kim, I.I., et. al., “Measurement of Scintillation and Link Margin for the Terralink™ Laser Communication Systems”, *Proceedings of Spie*, vol. 3232, pag. 100, 1998.
- [25] Carbonneau, Theresa H., “Opportunities and Challenges for Optical Wireless; the Competitive advantage of Free Space Telecommunications Links in Today’s Crowded Market Place”, *Proceedings of Spie*, vol. 3232, pag. 119, 1998.
- [26] Barbier, P.R., et al., “Characterization of Optical Wireless Communication Channel”, *Proceedings of Spie*, vol. 3232, pag. 129, 1998.
- [27] Giggenbach, et. al., “Simulation, Hardware Realization and Performance Evaluation of a Miniaturized Optical Satellite-Link Terminal with a Combined Acquisition, Tracking and Data Reception Optical Head”, *Proceedings of Spie* vol. 3232, pag. 149, 1998.
- [28] Medved, D.B., et. al., “Scintillation Effects with Laser and Led as a Function of Data Rate and Modulation Format”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 2, 1999.
- [29] Kim, I.I., et. al., “Quantifying the Effects of Weather and Scintillation on the Network Performance of the San Diego LaserNet”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 6, 1999.
- [30] Willebrand, H., “Multibeam-Multipath Terrestrial Lasecom Terminal”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 16, 1999.
- [31] Mecherle, G. S., “VideoBeam Portable Laser Communicator”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 22, 1999.
- [32] Szajowski, P.F. et. al., “2.4-Km Free-Space Optical Communication 1550-nm Transmission Link Operating at 2.5 Gb/s: Experimental Results”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 29, 1999.
- [33] Barbier, P.R. et. al., “Characterization of Optical Wireless Link Performance”, *Proceedings of Spie*, vol. 3532, pag. 41, 1999.

-
- [34] Szajowski, P.F., et. al., "High-Power Optical Amplifiers Enable 1550-nm Terrestrial Free-Space Optical Data Links Operating at WDM 2.5 Gb/s Data Rates", *Proceedings of Spie*, vol. 3850, pag. 2, 2000.
- [35] Kim, I.I., et. al., "Measurement of Scintillation for Free-Space Laser Communication at 785 nm and 1550 nm", *Proceedings of Spie*, vol. 3850, pag. 49, 2000.
- [36] Szajowski, P. f., et. al., "Eight-Channel Video Broadcast Feed Service Using Free-Space Optical Wireless Technology at the Sydney 2000 Olympic Games", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 1, 2001.
- [37] Nykolak, G., et.al., "160 Gb/s Free-Space Transmission Link", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 11, 2001.
- [38] Isaac I. Kim, Bruce McArthur, and Eric Korevaar, "Comparison of Laser Beam Propagation at 785 nm and 1550 nm in Fog and Haze for Optical Wireless Communications", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 26, 2001.
- [39] Romain, D.M.m, et. al., "Optical Wireless Propagation: Theory vs. Experiment", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 38, 2001.
- [40] Clack, G. et. al., "Hybrid Free-Space Optical/Microwave Communications Networks: a Unique Solution for Ultra High-Speed Local Loop Connectivity", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 46, 2001.
- [41] Mullen, R.A., et. al., "Wireless Optics Protection of Fiber via SONET Ring Closure", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 55, 2001.
- [42] Britz, D.M., "Broadband Local Service Offering Using Free-Space Optical Links: a Network Business Perspective", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 63, 2001.
- [43] J.P. Dodley, D.M. Britz, D.J. Bowen and C.W. Lundgren, "Free Space Optical Technology and Distribution Architecture for Broadband Metro and Local Services", *Proceedings of Spie*, vol. 4214, pag. 72, 2001.
- [44] Zhang J., "Proposal of Using Wireless Optical Mesh Network and Integrated VDSL for Broadband Access Networks", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 1, 2001.
- [45] Panak, D.L., et. al., "Fiber Coupled Transceivers in Point-to-Point and Point-to-Multipoint Optical Wireless Systems", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 7, 2001.
- [46] Eisenberg, E.C. et. al., "Measurement by reflection analysis of optical attenuation through windows", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 18, 2001.
- [47] Rockwell, D. A., et. al., "Wavelength Selection for Optical Wireless Communication Systems", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 27, 2001.
- [48] Pierce, R.M., Ramaprasad, Jaya and Eisenberg, Eric "Optical Attenuation in Fog and Clouds", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 58, 2001.
- [49] Kim, Isaac I. and Korevaar, Eric "Availability of Free-Space Optics (FSO) and Hybrid (FSO/RF) Systems", *Proceedings of Spie*, vol. 4530, pag. 84, 2001.

- [50] Middleton, W.E.K. , *Vision Through the Atmosfere*, Toronto,Canada, University of Toronto Press, 1952.
- [51] Spiegel, Murray R., *Mathematical HandBook of Formulas and tables*, NY, EUA, McGraw-Hill, 1968.

**APÊNDICES I - PROGRAMA EM MATLAB QUE GERA OS
MODOS DO LASER HERMITE-GAUSSIANO E UMA
FUNÇÃO EM MATLAB PARA CALCULAR OS
POLINÔMIOS DE HERMITE – FIGURA 2.4, FIGURA 2.5 E
FIGURA 2.6.**

Programa para gerar os modos do Laser Hermite-Gaussiano

```
clear; z=1000;
ct=1e-4;
lb=0.637e-6;
w=ct.*sqrt(1+((z*lb)/(pi*(ct)^2))^2);
xi=-2*(2*w):((2*w)/50):2*(2*w);
yi=xi;
[x,y]=meshgrid(xi,yi);
mi=(sqrt(2)*(xi/w));
ni=(sqrt(2)*(yi/w));
IDm=-1;
IDn=-1;
des1='r';
des2='s';
while (des2 == 'S' | des2 == 's')
    disp('Onda TEMmn - Hermite-Gaussiana');
    IDm=-1;
    while (IDm < 0 )
        IDm=input('Entre o modo m :');
        if isempty(IDm) == 1
            IDm=-1;
        end
    end
end
```

```

IDn=-1;
while (IDn < 0)
    IDn=input('Entre o modo n :');
    if isempty(IDn) == 1
        IDn=-1;
    end
end
Hmi=Hermite(IDm,mi);
Hni=Hermite(IDn,ni);
[Hm,Hn]=meshgrid(Hmi,Hni);
E=Hm.*Hn.*(ct/w).*exp(-(((x.^2)+(y.^2))./(w^2)));
I=abs(E).^2;
figure;
title('Campo Elétrico')
mesh(x,y,E);
figure;
title('Intensidade')
mesh(x,y,I);
des2='r';
while ((des2 ~= 'S' & des2 ~= 's') & (des2 ~= 'N' & des2 ~= 'n'))
    des2=input('Deseja plotar outro gráfico (S/N) ?','s');
    if isempty(des2) == 1
        des2='r';
    end
end
end
end

```

Função para calcular os Polinômios de Hermite.

```

function [t]=Hermite(id,v)
%Função para prover os polinômios de Hermite
%id - índice do polinômio [0,1,2,3,4,5,6,7]
%v - valor de x
if id <= 0
    t=ones(size(v));

```

```
else
    t=2*v.*hermite(id-1,v)-2.*(id-1)*hermite(id-2,v);
end
```

APÊNDICES II - FUNÇÃO EM MATLAB QUE GERA OS GRÁFICOS DE RAIOS DO FEIXE E ÁREA DO FEIXE, UTILIZADO PARA GERAR A FIGURA 2.7.

```

function feixe_show(w0,lb,L)
% _____
% w0 - raio na cintura do feixe (m - metros)
% lb - comprimento de onda no feixe (m - metros)
% L - comprimento do caminho (m - metros)
% fornece :O ângulo de divergência do feixe ; O raio total no final do caminho;
% O gráfico de {w(z) x z}; O gráfico da área {A x z};
% _____
t=length(w0); z=(0:(L/100):L)';
for I= 1:t
    w=w0(I).*sqrt(1+((z.*lb)/(pi*(w0(I)).^2)).^2);
    A=(w.^2).*pi;
    ag=(w0(I).*sqrt(1+((L*lb)/(pi.*(w0(I)).^2)).^2))./L;
    MR=w0(I).*sqrt(1+((L.*lb)/(pi*(w0(I)).^2)).^2);
    disp(sprintf('Ângulo de divergência de w0=%d : %d',w0(I),ag));
    disp(sprintf('O raio no final do caminho de w0=%d : %d',w0(I),MR));
    if I == 1
        dw=w; da=A;
    else
        dw = [dw w]; da = [da A];
    end
end
end
subplot(1,2,1)
title('w(z)');
plot(z, dw)

```



```
subplot(1,2,2)  
title('Área');  
plot(z, da)
```

APÊNDICES III - PROGRAMA EM MATLAB QUE GERA O GRÁFICO DA SEÇÃO TRANSVERSAL DE ESPALHAMENTO VS. COMPRIMENTO DE ONDA PARA O ESPALHAMENTO DE RAYLEIGH. – FIGURA 3.2.

```
f=1;
e=1.60e-19;
lb0=10;
e0=8.85e-12;
m=9.11e-31;
c=3e8;
lb=(0.3e-6:0.01e-6:0.8e-6);
Eray=((f*(e^4)*(lb0^4))/(6*pi*((e0)^2)*(m^2)*(c^4))).*(lb.^-4);
Eray=Eray/Eray(1);
plot(lb,Eray);
```

APÊNDICES IV - LISTAGEM DA CLASSE “HERMITE”

Classe criada para calcular os valores dos polinômios de Hermite.

```
//-----  
#ifndef cls_HermiteH  
#define cls_HermiteH  
#include <math.h>  
//-----  
class Hermite  
{  
private:  
public:  
    Hermite(){};  
    ~Hermite(){};  
    float Valor(int ind,float x)  
    {  
        float rsp;  
        Hermite pv;  
        if(ind < 0)  
            rsp=0;  
        else  
            if(ind==0)  
                rsp=1;  
            else  
                rsp=(2.0f*x*pv.Valor((ind-1),x))-(2.0f*float(ind-1)*pv.Valor((ind-2),x));  
        return rsp;  
    };  
};  
//-----
```

#endif

APÊNDICES V - LISTAGEM DA CLASSE “MODOS”

Classe criada para o cálculo do Campo Elétrico dos Modos do Feixe Laser Hermite-Gaussiano.

```
//-----
#ifndef cls_ModosLaserH
#define cls_ModosLaserH
//-----
#include <math.h>
#include "cls_Hermite.h"
#include <complex>
//-----
class Modos
{
private:
    int g_M;
    int g_P;
    long double g_IR;
    long double g_Comp;
    long double g_W0;
    long double g_K;
    long double g_Z0;
public:
    long double TamW(long double z)
    {
        long double p1;
        p1=((2.0f*g_Z0)/g_K)*(1.0f+ powl((z/g_Z0),2));
        return sqrtl(p1);
    };
};
```

```
Modos(){};
~Modos(){};
void Parâmetros(int M,int P,long double IR,
                long double Comp, long double TMM)
{
    const long double PI = 3.1415926535897932;
    g_M=M;
    g_P=P;
    g_IR=IR;
    g_Comp=Comp;
    g_W0=W0;
    g_K= ((2.0f*PI)/g_Comp)*g_IR;
    g_Z0=(g_K*g_W0*g_W0)/2.0f;
};
long double Valor(long double x, long double y, long double z)
{
    long double W;
    Hermite HH;
    long double p1;
    long double p2;
    long double p3;
    long double p4;
    W=TamW(z);
    p1=HH.Valor(g_M,(x*sqrt(2)/W));
    p2=HH.Valor(g_P,(y*sqrt(2)/W));
    p3=g_W0/W;
    p4=expl(-((y*y)+(x*x))/(W*W));
    return p1*p2*p3*p4;
};
};
#endif
```

APÊNDICES VI - LISTAGEM DA CLASSE "ABATMOS"

```
//-----  
#ifndef UnitClasseAbsorcaoAtmosfericaH  
#define UnitClasseAbsorcaoAtmosfericaH  
// cálculo da absorção atmosférica pelo método criado por  
// Elder e Strong e modificado por Langer  
class AbAtmos  
{  
public:  
    AbAtmos();  
    ~AbAtmos();  
    long double UmidadeAbsoluta(signed int T,long double UmRel);  
    long double TransAbs(signed int T,long double UmRel,long double lambda,long  
double L);  
private:  
    long double TabMassAgua(int T);  
    int JanelaAtmosferica(long double Lambda);  
};  
//-----  
#endif  
  
//-----  
#include <vcl.h>  
#pragma hdrstop  
#include <math.h>  
#include "UnitClasseAbsorcaoAtmosferica.h"  
// tabela de massa de vapor de agua no ar saturado (g/m^3)  
// -25 a 35 graus celsius
```

```

long double TBvpAgua[62]={0.56, 0.61, 0.67, 0.74, 0.81, 0.89,0.98, 1.08, 1.18, 1.28,
1.40, 1.52, 1.66, 1.81, 1.98, 2.15,2.34, 2.54, 2.75, 2.99, 3.24, 3.52, 3.81, 4.13, 4.47,
4.84,5.18, 5.54, 5.92, 6.33, 6.76, 7.22, 7.70, 8.22, 8.76, 9.33,
9.94,10.57,11.25,11.96,12.71,13.50,14.34,15.22,16.14,17.22,18.14,19.22,20.36,21.55
,22.80,24.11,25.49,27.00,28.45,30.04,31.70,33.45,35.28,37.19,39.19,0 };

long double TBcalTrans[8][4]={
{ 0.0305 , 0.800 , 0.112 , 54  },{ 0.0363 , 0.765 , 0.134 , 54  },
{ 0.1303 , 0.830 , 0.093 , 2   },{ 0.211 , 0.802 , 0.111 , 1.1  },
{ 0.350 , 0.814 , 0.1035 , 0.35  },{ 0.373 , 0.827 , 0.095 , 0.26  },
{ 0.598 , 0.784 , 0.122 , 0.165  }
};

//-----
// CONSTRUTOR DA CLASSE
AbAtmos::AbAtmos(){ }

//-----
// DESTRUTOR DA CLASSE
AbAtmos::~~AbAtmos() { }

//-----
// cálculo da umidade absoluta [g/m^3]
//em função da temperatura (graus Celsius) e umidade relativa
// a Temperatura deve estar entre -25 a 35 graus Celsius
// umidade relativa entre 1 a 0, por exemplo 75% = 0.75
long double AbAtmos::UmidadeAbsoluta(signed int T,long double UmRel)
{
    return TabMassAgua(T)*UmRel;
}

//-----
long double AbAtmos::TabMassAgua(signed int T)
{
    signed int Td;
    if (T < 25 || T > 25)
        Td=36;
    Td=T+25;
}

```



```

return TBvpAgua[Td];
}
//-----
// calcula a Transmitância devido a absorção atmosfera
// em função da temperatura (graus Celsius) e umidade relativa
// e o comprimento de onda (nm) e L o comprimento do caminho
// a frequência deve estar entre as janelas de transmissão
// I - 720 a 940 (nm)
// II - 940 a 1130 (nm)
// III - 1130 a 1380 (nm)
// IV - 1380 a 1900 (nm)
// V - 1900 a 2700 (nm)
// VI - 2700 a 4300 (nm)
// VII - 4300 a 6000 (nm)
// a Temperatura deve estar entre -25 a 35 graus Celsius
// umidade relativa entre 1 a 0, por exemplo 75% = 0.75
// L deve estar em metros [m]
long double AbAtmos::TransAbs(signed int T,long double UmRel,long double
Lambda,long double L)
{
long double Trans;
long double Wp1,Ai,Ki,Bi;
int JAT;
long double Wi,W;
JAT=JanelaAtmosferica(Lambda);
Ai=TBcalTrans[JAT-1][0];
Ki=TBcalTrans[JAT-1][1];
Bi=TBcalTrans[JAT-1][2];
Wi=TBcalTrans[JAT-1][3];
W=UmidadeAbsoluta(T,UmRel)*pow(10,-3)*L;
if (Wi>W)
{
Wp1=pow(W,0.5);

```

```

    Trans=expl(-Ai*Wp1);
}else
{
    Wp1=Wi/W;
    Trans=Ki*powl(Wp1,Bi);
}
return Trans;
}
//-----
int AbAtmos::JanelaAtmosferica(long double Lambda)
{
    int Resp;
    if ( ( Lambda < 720 ) || ( Lambda > 6000 ) )
        Resp=0;
    if ( ( Lambda >= 720 ) && ( Lambda < 940 ) )
        Resp=1;
    if ( ( Lambda >= 940 ) && ( Lambda < 1130 ) )
        Resp=2;
    if ( ( Lambda >= 1130 ) && ( Lambda < 1380 ) )
        Resp=3;
    if ( ( Lambda >= 1380 ) && ( Lambda < 1900 ) )
        Resp=4;
    if ( ( Lambda >= 1900 ) && ( Lambda < 2700 ) )
        Resp=5;
    if ( ( Lambda >= 2700 ) && ( Lambda < 4300 ) )
        Resp=6;
    if ( ( Lambda >= 4300 ) && ( Lambda <= 6000 ) )
        Resp=7;
    return Resp;
}
//-----
#pragma package(smart_init)

```

APÊNDICES VII - LISTAGEM DA CLASSE “ESPALHAMENTO MIE”:

```

//-----
#ifndef ClasseEspMie_V1_0H
#define ClasseEspMie_V1_0H
#include <math.h>
class EspalhamentoMie
{
public:
    EspalhamentoMie();
    ~EspalhamentoMie();
    long double Atenuacao(long double Comp, long double Visib);
    long double AtenuacaoOLD(long double Comp, long double Visib);
};
//-----

#endif

//-----

#include <vcl.h>
#pragma hdrstop
#include "ClasseEspMie_V1_0.h"
//-----

#pragma package(smart_init)
// Construtor da classe
EspalhamentoMie::EspalhamentoMie(){}
// destrutor da classe
EspalhamentoMie::~EspalhamentoMie(){}
// Atenuação em dB/Km _ Metodo Empirico _ proposto por Issac I. KIM et.al

```

```
// Em função do
// -- Comprimento de onda
// -- Visibilidade
long double EspalhamentoMie::Atenuacao(long double Comp, long double Visib)
{
    long double Q;
    long double At;
    if (Visib >= 50)
    {
        Q = -1.6;
    }
    if (6 < Visib && Visib < 50)
    {
        Q = -1.3;
    }
    if (1 < Visib && Visib <= 6)
    {
        Q = (-1) * ((0.16 * Visib) + 0.34);
    }
    if (0.5 < Visib && Visib <= 1)
    {
        Q = (-1) * (Visib - 0.5);
    }
    if (Visib < 0.5)
    {
        Q = 0;
    }
    At = ((-10) * log10(expl((-1) * (3.91 / Visib) * powl((Comp / 550), Q))));
    return At;
}
// Atenuação em dB/Km - Metodo empirico antigo
// Em função do
// -- Comprimento de onda
```

