



**JOSÉ FRANCISCO MEIRELES ALEIXO JUNIOR**

**MODELAGEM EXPERIMENTAL DE UM LINK FSO COM INSERÇÃO DE  
FEIXES NÃO DIFRATIVOS.**

**CAMPINAS  
2013**





**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA E DE COMPUTAÇÃO**

**JOSÉ FRANCISCO MEIRELES ALEIXO JUNIOR**

**MODELAGEM EXPERIMENTAL DE UM LINK FSO COM INSERÇÃO DE FEIXES NÃO  
DIFRATIVOS.**

**Orientador: Prof. Dr. MICHEL ZAMBONI RACHED**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, na área de Telecomunicações e Telemática.

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE À VERSÃO FINAL DA DISSERTAÇÃO  
DEFENDIDA PELO ALUNO JOSE FRANCISCO MEIRELES ALEIXO JUNIOR  
E ORIENTADO PELO PROF. DR. MICHEL ZAMBONI RACHED.

---

**CAMPINAS  
2013**

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECADA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE - UNICAMP

AL25m	<p>Aleixo Junior, José Francisco Meireles, 1977- Modelagem experimental de um link FSO com inserção de feixes não difrativos / José Francisco Meireles Aleixo Junior. --Campinas, SP: [s.n.], 2013.</p> <p>Orientador: Michel Zamboni Rached. Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.</p> <p>1. Difração de raios. 2. Bessel, Funções de. 3. Processos Gaussianos. 4. Sistema de comunicação por laser. 5. Feixes de laser. I. Rached, Michel Zamboni. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. III. Título.</p>
-------	---

Título em Inglês: Modelling a link of free space optical communication experimental with  
insertion of non-diffracting beams

Palavras-chave em Inglês: Rays diffraction, Bessel functions, Gaussian process, Laser  
communication system, Laser beams

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Hugo Enrique Hernandez Figueroa, Erasmo Recami

Data da defesa: 31-01-2013

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

## COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

**Candidato:** José Francisco Meireles Aleixo Junior

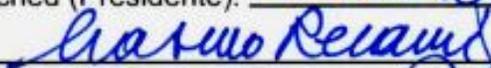
**Data da Defesa:** 31 de janeiro de 2013

**Título da Tese:** "Modelagem Experimental de um Link FSO com Inserção de Feixes Não Difrativos"

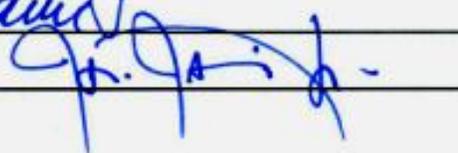
Prof. Dr. Michel Zamboni Rached (Presidente):



Prof. Dr. Erasmo Recami:



Prof. Dr. Hugo Enrique Hernandez Figueroa:





*"A estrada é longa, há muitas surpresas e poucas certezas. Alguns caminhos saem dela levando a lugares diferentes. Podemos seguir reto ou ousar e trilhar por vias de terra e pedra. Faz parte de nossa evolução encontrar sempre com o desconhecido! E aprender a desvendá-lo arriscando-nos ou preservando-nos! Tudo é uma questão de vontade e escolha!"*

*(Arlete Guimarães)*



# Resumo

Os objetivos centrais do presente trabalho foram a montagem de um link de comunicação óptica no espaço livre (FSO) e a posterior inserção de um feixe (não-difrativo) de Bessel no enlace. Após uma breve revisão dos conceitos e limitações envolvidos no funcionamento dos sistemas FSO, construímos um enlace óptico chegando a uma distância de 50 metros a um custo muito reduzido. Na tentativa de diminuir o eventual impacto causado pela difração do feixe óptico, propusemos o uso de feixes não difrativos para realizar o link. Assim, após um estudo das características básicas do feixe não-difrativo de Bessel e de sua geração experimental, realizamos sua inserção num enlace óptico de curta distância com o propósito de demonstrar a real possibilidade de uso desses feixes em comunicações ópticas no espaço livre.

Palavras-chave: FSO, Bessel, não-difrativos, Axicons, ondas localizadas.



# Abstract

The main aims of this work were building a link of free space optical communication (FSO) and the subsequent insertion of a Bessel (nondiffracting) beam in the link. After a brief review of the concepts about the operation and limitations of FSO systems, we build an optical link through a distance of 50 meters at a much reduced cost. Attempting to reduce the possible impact caused by the optical beam diffraction, and scattering we have proposed the use of nondiffracting beams to perform the link. In this way, after studying the basic characteristics of nondiffracting Bessel beams and their experimental generation, we implement their insertion in a short-distance optical link in order to demonstrate the real possibility of using these beams in free space optical communications.

*Keywords: FSO, Bessel, non-diffractives, Axicons, localized waves.*



# Agradecimentos

Aos meus Pais, Arlete e Aleixo por terem proporcionado a educação e ensinamentos de vida em todos esses 36 anos, além do apoio, dos conselhos e de acreditarem na conclusão de mais esta empreitada.

A minha esposa Vivian por estar ao meu lado, onde ao finalzinho desse mestrado Deus nos presenteou com uma linda garotinha, nossa filha Mel Yumi.

Ao Prof. Hugo Figueroa por ter concedido a oportunidade do desenvolvimento desse trabalho e também por ter intermediado na disponibilização das bolsas em parceria com a FAPESP e ELDORADO.

Ao meu orientador Prof. Michel Zamboni Rached por ter contribuído com sua orientação e acreditar na execução desse trabalho.

Ao estudante de doutorado Tércio de Almeida da UFABC por permitir, disponibilizar materiais e ajudar a esclarecer dúvidas, fatores muito importantes na realização desse projeto.

A Prof<sup>a</sup>. Maria Thereza Rocco por abrir as portas de seu laboratório no IME e contribuir com seus conhecimentos e esclarecimentos.

Ainda no IME, agradeço ao Alberto, responsável pelo laboratório de Fotônica pelas conversas, atenção e apoio fornecido nessas visitas.

Ao povo do laboratório da FEEC como Mariana Assis, Roger Garai, Yuri Isayama e Iuri Zottele, Marcelo Ribeiro, Thisien Montes, além da secretária do DMO - Cynthia Nakamura, estes doaram um pouco do tempo que tinham para me ajudar com dúvidas, opiniões e solicitações atendidas.

Ao pessoal do IFGW como Luis Barêa, Felipe Vallini, Paulo F. Jarschel, Prof. Luís Eduardo que também ajudaram com empréstimos de materiais que foram importantes para o projeto.

Ao Prof. Nagai da OPTRON, onde além de fornecer os materiais da parte mecânica do projeto, esclareceu também muitas dúvidas na área.



# Sumário

RESUMO.....	IX
ABSTRACT .....	XI
AGRADECIMENTOS.....	XIII
CAPÍTULO 1 .....	1
1 INTRODUÇÃO.....	1
1.1 UMA NOVA FORMA DE COMUNICAÇÃO.....	1
1.2 MOTIVAÇÃO.....	5
1.2.1 Uma abordagem sobre a importância econômica e social do FSO .....	5
1.3 OBJETIVOS: .....	6
1.4 HISTÓRICO .....	6
1.5 A TECNOLOGIA FSO.....	10
1.5.1 Aspectos gerais do FSO.....	10
• O que é FSO. ....	10
• O Padrão Internacional IEC 60825-1 .....	13
1.5.2 Composição do Sistema FSO .....	13
• Influência do sol .....	15
• Segurança dos olhos .....	15
REFERÊNCIAS.....	17
CAPÍTULO 2 .....	19
2.1 ONDAS NÃO DIFRATIVAS: O FEIXE DE BESSEL.....	19
2.2 A EQUAÇÃO DE ONDA .....	19
2.3 O FEIXE GAUSSIANO .....	21
2.4 O FEIXE DE BESSEL.....	25
REFERÊNCIAS.....	33

CAPÍTULO 3 .....	39
3.1 MODELAGEM DO SISTEMA FSO .....	39
3.2 EFEITOS DA ATMOSFERA NA PROPAGAÇÃO .....	39
3.2.1 Absorção .....	40
3.2.2 Espalhamento .....	41
• Extinção espectral .....	41
3.2.3 Os coeficientes de absorção. ....	42
• Absorção molecular.....	42
• Absorção por aerossóis .....	43
3.2.4 Os coeficientes de espalhamentos .....	44
• Espalhamento Rayleigh .....	45
• Espalhamento Mie.....	47
3.2.5 Atenuação geométrica .....	49
• Efeitos da cintilação .....	51
3.2.6 Atenuação por chuvas.....	54
REFERÊNCIAS.....	57
CAPÍTULO 4 .....	61
PARTE EXPERIMENTAL.....	61
4.1 CONFIGURAÇÃO I – LINK DE ÁUDIO .....	61
• Por que usar um laser?.....	62
4.1.1 O sistema .....	63
• O transmissor .....	63
• O Receptor.....	63
4.1.2 - Funcionamento do Sistema.....	65
4.2 CONFIGURAÇÃO II – ENLACE DE MENSAGENS ENTRE DOIS COMPUTADORES COM MICROCONTROLADOR .....	66
• Partes do SEEDUINO .....	67

4.2.1 Efetivação do enlace.....	68
• Portas de comunicação .....	69
• Estrutura interna.....	70
4.2.2 Compilação do programa.....	71
• Transmitindo a mensagem .....	71
4.3 CONFIGURAÇÃO III – LINK DE DADOS COM CONVERSORES DE MÍDIA FAST/GIGABIT ETHERNET. ....	72
4.3.1 Conversores de Mídia.....	73
4.3.2 Primeira montagem funcional. ....	75
• Sobre os conversores de mídia. ....	80
• A colimação.....	82
4.3.3 O link FSO de Bancada .....	84
4.3.4 Enlace FSO no corredor da FEEC.....	86
4.3.5 Experimentos com feixes de Bessel .....	88
• O Experimento de Durnin .....	88
4.3.6 Geração aproximada de um feixe de Bessel com o uso de um Áxicon .....	89
4.3.7 Feixes de Bessel em FSO .....	96
REFERÊNCIAS.....	99
CONCLUSÃO .....	101
FUTUROS TRABALHOS.....	103
ANEXO A .....	105
5.1 SOFTWARE DE SIMULAÇÃO PARA ENLACES FSO .....	105
5.2 O SOFTWARE .....	105
5.3 TELAS DO SOFTWARE.....	106
5.3.1 .....	106
5.3.2 As opções do programa: .....	106
• Atenuação Atmosférica .....	106
• Atenuação por cintilação .....	108

- Atenuação geométrica ..... 109
- Atenuação por chuvas..... 111
- Transmitância Atmosférica ..... 112

# Sumário de figuras

Capítulo 1 .....	1
Fig. 1.1 – Exemplo de conexão para última milha. ....	2
Fig. 1.2 – Exemplo de difração de um feixe.....	3
Fig.1.3 – Arquitetura básica de um sistema de comunicação.....	4
Fig.1.4 – Faixa do Espectro Eletromagnético. ....	4
Fig. 1.5 – Ilustração de Graham Bell e se <i>Photofone</i> .....	7
Fig. 1.6 – Ilustração do Brasileiro Padre Landell de Moura e sua invenção.....	8
Fig. 1.7- Comunicação entre os satélites [2]. ....	9
Fig. 1.8 – Exemplo de instalação de um sistema FSO.....	11
Fig.1.9 – Ilustração de um transceptor óptico FSO baseado nos padrões comercializados [2]. ....	11
Fig. 1.10 – Interferências durante a transmissão. ....	12
Fig. 1.11 – Exemplo de visada limpa para o enlace.....	12
Fig. 1.12 - Exemplo de ligação em rede com conversores de mídia. ....	14
Fig. 1.13 - Modelo de FSO com conversor de mídia comercializado. ....	14
Fig. 1.14 - Exemplo de cuidado com posicionamento ao sentido do SOL. ....	15
Capítulo 2 .....	19
Fig.2.1 – As figuras se referem à intensidade de um feixe gaussiano de spot $60\mu m$ em $\lambda = 632 nm$ . Ambas mostram o mesmo feixe, em (b) tem-se a projeção ortogonal de (a).....	24
Fig.2.2 - As figuras abaixo mostram o comportamento de uma função de Bessel de ordem zero e outra de ordem quatro. ....	29
Fig.2.3 - As figuras mostram um feixe de Bessel de ordem zero com spot de $60 \mu m$ e $\lambda = 632 nm$ . Em (b) Têm-se a projeção ortogonal de (a). Em (c) Têm-se o padrão de intensidade transversal desse feixe de Bessel em $z = 0$ .....	30
Fig.2.4 – (a) Padrão de intensidade transversal de um feixe de Bessel de ordem quatro em $z=0$ . (b) a figura mostra o mesmo feixe, mas tomando, o quadrado da parte real (e não o módulo ao quadrado). Aqui $\lambda = 632 nm$ e o ângulo de <i>áxicon</i> é o mesmo do caso anterior com $\theta = 0.004 rad$ .....	30
Fig. 2.5 – Aproximação dada pela óptica geométrica, onde se mostra que profundidade de campo para um feixe de Bessel truncado por uma abertura de raio R de $Z = R \tan \theta$ .....	31

Fig.2.6 - Comparação de um feixe de Bessel truncado por uma abertura circular de raio 3.5mm com um feixe gaussiano de mesmo spot. Em ambos os casos o spot vale $60\mu\text{m}$ e o $\lambda = 632\text{ nm}$ . Nota-se que em $z=6\text{cm}$ o feixe gaussiano já dobrou a sua largura inicial enquanto que o feixe de Bessel mantém seu padrão transversal até $z = 87\text{ cm}$ .	32
<b>Capítulo 3</b>	39
Fig.3.1. Exemplo de atenuação da luz ao atravessar um meio com espessura $dx$ .	40
Fig. 3.2 – Transmitância da atmosfera devido à absorção molecular (6)	43
Fig. 3.3 – Padrões de radiação de espalhamento [26].	45
Fig. 3.4 – Exemplo de uma partícula menor que o comprimento de onda causando espalhamento do feixe incidente.	45
Fig. 3.5 – Gráfico do coeficiente de espalhamento molecular para três temperaturas.	46
Fig. 3.6 – Transmitância em função da distância para enlaces com visibilidade de 1, 20 e 50 km.	49
Fig. 3.7 – Digrama da divergência ocorrida no feixe para uma distância “d”.	50
Fig. 3.8– Comportamento da divergência do feixe aplicando variação do ângulo divergente e com tamanho de área de recepção de 25 mm. [8]	51
Fig.3.9 – Atenuação geométrica aplicando ângulo de divergência de 1mrad e variando o tamanho do diâmetro de recepção [8].	51
Fig. 3.10 – Desvio de um feixe, sob a influência das células de turbulência	52
Fig. 3.11 - Desvio de um feixe sob a influência da turbulência provocada por células menores que o diâmetro do feixe do feixe (ocorre o alargamento do feixe)	52
Fig. 3.12 - Variação da atenuação, em função da cintilação de acordo com a distância para diferentes turbulências de 1550 nm.	53
Fig. 3.13 – Comportamentos de atenuações por cintilação para diferentes comprimentos de onda.	54
Fig. 3.14 - atenuação específica (dB/m) devido a taxa de precipitação em função do comprimento de onda.	55
<b>Capítulo 4</b>	61
Fig. 4.1 – Esquemático do setup experimental para o link de áudio	61
Fig.4.2 – A transmissão de informação através do laser permite o alcance a longas distâncias (por trabalhar com operações de modulação e demodulação).	62
Fig.4.3 – Neste esquema do transmissor utiliza-se um <i>plug</i> P10 que será ligado ao aparelho de som para TX, como exemplo um celular utilizado no setup desse artigo.	63

Fig.4.4. Sensibilidade espectral e as características direcionais do fotodetector OSRAM PIN SFH203p.

64

Fig. 4.5 – Circuito conversor óptico-elétrico .....	65
Fig.4.6 – Enlace de quase 500 metros no entro de São Paulo. (By Google Earth) .....	65
Fig. 4.7 – Exemplo de instalação residencial .....	66
Fig. 4.8 – Visão geral da plataforma Seeeduíno .....	67
Fig.4.9 – Ponteiro de diodo laser emissor .....	68
Fig.4.10 - Imagens dos fotoreceptores utilizados.....	66
Fig.4.11 – Enlace óptico através do Seeeduino em curta distância .....	69
Fig. 4.12 – Composição do lado de TX do sistema .....	70
Fig. 4.13 – Composição do lado de RX do sistema .....	70
Fig. 4.14 – O código do programa a ser digitado para ambos os lados .....	71
Fig.4.15 – Etapa de envio da mensagem.....	72
Fig.4.16 – Tela mostrando que a recepção da mensagem ocorreu sem erros. ....	72
Fig.4.17 – Ilustração de um Transceptor Óptico FSO [2].....	73
Fig.4.18 – Laser HeNe de 633 nm injetado na fibra (A), medida alcançada do laser no espaço livre (B) e imagem da dispersão modal da fibra com o laser (C). ....	74
Fig. 4.19 – Setup inicial montado na UFABC – Universidade Federal do ABC – Laboratório de Física (Fotônica). ....	75
Fig.4.20 – Imagem para mostrar que houve conexão entre os dois conversores de Mídia.....	76
Fig.4.21 – Esquema de como poderia ser os suportes de alinhamento.....	76
Fig.4.22 – Segundo sistema montado em bancada .....	77
Fig. 4.23 – Sinal observado através de uma câmera. ....	78
Fig.4.24 – Primeira montagem do link FSO de bancada .....	79
Fig. 4.25 – Gráfico da relação entre taxa de transmissão e tempo de funcionamento.....	80
Fig.4.26 – Link montado no IME de dois metros.....	81
Fig.4.27 – Medida da potência óptica do link .....	81
Fig. 4.28 - Gráfico representativo da medição de taxa alcançada por tempo de enlace. ....	82
Fig. 4.29 – Esquema de colimação do sinal para TX.....	83

Para esse processo de verificação da colimação foi utilizado o laser de 633nm, facilitando assim a visualização do comportamento óptico em um anteparo frontal, pois, com conversor de mídia é difícil visualizar por ser no infravermelho. ....	83
Fig. 4.30 – Esquema de colimação do sinal para RX .....	83
Fig. 4.31 – Ilustração dos ajustes mecânicos para fibra e lente.....	84
Fig. 4.32 – Enlace óptico 100% no espaço livre.....	84
Fig. 4.33 – Media da potência óptica alcançada no enlace 100% FSO .....	85
Fig. 4.34 – Imagens dos computadores conectados para cada lado do enlace, enviando e recebendo informações ao mesmo tempo. ....	86
Fig. 4.35 – Gráfico do comportamento do enlace para 4 dias.....	86
Fig. 4.36 – Enlace efetivado no corredor da FEEC .....	87
Fig. 4.37 – Sinal do laser visível enviado através da fibra multimodo na distância de 50 m.....	87
Fig. 4.38 - Esquema experimental de Durnin para a geração do feixe de Bessel.....	88
Fig. 4.39 – Gráfico da distribuição de intensidade do feixe de Bessel .....	89
Fig. 4.40 – Montagem de todo o experimental na mesa óptica. ....	90
Fig. 4.41 – Expansão do feixe ao passar pela objetiva do filtro espacial.....	91
Fig. 4.42 – Spot central filtrado pelo pinhole.....	91
Fig. 4.43 – Esquema de montagem do filtro espacial para a lente plano convexa. ....	92
Fig. 4.44 – Sinal do laser colimado após passar pelo filtro espacial. ....	92
Fig. 4.45 – feixe gerado pelo Axicon de $0.5^\circ$ .....	94
Fig. 4.46 – perfil do feixe de Bessel analisado pelo perfilmetro (CCD).....	94
Fig. 4.47 – Cabeçalho de informações da figura gerada pelo programa da CCD. ....	95
Fig. 4.48 – Perfil do feixe analisado pelo programa Origin. ....	95
Fig. 4.49 – Visualização dos anéis do feixe de Bessel.....	96
Fig. 4.50 – Enlace FSO com feixe de Bessel ( $\text{áxon de } 0.5^\circ$ ) .....	96
Fig. 4.51 – Medida alcançada com o feixe de Bessel com obstáculo no meio do caminho. ....	97
Fig. 4.52 – Visão geral da montagem do link FSo com feixe de Bessel.....	98
Anexo A .....	105
Fig.5.1 – Tela de abertura do programa .....	106
Fig.5.2 – Tela em branco para atenuação atmosférica .....	107
Fig.5.3 – Atenuação Atmosférica para distância de 5 km e comprimento de onda de 1550 nm....	108

Fig.5.4 – Apresentação da tela para cálculo de cintilação .....	108
Fig. 5.5 – Simulação para uma atenuação com visibilidade de 7 km, comprimento de onda 785 nm	109
Fig.5.6 – Exemplo de como seria o comportamento da atenuação geométrica. ....	109
Fig. 5.7 – Tela da Atenuação geométrica.....	110
Fig.5.8 – Simulação da atenuação geométrica .....	110
Fig.5.9 – Simulação da atenuação geométrica .....	111
Fig. 5.10 – Tela da Atenuação por Chuvas do coeficiente de atenuação pela taxa de precipitação.	112
Fig. 5.11 – Tela em branco para cálculo da transmitância .....	113
Fig. 5.12 – Simulação somente de 5 situações climáticas para comprimento de onda de 1550 nm	113
Fig. 5.13 – Zoom para as 3 condições que mais atrapalham o enlace óptico no espaço livre .....	114
Fig.5.14– Tela da Transmitância Atmosférica .....	114



## Sumário de tabelas

Tabela 3.1 – Parâmetros para calculo da atenuação geométrica [8].....	50
Tabela 3.2 - Influencias dos tipos de chuvas.....	55
Tabela 4.1 - Características sobre o SEEEDUÍNO.....	67
Tabela 4.2 – Conversores de média utilizados.....	80
Tabela 4.3 - Medidas entre ângulos e alcance.....	93



# Capítulo 1

## Introdução

### 1.1 Uma nova forma de comunicação

Nos tempos atuais, “banda larga”, tornou-se expressão de rotina já que grande parte da população é dependente dos serviços de internet que oferecem uma grande banda de conectividade. Dessa maneira, estudiosos passaram a preocupar-se não só com a quantidade, mas com a qualidade desses serviços, envolvendo novas tecnologias, aprimorando as existentes e abandonando as mais antigas como é o caso do acesso discado.

A tecnologia óptica sempre foi uma alternativa sustentável para se obter grandes taxas, tanto que hoje existem conexões na casa dos 10 gigabits/s trafegando livremente em fibras ópticas por quilômetros. Contudo, apesar da grande vantagem na transmissão do sinal, essa tecnologia sempre apresentará problemas, sendo as dificuldades de passagem do cabeamento óptico, o mais comum.

O cabeamento óptico exige a execução de obras de infraestrutura como, escavações, instalações de caixas de passagem, tubulações, ou seja, fatores que envolvem um grande potencial de mão de obra, inclusive a necessidade em se desviar redes de esgotos e de água, criar passagens subterrâneas para os cabeamentos, o que acaba gerando alto custo financeiro e, dessa forma, surgiu necessidade de um sistema que oferecesse flexibilidade e velocidade na instalação.

O FSO traz em sua composição a mobilidade de um sistema sem fio com a tecnologia das comunicações ópticas. Ao se estabelecer uma breve comparação entre sistemas de comunicações sem fio, observa-se que os serviços por rádio frequência (RF) são muito vulneráveis às interferências, enquanto que o sistema óptico sem fio, por ser direcional, oferece um nível de segurança muito maior.

Em RF ocorre a chamada poluição eletromagnética ocasionando quedas de sinais, além da necessidade de obtenção de licença para execução dos projetos de rádio enlace. Em óptica no espaço livre, estas interferências não afetarão o sistema havendo, no entanto, alguma vulnerabilidade relacionada a incidentes atmosféricos [3].

É importante notar o FSO não deve ser visto como um sistema para substituir os existentes, mas como um auxiliar para sistemas de rádio frequência e cabeados, principalmente para os casos da última milha<sup>1</sup> (fig.1.1), quando há necessidade de se expandir redes sem precisar fazer novas obras para cabeamento.

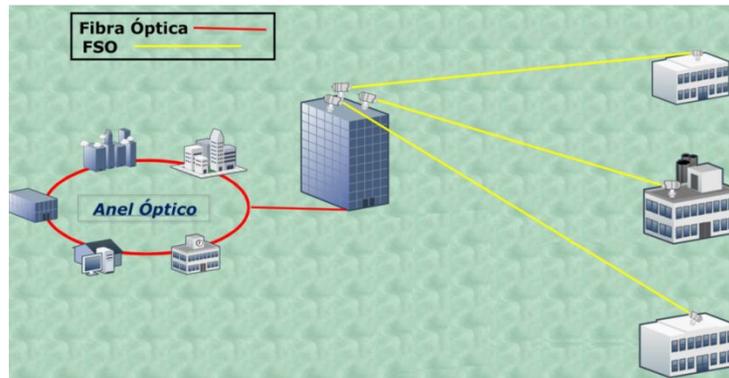


Fig. 1.1 – Exemplo de conexão para última milha.

O FSO também pode ser uma alternativa aceitável nos casos de grandes catástrofes. Como sistema de instalação rápida, é ideal para situações onde há o rompimento da comunicação por quebra do cabo óptico. Após a destruição do *World Trade Center- WTC* em 11 de setembro de 2001, por exemplo, o uso da comunicação óptica no espaço livre foi estabelecido. Na época, a mídia reportou sobre as possibilidades surpreendentes desta tecnologia, uma vez que, devido o ocorrido no *WTC*, todo o cabeamento óptico foi destruído, inclusive o *backbone*<sup>2</sup>, com isso, diversas empresas de edifícios ao redor ficaram sem comunicação. Entretanto, algumas dessas empresas já tinham sistema FSO instalado e puderam estabelecer uma rápida conexão com suas filiais que estavam a alguns raios de quilômetros de distâncias [1]. A reestruturação da comunicação óptica cabeada foi realizada em alguns dias e, enquanto isso, o uso da tecnologia FSO possibilitou a comunicação com a área afetada.

Sendo a atmosfera o canal fundamental para a transmissão no sistema FSO, as limitações desse sistema ficam por conta das variações climáticas- chuva, neblina, nevoeiro, intensidade da luz solar e neve- além de obstruções físicas (construções de prédios) entre a visada. Entretanto, mesmo na ausência de partículas ocorre a difração do

<sup>1</sup>Última milha – Interpretada como último quilômetro de acesso de uma rede. Limite de acesso para uma estrutura já montada.

<sup>2</sup>Backbone –É a espinha dorsal da conexão de rede, é o cabo principal que interliga o sinal do provedor principal com a entrada de conexão das empresas.

feixe luminoso (fig.1.2), quando esse viaja num meio não guiado. Esse fenômeno resulta no alargamento do sinal de luz que, conseqüentemente, não será totalmente absorvido pelo receptor.

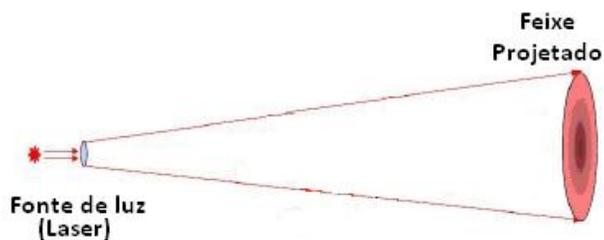


Fig. 1.2 – Exemplo de difração de um feixe.

Numa tentativa de amenizar os efeitos da difração, surgiram os estudos sobre ondas não difrativas (também chamadas de ondas localizadas), que são ondas eletromagnéticas de caráter especial com capacidade de resistência aos efeitos da difração [2]. A utilização dessas ondas viabilizaria o alcance em grandes distâncias preservando a largura do spot central durante o percurso do enlace.

Aplicações das ondas não difrativas ocorrem em pinças ópticas, litografia óptica na medicina, guiamento óptico de átomos, etc...

Devido à notável propriedade de auto-reconstrução, as ondas localizadas também podem apresentar uma menor degradação do sinal devido à existência de partículas sólidas no trajeto do enlace de dados. Devido a essas características de resistência à difração, acreditamos que o uso de feixes não difrativos pode trazer benefícios ao sistema de FSO.

O funcionamento básico de um sistema de comunicação pode ser descrito da seguinte maneira: 1- de um lado alguém precisa transmitir e do outro alguém irá esperar a mensagem, logo, temos o transmissor e o receptor. 2- O local por onde essa mensagem deverá trafegar é que chamamos de canal. Na ilustração (fig.1.3) vê-se a arquitetura básica que serve de modelo para o sistema de comunicação como um todo.

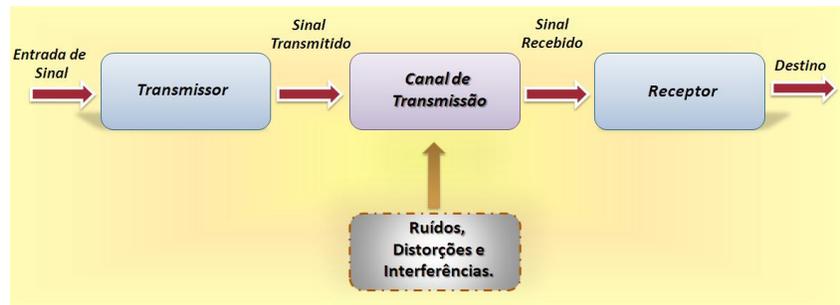


Fig.1.3 – Arquitetura básica de um sistema de comunicação.

Através da emissão do sinal se estabelece a ligação entre transmissor e receptor. Na fig. 1.3 é possível observar o canal por onde trafega a informação, ou seja, o meio utilizado da origem até o destino.

O sistema funciona por modulação: uma onda eletromagnética chamada de “portadora” atravessa o canal de comunicação até o receptor. Chegando ao seu destino, passa pelo processo de demodulação até atingir o ponto final.

As ondas eletromagnéticas podem se manifestar de diversas formas dependendo da sua frequência de oscilação. Dessas manifestações, a mais famosa é a luz visível, que ocupa uma faixa muito pequena do espectro eletromagnético. O espectro eletromagnético é o conjunto de todas essas frequências, como está representado graficamente (fig.1.4).

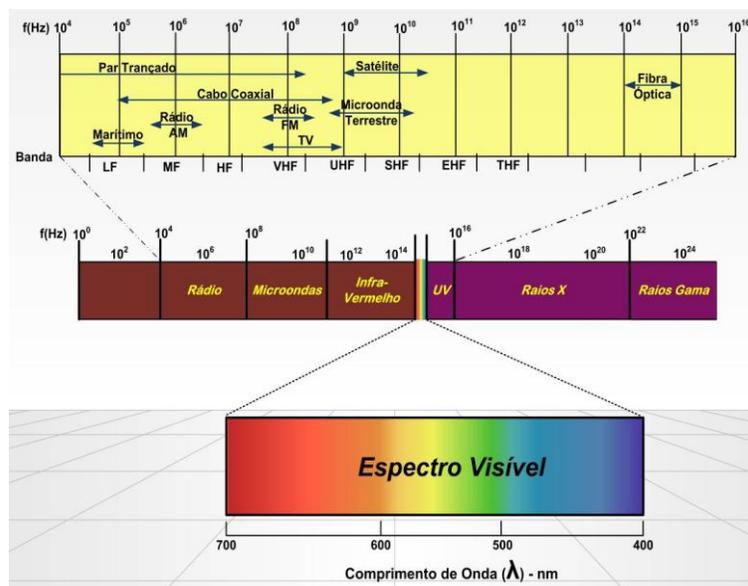


Fig.1.4 – Faixa do Espectro Eletromagnético.

A faixa de frequência mais baixa que a do visível, é aquela utilizada para transmitir informações. Nela encontram-se as ondas longas de rádio, AM, FM, TV, Microondas e Infravermelho.

As ondas cujas frequências estão acima da faixa do visível, ultravioleta, raios-X e raios gama, são difíceis de serem produzidas e moduladas, pois não se propagam bem através de objetos e oferecem riscos aos seres vivos.

A escolha de determinada tecnologia é feita conforme a necessidade da implantação do sistema, como, por exemplo, qual a largura de banda necessária e, principalmente, os custos para implantação.

## 1.2 Motivação

O sistema de comunicação óptica no espaço livre ainda não é um assunto tão conhecido no Brasil, uma vez que poucas empresas trabalham ou comercializam essa tecnologia. Contudo, essa tecnologia possui grandes aplicações e diversas instalações em outros países onde várias empresas já desenvolvem o sistema.

Devido ao fato das condições climáticas do Brasil serem favoráveis ao funcionamento de links FSO, surgiu o interesse de desenvolver experimentalmente um link de dados e de áudio utilizando óptica no espaço livre.

Além do próprio estudo do link, houve interesse de realizar estudos sobre feixes não difrativos, mostrando suas características e como podem ser aplicados ao FSO, desenvolvendo um enlace com feixes de Bessel, abrindo inúmeras possibilidades de aplicação.

### 1.2.1 Uma abordagem sobre a importância econômica e social do FSO

Os projetos com fibra óptica que exigem cabeamentos necessitam de infraestrutura de mais porte, incluindo edificações, como suportes para instalação de cabos, além da questão burocrática estatal, com licitações e licenças, por exemplo.

O uso do FSO dispensa essas necessidades e formalidades, pois é um sistema livre de licença de uso e não depende de obras para sua instalação.

Consideramos oportuna e interessante a reportagem que foi divulgada pela TELEBRASIL - Associação Brasileira de Telecomunicações, sobre o crescimento exponencial, em nosso país, de usuários de internet, telefonia celular, TV por assinatura e de outros serviços de Telecomunicações- “A única certeza é que as forças que moldam o setor – tecnologia e inovação – continuarão em mudança acelerada. Alcançar 150 milhões de clientes para o *Facebook* levou cinco anos. Mas, foram 14 anos para o celular, 38 anos para o televisor e 89 anos para o telefone atingir igual meta” [2].

### 1.3 Objetivos:

Os objetivos desse trabalho são enumerados abaixo:

- 1- Estudo teórico sobre o FSO;
- 2- Montagens experimentais com FSO:
  - a. Montagem de um link de áudio;
  - b. Montagem de um link de mensagens por microcontroladores;
  - c. Montagem de um link Gigabit;
- 3- Estudo teórico sobre feixes de Bessel;
- 4- Montagens experimentais com feixes de Bessel:
  - a. Geração de feixes de Bessel utilizando áxicons;
  - b. Aplicação do feixe em link FSO em laboratório.

### 1.4 Histórico

A História da Humanidade registra que o homem sempre procurou formas de se comunicar e as aperfeiçoou através do tempo e de sua evolução, a fim de estabelecer elos entre ele, o mundo ao seu redor e as gerações procedentes.

Com o objetivo de encurtar e facilitar o transporte de informações em geral, o ser humano evoluiu na concepção de novos meios de comunicação havendo registros de avanços importantes ao longo do tempo:

- *Semaphore* ou telégrafo óptico, desenvolvido para o envio de mensagem luminosa às longas distâncias. Seu criador foi o francês Claude Chappe, em 1791[8].
- Heliógrafo, que utilizou energia solar, construído por Henry Christopher Mance, em 1865 [9].
- *Photophone* (fig.1.5), criado 1880, por Alexandre Graham Bell, considerado o sistema pioneiro de comunicações ópticas analógicas, transmitia voz por meio de um feixe de luz solar, com ondas sonoras da voz modulada mecanicamente, através do feixe luminoso. Sinais de voz convertidos em sinais telefônicos, foram transmitidos entre receptores através do ar livre, a uma distância de 180 km. Foi considerada uma transmissão óptica e não telefônica, porque não precisava de fios para transmissão [7].

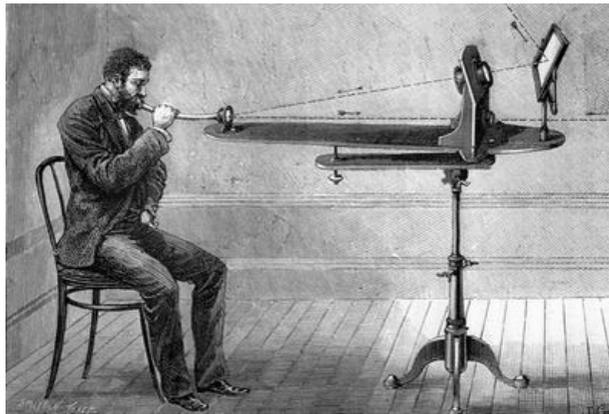


Fig. 1.5 – Ilustração de Graham Bell e se *Photofone*.

Outra referência histórica relacionada à comunicação óptica é o Padre Roberto Landell de Moura, gênio brasileiro, que em 1892, construiu o primeiro transmissor sem fio para transmissões de mensagens, na cidade de São Paulo. Ele se utilizava do efeito fotoelétrico para a transmissão de informação usando o feixe luminoso.

A primeira transmissão pública foi realizada em 1894, entre o alto da Av. Paulista e o alto de Sant'Anna, na cidade de São Paulo, cobrindo uma distância de oito quilômetros. Nesse evento, o público conheceu as três invenções do Padre Roberto Landell de Moura: um transmissor de ondas, um telégrafo sem fios e o telefone sem fios (fig. 1.6).

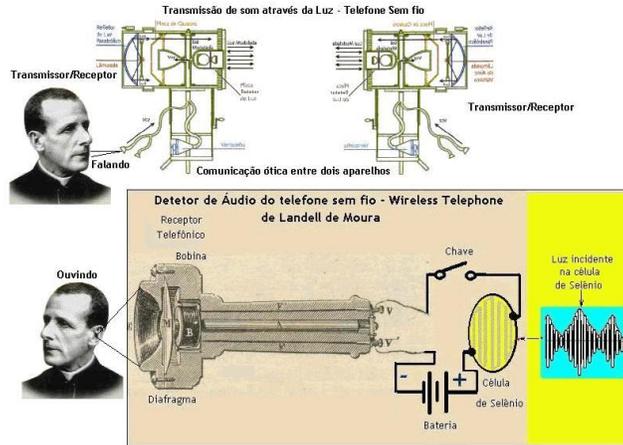


Fig. 1.6 – Ilustração do Brasileiro Padre Landell de Moura e sua invenção.

Apesar de pioneiras, essas invenções, na época, não foram reconhecidas pela comunidade científica.

O laser surgiu em 1958, mas sua primeira realização prática nos EUA ocorreu em 1960. Dessa forma, os esforços de pesquisa e desenvolvimento em comunicações ópticas tiveram um novo impulso [9].

O laser é uma fonte luminosa coerente e monocromática com enorme capacidade de transmissão, permitindo conceber sistemas de comunicações ópticas de longo alcance com grande capacidade de fluxo.

Como registro expressivo na década de 60, encontramos o trabalho de Charles Kao e George Hockman que conseguiram enviar luz através de “pedaços” de vidro com alguns microns de diâmetro, trabalho este chamado de “*Dielectric-fiber surface waveguides for optical frequencies*”, tornando-se ponto de partida para o início das comunicações ópticas. [17]

Outras feitos que marcaram a evolução nos estudos ópticos: [11]

- 1967-Transmissão de vídeo é alcançada através de 20 metros de fibra óptica nos Laboratórios de *Harlow*, no Reino Unido;
- 1968-Dr. Erhard Kube, Cientista Chefe da *LightPointe* e considerado como o "pai" da tecnologia FSO, construiu um protótipo do sistema, ou seja, antes mesmo da utilização de fibras ópticas de cabo, o que foi alvo de um artigo que escreveu na revista alemã *Nachrichtentechnik*, em Junho de 1969 [12]

Temos também, os experimentos da NASA para utilizar o laser como um meio de comunicação entre o *Goddard Space Flight Center* e a cápsula espacial em órbita *Gemini-7* (fig.1.7).

Há relatos de que os primeiros experimentos utilizando o laser modulado foram realizados pela NASA com o intuito de usá-lo como meio de comunicação dentro de uma cápsula espacial [13].



Fig. 1.7- Comunicação entre os satélites [2].

Dessa forma o FSO revela-se como método preferido de execução de comunicações entre as constelações de satélite. No espaço a comunicação por FSO não sofre com os problemas de espalhamento devido a ausência de atmosfera, sendo que o único agente limitante é a difração sofrida pelo feixe óptico.

Nas décadas posteriores, temos:

- 1971-Sinais digitais de TV, em cores, através de uma única fibra, em *Harlow, Essex*, Reino Unido;
- 1977-Primeira demonstração de tráfego telefônico real, no Reino Unido, utilizando fibra óptica, experimento esse realizado no Campo de Provas de *Stevenage*;
- 1980-Primeira tentativa de um sistema de cabo submarino realizada pela empresa *Nortel Networks*;
- 1986-Instalação do sistema de cabo submarino, ligando o Reino Unido à Bélgica;
- 1987- Desenvolvimento de amplificadores ópticos a fibra dopada com érbio, obtendo-se uma propagação mais extensiva do sinal, aumento de centenas de quilômetros,

alocando os mesmos a cada 80 km de distância média. Hoje em dia as perdas em fibra monomodo operando em 1550 nm estão em 0.2 dB/km.

No final dos anos 80, a comunicação deu um salto considerável através das redes de computadores rapidamente assimiladas pelas empresas. A transferência de dados e arquivos por meio dos correios eletrônicos passou a fazer parte do cotidiano nas diversas áreas de trabalho facilitando a troca de informação, e foi a partir dos anos 90 que o sistema laser tomou um maior impulso.

A terminologia “comunicação no espaço livre” surgiu de uma proposta de se conectar satélites orbitais e aviões com a Terra através de um feixe de laser. Estudos mais avançados que se seguiram, acabaram por possibilitar a realização desse feito [15].

### 1.5 A tecnologia FSO

Essa tecnologia é composta de elementos básicos como transmissor de luz, com ajustes de potência de acordo com o espectro de frequência do feixe; e o receptor que em sua composição conta com um elemento chamado de fotodetector adaptável de acordo com a janela de operação do laser.

O tráfego das informações ocorre pela atmosfera, através de um feixe modulado de luz no visível ou no infravermelho.

Fator fundamental para êxito de um enlace é o alinhamento; os dois lados necessitam manter-se alinhados e com visada livre e direta, assim, o receptor efetua a captura da luz que chega pelo ar e a concentra no fotodetector. Nesse sistema ocorre tráfego de banda que pode variar de 10Mb/s a 2.5 Gb/s, com relato de testes em que foram obtidas taxas de 160 Gb/s[18].

O FSO apresenta-se como solução viável por ser de rápida e fácil instalação, oferecendo maior segurança na transmissão dos dados.

#### 1.5.1 Aspectos gerais do FSO.

- O que é FSO.

*Free Space Optics* é como se lê a sigla *FSO*, ou “sistema de comunicação óptica no espaço livre”, que é a comunicação sem fios no meio atmosférico (fig.1.8), empregando-se feixes de um laser ou led, com determinada concentração.

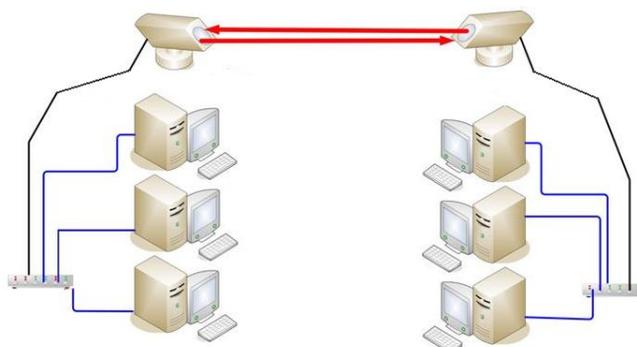


Fig. 1.8 – Exemplo de instalação de um sistema FSO.

Os componentes usados nesse sistema são os mesmos das redes baseadas em fibra, no entanto, a transmissão de voz, vídeo e dados é feita através do ar-

Trata-se de uma tecnologia de linha de visada livre, com feixe de luz invisível (geralmente entre os comprimentos de 850 ou 1550 nm) para as conexões de banda larga no segmento de telecomunicações. Cada unidade compreende um transceptor óptico (fig.1.9) composto de um transmissor de laser, um receptor, e sistemas proprietários para ajustes de visada e monitoramento do sistema, obtendo-se a conversão dos dados em sinais ópticos transmitidos no ar por meio dos feixes funcionando em modo full-duplex (transmissão e recepção simultâneas).

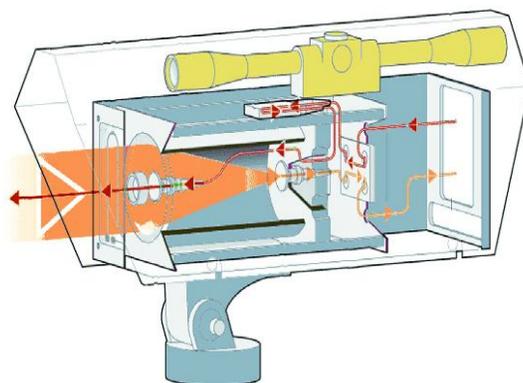


Fig.1.9 – Ilustração de um transceptor óptico FSO baseado nos padrões comercializados [2].

Na emissão do sinal laser, os pulsos ópticos são colimados por uma lente e enviados através do canal. Quando a onda transmitida chega à lente do receptor, está é focada num fotodetector que converte os pulsos ópticos em sinal elétrico. O receptor, então, amplifica e regenera o sinal eletrônico, completando a ligação de transferência de dados.

Além de sofrer difração, o sinal luminoso emitido pelo sistema FSO interage com partículas em suspensão na atmosfera (fig. 1.10). A luz pode se espalhar ou ser

absorvida pelas partículas em níveis que dependem do comprimento de onda da luz, do tamanho e do índice de refração dessas partículas. A combinação da atenuação do sinal causada pela absorção e pelo espalhamento é designada por extinção.

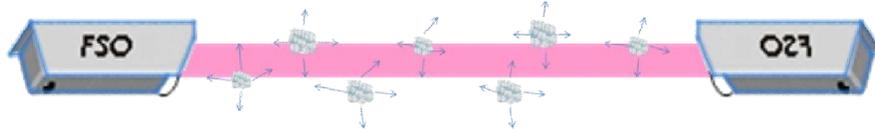


Fig. 1.10 – Interferências durante a transmissão.

Devido à sensibilidade do sistema em regiões com grandes interferências atmosféricas, observa-se que alguns transceptores possuem até quatro transmissores ópticos, garantindo assim o funcionamento do enlace, que pode chegar até 5km com taxas variando de *Mb/s* a *Gb/s*.

Em se tratando de protocolos ou arquiteturas planejadas, utiliza-se como rede padrão, o gerenciamento por TCP/IP, que pode ser controlado remotamente, o que permite melhores desempenhos das redes.

Redes ópticas sem fio devem ser qualificadas para o choque com as constantes mudanças atmosféricas que afetam a capacidade de desempenho. Devido aos transceptores necessitarem de visada direta (fig. 1.11), todos os pontos de interconexão devem estar livres de obstruções físicas e capazes de “enxergar” um ao outro [13].

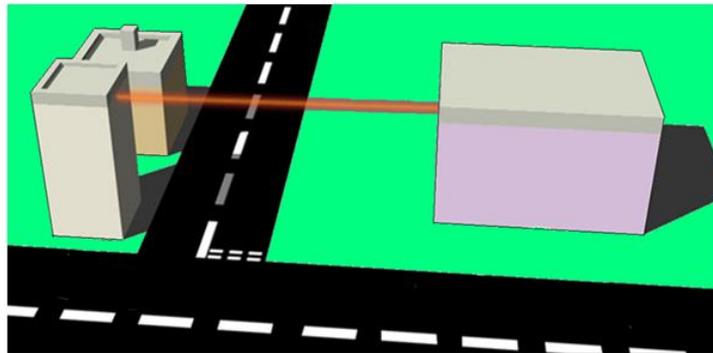


Fig. 1.11 – Exemplo de visada limpa para o enlace.

A cidade de São Paulo é um exemplo de casos de interferências eletromagnéticas, como o que ocorre na Av. Paulista, onde estão instalados diversos links entre torres de celular. Trata-se de um pólo de grande interferência eletromagnética no planeta, sem contar o radar de Congonhas que se torna destrutivo para as frequências abaixo de 7GHz. Nesses casos têm-se então o cenário perfeito para utilização do FSO.

Para quem não está familiarizado com a tecnologia, a segurança pode ser uma preocupação, pois nela lasers são usados para transmissão. A utilização correta e segura de lasers tem sido discutida desde que os primeiros aparelhos FSO apareceram nos laboratórios há mais de três décadas. Uma grande preocupação com o uso de lasers é a exposição do olho humano aos raios que possuem alta densidade de potência. Para isso, padrões internacionais restritos foram criados para desempenho e segurança do sistema.

- O Padrão Internacional IEC 60825-1

Este padrão é responsável por tratar basicamente dos níveis de segurança dos produtos que utilizam laser com relação aos danos causados aos olhos e à pele. A classificação dos produtos a laser, segundo o padrão *IEC 60825-1:1993*, tem como base o limite de emissão acessível (*Accessible Emission Limit - AEL*), ou seja, este é o valor máximo de radiação do laser ao qual o ser humano poderá ficar exposto enquanto efetua o manuseio destes produtos

Para equipamentos FSO, as recomendações adotadas por esse padrão internacional se encontram na parte doze do *IEC 60825*. Este padrão informa os níveis de responsabilidade e de segurança de operação e instalação deste produto [17].

Devido uma maior utilização do sistema nos últimos anos, a norma foi se adequando as condições necessárias e com segurança de operacionalização [18].

### 1.5.2 Composição do Sistema FSO

Na composição do sistema FSO observa-se que a luz laser usada possui o comprimento de onda na faixa do infravermelho que vai de 800 nm a 1550 nm não sendo visíveis ao olho humano. Devido às exigências em se transmitir dados, voz ou vídeo, os equipamentos usados nesse sistema são digitais, viabilizando, assim, de forma mais eficiente, o tráfego dessas informações.

Um cenário parecido com esse sistema é o uso de conversores de mídia conforme exemplo (fig.1.12), sempre voltados para uso com fibras, apenas diferenciando-se quanto ao canal a ser utilizado.

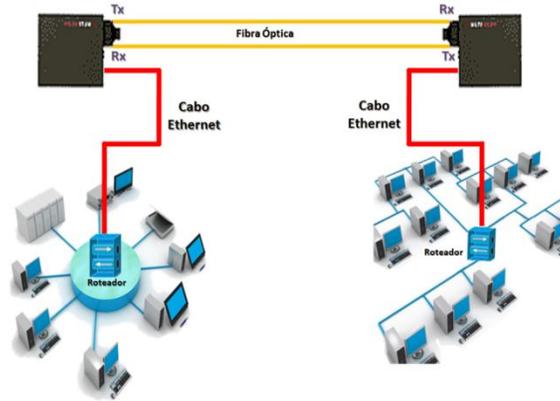


Fig. 1.12 - Exemplo de ligação em rede com conversores de mídia.

O conversor de mídia, na transmissão, converte o sinal elétrico (informação enviada através de um computador) em sinal óptico. Para a comunicação no espaço livre esse tráfego da informação será ajustado através de lentes. Ao chegar à recepção a conversão será de sinal óptico para elétrico. Modelos assim já estão disponíveis no mercado, soluções com estruturas de lentes ligadas diretamente aos conversores, mostrado na fig.1.13.



Fig. 1.13 - Modelo de FSO com conversor de mídia comercializado.

Através dos conversores se dará a transformação do sinal óptico em sinal elétrico representados de forma digital por “1”s e “0”s recebidos pelo receptor. Este processo é feito por um sistema *O/E* – sistema eletrônico de recuperação de dados, ou *clock data recovery*.

Sendo este sistema, *full duplex*, o funcionamento de transmissor/receptor é simultâneo às duas extremidades em ambos os sentidos do enlace [18].

- **Influência do sol**

A incidência direta da luz do sol pode prejudicar o funcionamento do sistema, causando interferências, provocando uma queda em seu desempenho em um curto tempo de duração. Ainda que sejam raras as ocorrências, faz-se necessário tomar certos cuidados, como alinhar posições onde o sol não incidirá diretamente no campo de visada. Conforme a fig.1.14, verifica-se que o feixe tracejado saindo do lado A, não seria o mais indicado, uma vez que a luz do sol ficaria diretamente na visão do aparelho do lado B. O feixe contínuo mostra a posição ideal de instalação no caso apresentado.

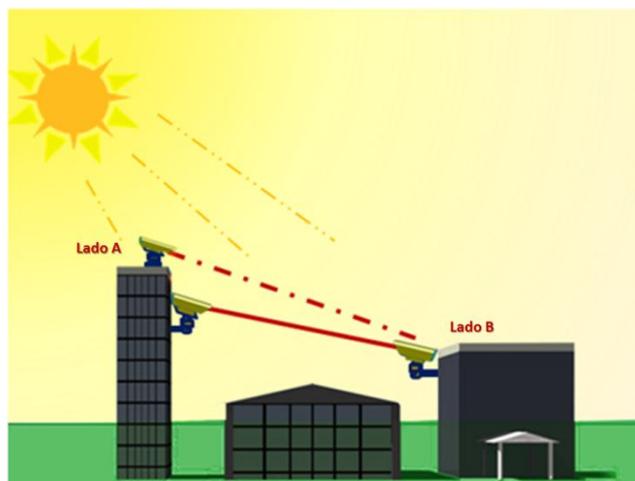


Fig. 1.14 - Exemplo de cuidado com posicionamento ao sentido do SOL.

- **Segurança dos olhos**

Não deve haver contato visível com o equipamento principalmente há menos de 30 metros. Em um caso de necessidade, o sistema deverá ser desligado. Se a densidade de radiação óptica ultrapassar o limite permitido, afetará a visão do operador.

O laser pode danificar a visão uma vez que o olho humano é sensível à radiação de infravermelhos. Os fatores mais importantes a serem levados em conta na avaliação desses riscos são: o comprimento de onda, potência emitida e forma do feixe.

A segurança desse sistema possui relação com a normatização com a IEC-60825-1(2001) com classe *1M* (classe segura para observação do sinal a olho nu) [16].

Classe *1M* para lasers são os produtos que produzem um feixe altamente divergente ou um feixe de grande diâmetro. Portanto, apenas uma pequena parte do feixe laser pode entrar no olho. Alguns dos lasers usados para sistemas de fibra óptica de comunicação são produtos Classe 1M laser. Toda essa preocupação com operacionalização

dos feixes foi crucial para a parte experimental que será vista no capítulo 4, onde se trabalhou com feixes inseridos através de cordões ópticos.

Passaremos agora ao capítulo 2, onde serão expostos conceitos sobre feixes (como o gaussiano) e onde será apresentado o feixe de Bessel que é o feixe não-difrativo mais simples. Os feixes não-difrativos podem trazer melhorias para um sistema FSO, pois são mais resistentes aos efeitos da difração e do espalhamento.

# Referências

- [1] JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, Vol. 20, Nº. 2, february 2002
- [2] H. E. Hernandez-Figueroa, M. Zamboni-Rached e Erasmo Recami (Editores), “Localized Waves” Editora: John Wiley & Sons (Wiley Series in Microwave & Optical Engineering), (2008) ISBN: 978-0-470-10885-7
- [3] BOUCHET, Olivier et al, Free-Space Optics – Propagation and communication. ISTE, Series Editor, 2005.
- [4] TANENBAUM, Andrew S. Redes de Computadores. Campus, 2003.
- [5] [http://cfp.ist.utl.pt/opa/new/files/OPA2007\\_00.pdf](http://cfp.ist.utl.pt/opa/new/files/OPA2007_00.pdf)(Perspectiva histórica da evolução da óptica – Óptica Aplicada - Dept. Física) (último acesso para download em 12/11/12)
- [6] H. Willebrand, e B. S. Ghuman, “Free-Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Today's Networks”, SAMS, ISBN: 0-672-32248-x, 259 pages (2002)
- [7] <http://en.wikipedia.org/wiki/Photophone> (último acesso em 12/04/11)
- [8] <http://www.umanovaera.com/conspiracoes/Tesla.htm> (último acesso em 12/04/11)
- [9] <http://educar.sc.usp.br/licenciatura/2001/laser/index.htm> (último acesso em 12/04/11)
- [10] K.C Kao and G. A Hockham, "Dielectric fiber surface waveguides for optical frequencies", Proceedings of the IEE, vol. 133, p.1151-1158, Jul. 1966
- [11] [http://lqes.iqm.unicamp.br/canal\\_cientifico/pontos\\_vista/pontos\\_vista\\_divulgacao46-1.html](http://lqes.iqm.unicamp.br/canal_cientifico/pontos_vista/pontos_vista_divulgacao46-1.html)(último acesso em 12/04/11)
- [12] KUBE, Erhard, Nachrichtenertragung mit Lichtstrahlen in der Atmosphäre. Nachrichten technik Technisch-wissenschaftliche, Jun, 1969
- [13] MOURA, L; ALHO Jr., M; RIBEIRO,R; Análise e Dimensionamento de Sistemas Ópticos no Espaço Livre, Projeto Final, Dept. de Engenharia de Telecomunicações, Niterói, Fevereiro 2003.
- [14] KRISHNAN, Naveen H, Free Space Optics (FSO), IEE PAPER ,S7 CSE, MG College of Engineering,
- [15] RICKLIN, Jennifer C.; Free-Space Laser Communication Using a Partially Coherent Source Beam, Baltimore, Maryland, March 2002, Dissertation of Doctor of Philosophy, Johns Hopkins University, p 3-5
- [16] [http://webstore.iec.ch/preview/info\\_iec60825-1%7Bed2.0%7Db.pdf](http://webstore.iec.ch/preview/info_iec60825-1%7Bed2.0%7Db.pdf)

[17] IEC 60825-12, Safety of Laser Products - Part 12: Available from ANSI in New York and from the (LIA) in Geneva.

[18] FILIPPETTI, Marco A. CCNA 4.1: Guia Completo de Estudo. Visual Books, 2008

# Capítulo 2

## 2.1 Ondas não difrativas: O feixe de Bessel

A difração é um efeito inerente aos fenômenos ondulatórios, afetando ondas que viajam em meios homogêneos com duas ou três dimensões espaciais. Pulsos e feixes são constituídos por ondas planas com diferentes vetores de propagação, e isso lhes causa um alargamento espacial (transversal) gradativo (a difração) durante a propagação. Esse alargamento (deformação) no formato da onda é tanto mais intenso quanto maior for a sua concentração espacial quando comparada ao seu comprimento de onda [1,2].

A difração pode se tornar um fator limitante em qualquer aplicação que faz uso de feixes e pulsos ópticos (e acústicos), como por exemplo, em comunicações ópticas no espaço livre, imagens ópticas, pinças ópticas, etc...

As primeiras idéias sobre ondas não difrativas (também chamadas de ondas localizadas) surgiram na década de oitenta (1980) como uma tentativa de amenizar os efeitos causados pela difração.

De forma simples, podemos dizer que uma onda não difrativa é um feixe ou pulso capaz de resistir aos efeitos da difração por longas distâncias quando comparada às ondas comuns. Essa característica notável deve-se à estrutura espectral diferenciada que essas ondas possuem como veremos em breve.

Hoje podemos dizer que temos uma teoria de ondas não difrativas muito bem fundamentada [3] e amplamente testada em laboratórios [3]. Em suma as ondas localizadas são uma realidade teórica e experimental [4-65], obtidas não apenas no espaço livre, mas também em meios materiais (lineares ou não).

## 2.2 A equação de onda.

No espaço livre, sem cargas e sem densidades de corrente, as equações de Maxwell são escritas como:

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{cases}, (2.1)$$

onde  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  são os campos elétrico e magnético respectivamente.

É simples mostrar que devido ao conjunto de equações dado por (2.1), os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$  devem satisfazer as equações de onda:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, (2.2)$$

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0, (2.3)$$

onde  $\nabla^2$  é o laplaciano e  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$  é a velocidade da luz no vácuo.

Ao buscar soluções para (2.2) e (2.3) devemos verificar se são compatíveis com as equações de Maxwell dadas por (2.1).

Apesar da natureza vetorial do campo eletromagnético, para os nossos propósitos uma abordagem escalar é suficiente, fornecendo uma boa aproximação. A grosso modo podemos dizer que uma condição necessária para a validação da aproximação escalar é que a variação espacial dos campos seja suave quando comparada ao comprimento de onda considerado. Para mais detalhes o leitor pode consultar a referência [1,2]. Com isso, passaremos a considerar a equação de onda escalar:

$$\nabla^2 \psi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = 0, (2.4)$$

onde  $\psi(x, y, z, t)$  é o campo escalar, que pode representar a componente cartesiana de um campo  $\vec{E}$  linearmente polarizado.

Uma solução fundamental para a equação de onda (2.4) é a chamada onda plana:

$$\psi(x, y, z, t) = A e^{-i\omega t} e^{+i\vec{k} \cdot \vec{r}}, (2.5)$$

onde  $A$  é uma constante,  $\omega$  é a frequência angular e  $\vec{k}$  é o vetor de onda  $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z}$ , sendo que o vínculo  $|\vec{k}| = k = \frac{\omega}{c}$  deve ser obedecido.

Veremos a seguir como obter uma importante solução, o feixe gaussiano, a partir de superposição de ondas planas.

Devido a linearidade da equação de onda (2.4), podemos obter soluções mais gerais a partir de superposições de soluções mais simples. Vamos considerar a seguinte superposição de ondas planas de mesma frequência angular  $\omega$ :

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \int_{-\infty}^{\infty} dk_z S'(k_x, k_y, k_z) \delta \left[ (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) - \frac{\omega^2}{c^2} \right] e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (2.6)$$

Em (2.6)  $S'(k_x, k_y, k_z)$  é uma função peso (espectro) que fornece a amplitude e fase de cada onda plana da superposição, e  $\delta(\cdot)$  é uma função delta de *Dirac* cujo argumento garante que (2.6) é solução de (2.4).

A solução (2.6) pode fornecer qualquer tipo de feixe puramente propagante, ou seja, feixes que não possuem componentes evanescentes em seus espectros.

Aqui estamos interessados em feixes que se propagam na direção positiva de “ $z$ ”, então, por simplicidade, vamos considerar em (2.6) apenas valores positivos de  $k_z$ . Com isso em mente e integrando (2.6) em  $k_z$  obtemos:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-i\omega t} \int_{-\frac{\omega}{c}}^{\frac{\omega}{c}} dk_y \int_{-\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_y^2}}^{\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_y^2}} dk_x S(k_x, k_y) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} \exp \left[ i \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)} z \right], \quad (2.7)$$

$$\text{onde } S(k_x, k_y) = \frac{S' \left( k_x, k_y, \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)} \right)}{2 \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)}}.$$

Para cada valor de  $k_x$  e  $k_y$  temos, no integrando de (2.7), uma onda plana cuja amplitude e fase são dadas pela função espectral  $S(k_x, k_y)$ .

### 2.3 O feixe gaussiano

Um feixe muito comum, encontrado e aplicado em diversas situações, é o chamado feixe gaussiano.

Deixamos claro aqui que o feixe gaussiano não é um feixe não-difrativo, porém por ser muito usado e conhecido iremos mostrar como obtê-lo via solução integral (2.7).

Vamos considerar (2.7) com a seguinte função espectral:

$$S(k_x, k_y) = \frac{r_0^2}{4\pi} e^{-\frac{r_0^2}{4} k_x^2} e^{-\frac{r_0^2}{4} k_y^2}, \quad (2.8)$$

onde  $r_0$  é uma constante.

O espectro dado por (2.8) nada mais é do que o produto de duas gaussianas em  $k_x$  e  $k_y$ , centradas em  $k_x = 0$  e  $k_y = 0$ . Para cada uma dessas gaussianas temos que  $\Delta k_x = \frac{2}{r_0}$  e  $\Delta k_y = \frac{2}{r_0}$ .

Infelizmente não é possível obter uma solução fechada para (2.7) com  $S(k_x, k_y)$  dado por (2.8). No entanto, é possível obter uma boa aproximação nos casos em que:

$$\begin{cases} \Delta k_x \ll \frac{\omega}{c} \rightarrow r_0 \gg \frac{\lambda}{\pi} \\ \Delta k_y \ll \frac{\omega}{c} \rightarrow r_0 \gg \frac{\lambda}{\pi} \end{cases}$$

Repare que quando  $\Delta k_x \ll \frac{\omega}{c}$  e  $\Delta k_y \ll \frac{\omega}{c}$  em (2.8), temos que as ondas

planas que mais contribuem para o feixe resultante são aquelas com vetores de propagação bem concentrados ao redor do eixo "z".

Nesses casos, podemos fazer as seguintes aproximações:

- 1ª)  $\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - (k_x^2 + k_y^2)} \approx \frac{\omega}{c} - \frac{(k_x^2 + k_y^2)}{2\frac{\omega}{c}}$  (2.9)

- 2ª) Escrever os limites de integração em (2.7) como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dk_y \int_{-\infty}^{\infty} dk_x$$

Com essas duas aproximações (que nada mais são do que a famosa aproximação par axial) podemos inserir (2.8) em (2.7) e obter:

$$\psi(x, y, z, t) = \frac{r_0^2}{4\pi} e^{ik_3 z} e^{-i\omega t} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp \left[ - \left( a^2 + \frac{i_3}{2k} \right) k_y^2 \right] e^{ik_y y} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \exp \left[ - \left( a^2 + \frac{i_3}{2k} \right) k_x^2 \right] e^{ik_x x} \right\}, (2.10)$$

onde  $k = \frac{\omega}{c}$  e  $a^2 = \frac{r_0^2}{4}$ .

Usando agora o seguinte resultado [66]

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-p^2 u^2} e^{\pm qu} du = \frac{\sqrt{\pi}}{p} \exp\left[\frac{q^2}{4p^2}\right] \quad (2.11)$$

Temos que (2.10) resulta em:

$$\psi(x, y, z, t) = \frac{r_0^2 \pi e^{ikz} e^{-i\omega t}}{4\pi \left(a^2 + \frac{i}{2k}\right)} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{4\left(a^2 + i\frac{z}{2k}\right)}\right] \quad (2.12)$$

Usando que  $a^2 = \frac{r_0^2}{4}$  e que  $\rho^2 = x^2 + y^2$  (coordenadas cilíndricas) temos que:

$$\psi(x, y, z, t) = \psi(\rho, z, t) = e^{ik(z-ct)} \frac{1}{\left(1 + \frac{2iz}{kr_0^2}\right)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{r_0^2 \left(1 + \frac{2iz}{kr_0^2}\right)}\right] \quad (2.13)$$

A solução (2.13) é o famoso feixe gaussiano. Tal feixe se propaga na direção positiva de “z”, possui velocidade de fase igual a “c” ( $v_f = c$ ) e concentração de energia ao redor do eixo “z” (ou seja, ao redor de  $\rho = 0$ ).

É interessante e instrutivo estudar a difração sofrida pelo feixe gaussiano. Isso é feito a seguir.

É simples mostrar que o feixe gaussiano sofre um aumento progressivo do seu spot transversal ao longo da propagação.

A análise da difração sofrida pelo feixe pode ser feita considerando-se, por exemplo,  $|\psi|$  ou  $|\psi|^2$ , essa última sendo uma quantidade importante pois está relacionada com a intensidade do feixe.

É simples mostrar que:

$$|\psi|^2 = \frac{1}{\left(1 + \frac{4z^2}{k^2 r_0^4}\right)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{r_0^2 \left(1 + \frac{4z^2}{k^2 r_0^4}\right)}\right] \quad (2.14)$$

De (2.14) vemos que existe uma diminuição da intensidade do feixe gaussiano para valores crescentes de “z” e, ao mesmo tempo, um aumento da sua abertura transversal (ou seja, um aumento do raio do seu spot).

Definimos o spot do feixe, para um dado “z”, como sendo a distância transversal ( $\Delta\rho$ ) na qual o valor máximo de  $|\psi|^2$ , que ocorre em  $\rho = 0$ , cai de  $1/e$ . Temos que o spot inicial de  $|\psi|^2$ , que ocorre em  $z = 0$ , pode ser obtido notando-se que:

$$\Delta\rho(z = 0) = \frac{r_0}{\sqrt{2}} \equiv \Delta\rho_0 \quad (2.15)$$

Repare que  $r_0$  está relacionado com a largura do espectro gaussiano (2.8) através de  $\Delta k_x = \Delta k_y = \frac{2}{r_0}$ , portanto quanto mais largo o espectro em  $k_x$  e  $k_y$ , menor é o spot do feixe e vice-versa.

Também é simples mostrar a partir de (2.14) que o raio do spot a uma distância “ $z$ ” é dado por:

$$\Delta\rho(z) = \frac{r_0}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{4z^2}{k^2 r_0^4}}, \quad (2.16)$$

que claramente aumenta com  $z$ . O valor do raio do spot tem seu valor duplicado com relação à  $\Delta\rho_0$  quando:

$$\Delta\rho(z) = 2\Delta\rho_0$$

E usando (2.15) e (2.16) vemos que isso ocorre quando:

$$\begin{aligned} z &= \frac{\sqrt{3}}{2} k r_0^2 = \sqrt{3} k \Delta\rho_0^2 \\ &= 2\pi\sqrt{3} \frac{\Delta\rho_0^2}{\lambda} \\ &\equiv z_{dif} \quad (2.17) \end{aligned}$$

A essa distância ( $z_{dif}$ ) damos o nome de comprimento de difração. De (2.17) vemos que quanto menor o spot inicial do feixe gaussiano, mais rápido ele vai se alargar. Por exemplo, um feixe gaussiano com  $\lambda = 632 \text{ nm}$  e spot inicial de  $\Delta\rho_0 = 60 \mu\text{m}$  irá dobrar o tamanho do seu spot após  $z = 6,2 \text{ cm}$ , como mostra a figura 2.1.

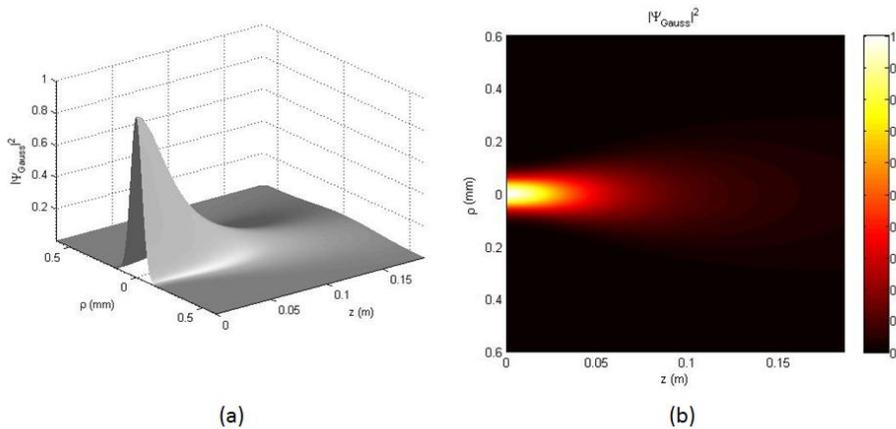


Fig. 2.1 – As figuras se referem à intensidade de um feixe gaussiano de spot  $60 \mu\text{m}$  em  $\lambda = 632 \text{ nm}$ . Ambas mostram o mesmo feixe, em (b) tem-se a projeção ortogonal de (a).

[Observação 1: Se adotássemos  $|\psi|$  para a definição do spot, como alguns livros fazem, então teríamos  $\Delta\rho_0 = r_0$  com  $\mathfrak{z}_{dif} = 3,1\text{cm}$ .]

[Observação 2: Cabe lembrar aqui que a solução do feixe gaussiano dada por (2.13) é válida quando  $\Delta k_x \ll \frac{\omega}{c}$  e  $\Delta k_y \ll \frac{\omega}{c}$ , ou seja, quando  $r_0 \gg \frac{\lambda}{\pi} \Rightarrow \Delta\rho_0 \gg \lambda$ . Para um feixe gaussiano com spot da ordem do comprimento de onda (feixe não paraxial), a solução (2.13) deixa de ser uma boa aproximação.]

Em muitas situações essa abertura transversal progressiva (difração) sofrida pelo feixe gaussiano é indesejável. Isso pode ocorrer, por exemplo, em links de FSO.

Veremos a seguir que é possível obter feixes cujo spot resiste aos efeitos da difração por longas distâncias.

## 2.4 O feixe de Bessel

Como já foi dito, a teoria de ondas não difrativas surgiu com o intuito de amenizar os efeitos da difração sobre feixes e pulsos propagantes em meios não guiados.

Essa teoria prevê a existência (já amplamente verificada experimentalmente) e possibilita a obtenção de soluções do tipo feixes e pulsos capazes de manter seus formatos espaciais por longas distâncias quando comparadas às ondas usuais.

Não vamos aqui entrar nos detalhes matemáticos da formulação geral das ondas não difrativas. Ao invés disso vamos mostrar como o feixe de Bessel (que é o feixe não-difrativo mais simples e, talvez, o mais importante), pode ser obtido através da superposição de ondas planas dada por (2.6).

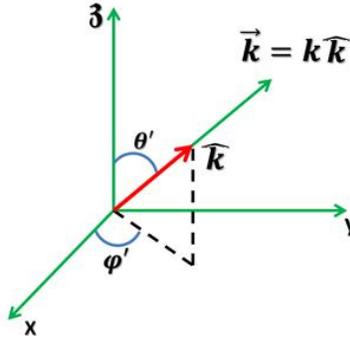
De acordo com a teoria de ondas não difrativas [2,37,52] a obtenção de feixes e pulsos resistentes aos efeitos da difração ocorre quando existe um acoplamento espaço-temporal muito específico nos seus espectros [37,52].

No caso de um feixe de Bessel, esse é gerado por ondas planas (de mesma frequência) cujos vetores de ondas se localizam sobre a superfície de um cone. Vejamos:

Considere a solução integral (2.6) que pode ser usada para se obter qualquer tipo de feixe puramente propagante. Vamos reescrever a solução integral (2.6) usando o conceito de espectro angular. Isso pode ser feito se escrevermos o vetor de onda  $\vec{k}$  usando um sistema de coordenadas esféricas:

$$\vec{k} = k (\sin\theta' \cos\varphi' \hat{x} + \sin\theta' \sin\varphi' \hat{y} + \cos\theta' \hat{z}) \quad (2.18)$$

Com  $k = \frac{\omega}{c}e$  onde  $0 \leq \theta' \leq \pi$  e  $0 \leq \varphi' \leq 2\pi$ . O significado dos ângulos  $\theta'$  e  $\varphi'$  fica claro no desenho abaixo:



Onde  $\hat{K}$  é o versor que dá direção e sentido do vetor  $\vec{k}$  (que sempre possui módulo igual a  $\frac{\omega}{c}$ ), ou seja

$$\hat{K} = \sin\theta' \cos\varphi' \hat{x} + \sin\theta' \sin\varphi' \hat{y} + \cos\theta' \hat{z} \quad (2.19)$$

Fica claro que dados os ângulos  $\theta'$  e  $\varphi'$ , determinamos unicamente a direção e sentido de uma onda plana.

Sendo assim, a expressão integral (2.5) pode ser substituída pela superposição abaixo:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-i\omega t} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} A(\theta', \varphi') e^{\vec{k} \cdot \vec{r}} d\theta' d\varphi'$$

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-i\omega t} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} A(\theta', \varphi') \exp[ik(x \sin\theta' \cos\varphi' + y \sin\theta' \sin\varphi' + z \cos\theta')] d\theta' d\varphi', \quad (2.20)$$

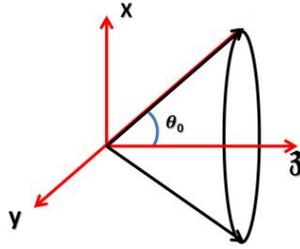
onde  $A(\theta', \varphi')$  é o espectro angular, que representa a amplitude e fase de cada onda plana, associada a cada  $(\theta', \varphi')$ , na superposição (2.20).

Vamos escolher agora o seguinte espectro angular:

$$A(\theta', \varphi') = e^{in\varphi'} \delta(\theta' - \theta_0), \quad (2.21)$$

onde  $n$  é um número inteiro ( $n = \dots -2, -1, 0, 1, 2, \dots$ ),  $\delta(\cdot)$  é uma função delta dirac e  $\theta_0$  é uma constante qualquer com  $0 \leq \theta_0 \leq \frac{\pi}{2}$ .

Com o espectro (2.21), a expressão (2.20) passa a representar uma superposição de ondas planas, cujos vetores de onda se localizam sobre a superfície de um cone que possui um semi-ângulo de vértice igual a  $\theta_0$ , com seu eixo dado pelo eixo  $z$ .



Nessa superposição a amplitude e fase de cada onda plana é dada pela função  $e^{in\varphi'}$ .

Usando (2.21) em (2.20) e realizando a primeira integração em  $\theta'$  obtemos:

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-i\omega t} e^{ik\cos\theta_0 z} \int_0^{2\pi} e^{in\varphi'} e^{iks\sin\theta_0(x\cos\varphi' + y\sin\varphi')} d\varphi' \quad (2.22)$$

Usando coordenadas cilíndricas para representar as coordenadas espaciais:

$$\begin{cases} x = \rho \cos\varphi \\ y = \rho \sin\varphi \\ z = z \end{cases}, \quad (2.23)$$

a solução integral (2.22) pode ser escrita como:

$$\psi(\rho, \varphi, z, t) = e^{-i\omega t} e^{ik\cos\theta_0 z} \int_0^{2\pi} e^{in\varphi'} e^{iks\sin\theta_0[\rho \cos(\varphi' - \varphi)]} d\varphi' \quad (2.24)$$

A integral em (2.24) resulta [66], a menos de uma constante multiplicativa sem importância, no produto  $e^{in\varphi} J_n(ks\sin\theta_0\rho)$ , onde  $J_n(\cdot)$  é a função de Bessel ordinária de ordem “n”.

Dessa forma, a expressão (2.24) fornece (a menos de uma constante multiplicativa)

$$\psi(\rho, \varphi, z, t) = J_n(ks\sin\theta_0\rho) e^{in\varphi} e^{ik\cos\theta_0 z} e^{-i\omega t} \quad (2.25)$$

(feixe de Bessel de ordem “n”)

A solução (exata) (2.25) é o feixe de Bessel de ordem “n” e representa o tipo de feixe não-difrativo mais simples. Para entender porque o feixe de Bessel é um feixe não-difrativo, basta verificar que a parte da solução (2.25) que comanda o comportamento transversal do feixe é dado pelo produto  $J_n(ks\sin\theta_0\rho) e^{in\varphi}$ , o qual não depende da coordenada “z”. Além de não sofrer deformações no seu formato transversal, o feixe de Bessel mantém sua intensidade inalterada ao longo da propagação, pois a dependência em z se dá através do fator  $e^{ik\cos\theta_0 z}$ .

Na solução do feixe de Bessel, eq. (2.25), o ângulo  $\theta_0$  recebe, algumas vezes, o nome de ângulo de áxicon<sup>3</sup> e é comum denotá-lo apenas por " $\theta_0$ " (ou seja,  $\theta \equiv \theta_0$  daqui em diante). Também é comum escrever a solução (2.25) da seguinte forma:

$$\psi(\rho, \phi, z, t) = J_n(k_\rho \rho) e^{in\phi} e^{ik_3 z} e^{-i\omega t}, \quad (2.25')$$

onde

$$\begin{cases} k_\rho = \frac{\omega}{c} \sin \theta \\ k_3 = \frac{\omega}{c} \cos \theta \end{cases} \quad (2.26)$$

Denominamos  $k_\rho$  e  $k_3$  como os números de onda transversal e longitudinal, respectivamente, associados ao feixe de Bessel em questão.

Fica claro de (2.26) que

$$\frac{\omega^2}{c^2} = k_\rho^2 + k_3^2 \quad (2.27)$$

Como estamos lidando com funções de Bessel, é interessante fazer alguns comentários sobre elas.

As funções de Bessel,  $J_n(\cdot)$ , que compõem a solução (2.25) são as chamadas funções de Bessel ordinárias ou de primeiro tipo.

Tais funções, soluções da equação diferencial de Bessel, possuem um caráter oscilatório e ao mesmo tempo de amplitude decrescente conforme o aumento do seu argumento a amplitude decai aproximadamente com o inverso da raiz quadrada do argumento.

O comportamento assintótico da função de Bessel  $J_n(x)$  pode ser descrito como:

- Para  $0 < x \ll \sqrt{n+1} : J_n(x) \approx \frac{1}{\Gamma(n+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^n$
- Para  $x \gg \left|n^2 - \frac{1}{4}\right| : J_n(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)$
- Onde  $\Gamma(\cdot)$  é uma função gama.

---

<sup>3</sup>Apesar desse nome, o ângulo  $\theta$  não deve ser confundido com o ângulo característico da lente cônica chamada áxicon.

Abaixo plotamos as funções de Bessel de ordem zero,  $J_0(k_\rho\rho)$ , e a de ordem quatro,  $J_4(k_\rho\rho)$ .

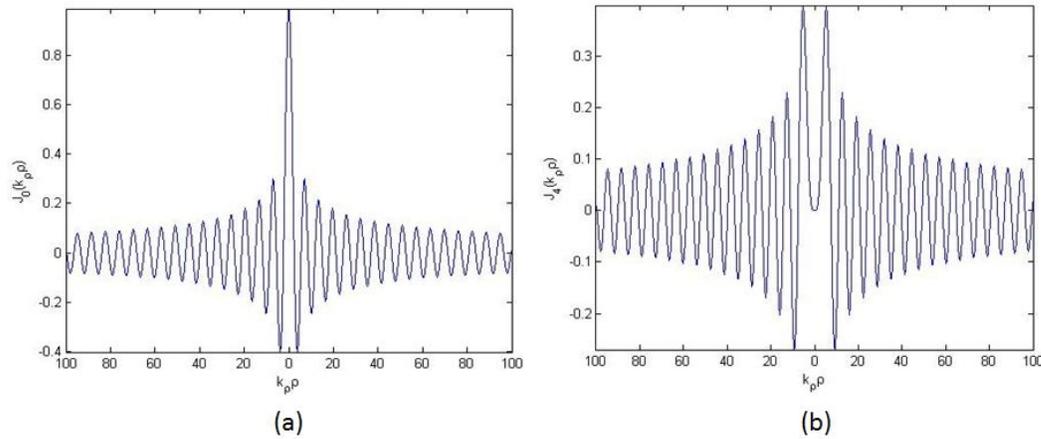


Fig.2.2 - As figuras abaixo mostram o comportamento de uma função de Bessel de ordem zero e outra de ordem quatro.

O feixe de Bessel de ordem zero ( $n = 0$  a solução (2.25')) (fig.2.2) é um dos mais importantes devido à sua simetria azimutal e por possuir seu pico de intensidade em  $\rho = 0$ . Como o primeiro zero da função de Bessel de ordem zero ocorre quando seu argumento é aproximadamente igual a 2.4, podemos dizer que o raio ( $\Delta\rho_0$ ) do spot central desse feixe vale:

$$\Delta\rho_0 \approx \frac{2.4}{k_\rho} \quad (2.28)$$

(raio do spot central de um feixe de Bessel de ordem zero)

Esse valor é muito importante, pois é tomado como base nas comparações feitas entre feixes de Bessel e feixes Gaussianos. Voltando ao feixe de Bessel de ordem “n”, dado pela eq.(2.25'), vamos agora apresentar algumas figuras.

Abaixo temos a figura (2.3) que mostra a intensidade de um feixe óptico de Bessel de ordem zero ( $n=0$ ), em  $\lambda = 632 \text{ nm}$ , com spot de raio  $\Delta\rho_0 = 60\mu\text{m}$ , o que implica em um ângulo de *áxicon*  $\theta = 0.004 \text{ rad}$ . Repare que feixe não se deforma durante a propagação.

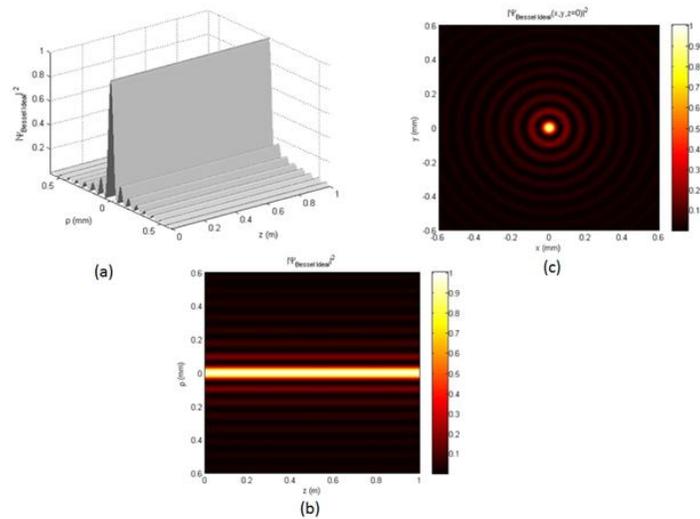


Fig.2.3 - As figuras mostram um feixe de Bessel de ordem zero com spot de  $60 \mu m$  e  $\lambda = 632 nm$ . Em (b) Têm-se a projeção ortogonal de (a). Em (c) Têm-se o padrão de intensidade transversal desse feixe de Bessel em  $z=0$ .

A fig.2.4 mostra o padrão transversal de intensidade (que não se altera ao longo de "z") de um feixe de Bessel de ordem quatro, com  $\lambda = 632 nm$  e  $\theta = 0.004 rad$ . A figura 2.4 mostra o padrão transversal da parte real ao quadrado desse mesmo feixe (repare que não há simetria azimutal nesse caso).

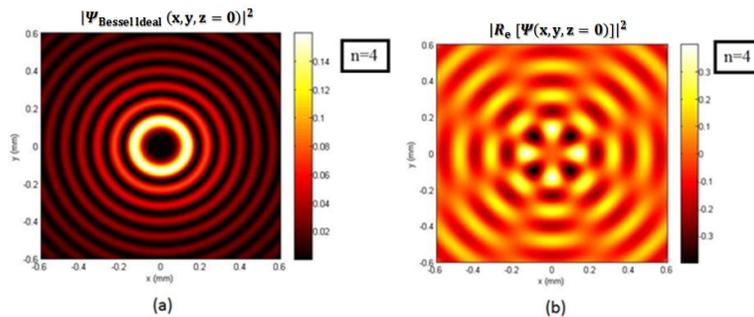


Fig.2.4 – (a) Padrão de intensidade transversal de um feixe de Bessel de ordem quatro em  $z=0$ . (b) a figura mostra o mesmo feixe, mas tomando, o quadrado da parte real (e não o módulo ao quadrado). Aqui  $\lambda = 632 nm$  e o ângulo de *áxicon* é o mesmo do caso anterior com  $\theta = 0.004 rad$ .

Por ser um fenômeno inerente à propagação de ondas em meios não guiados, é curioso verificar que difração parece não ocorrer com os feixes de Bessel.

A verdade é que a difração também ocorre nesse caso, porém os feixes de Bessel possuem uma característica muito interessante que é a da auto-reconstrução: o feixe de Bessel ao se difratar se reconstrói. Explicando rapidamente, as regiões externas do feixe,

ao se difratarem, reconstruem a região interna desse [1,2]. Obviamente que esse processo só pode perdurar indefinidamente se houver uma quantidade infinita de energia, e realmente isso ocorre com o feixe de Bessel: seu fluxo de potência através de qualquer plano perpendicular a "z" é infinito. É por esse motivo que chamamos o feixe de Bessel dado por (2.25') de feixe de Bessel ideal.

O feixe de Bessel ideal não pode ser gerado experimentalmente, mas a sua versão truncada pode.

É possível mostrar teórica e experimentalmente que um feixe de Bessel truncado por uma abertura finita de raio  $R$  em  $z = 0$  (ou seja, gerado por uma abertura finita) é capaz de se propagar mantendo o formato do seu núcleo central ( $\rho < R$ ) por distâncias que podem ser muito maiores do que o comprimento de difração dos feixes usuais.

É simples mostrar (a partir da óptica geométrica) (fig.2.5) que um feixe de Bessel truncado por uma abertura finita de raio  $R \gg \Delta\rho_0$  (spot do feixe) possuirá uma profundidade de campo ( $Z$ ) dada por:

$$Z = \frac{R}{\tan \theta} \quad (2.29)$$

A situação é facilmente entendida com a figura abaixo:

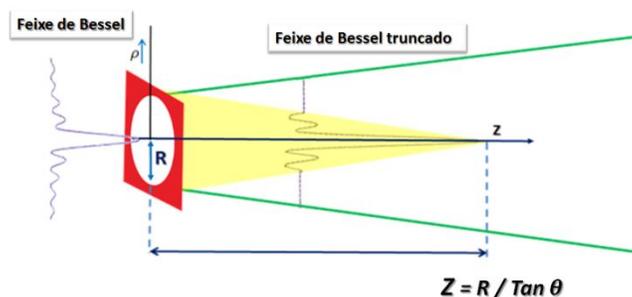


Fig. 2.5 – Aproximação dada pela óptica geométrica, onde se mostra que profundidade de campo para um feixe de Bessel truncado por uma abertura de raio  $R$  de  $Z = \frac{R}{\tan \theta}$ .

Para  $0 \leq z \leq Z$  e  $\rho < R$  o feixe truncado terá as propriedades do feixe ideal.

O cálculo do campo de um feixe de Bessel truncado deve ser feito a partir das integrais de difração, como a integral de *Rayleigh-Sommerfeld* ou a integral de difração de *Fresnel* [3]. Para ilustrar como um feixe de Bessel truncado pode manter seu padrão

especial por distâncias muito maiores do que aquelas apresentadas por feixes usuais, vamos considerar o exemplo abaixo:

Aqui comparamos um feixe de Bessel (de ordem zero) truncado com um feixe gaussiano de mesmo spot (fig.2.6). Ambos os feixes possuem  $\lambda = 632 \text{ nm}$  e um spot inicial de  $60\mu\text{m}$ , sendo que o feixe de Bessel de ordem zero é truncado em  $z = 0$  por uma abertura circular de raio  $R = 3.5 \text{ mm}$ . Nesse caso temos que após  $6 \text{ cm}$  o feixe gaussiano já dobrou o raio do seu spot, enquanto que o feixe de Bessel truncado mantém seu formato até a distância de  $87 \text{ cm}$ , cerca de 15 vezes maior do que aquela apresentada pelo feixe gaussiano.

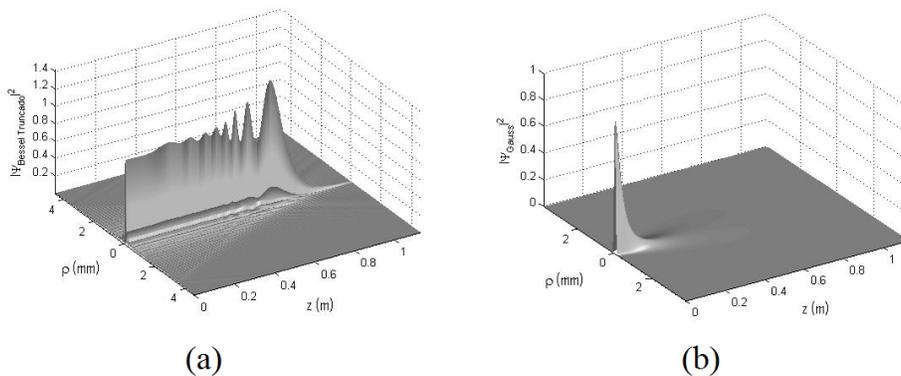


Fig.2.6 - Comparação de um feixe de Bessel truncado por uma abertura circular de raio  $3.5\text{mm}$  com um feixe gaussiano de mesmo spot. Em ambos os casos o spot vale  $60\mu\text{m}$  e o  $\lambda = 632 \text{ nm}$ . Nota-se que em  $z=6\text{cm}$  o feixe gaussiano já dobrou a sua largura inicial enquanto que o feixe de Bessel mantém seu padrão transversal até  $z = 87 \text{ cm}$ .

Essa característica dos feixes de Bessel gerados por aberturas finitas é importantíssima, pois nos leva diretamente às aplicações reais: Uma delas é o uso de feixes não difrativos em FSO.

Um dos objetivos desse trabalho foi a implementação de um link FSO usando-se um feixe de Bessel de ordem zero gerado por um *áxicon*.

# Referências

- [1] M. Born and E. Wolf, Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light Principles of Optics, Cambridge Univ. Pr., Sexta edição (1998).
- [2] Joseph W. Goodman, Introduction to Fourier Optics, Second Edition McGraw-Hill, 1996.
- [3] H. E. Hernandez-Figueroa, M. Zamboni-Rached e Erasmo Recami (Editores), “Localized Waves” Editora: John Wiley & Sons (Wiley Series in Microwave & Optical Engineering), (2008) ISBN: 978-0-470-10885-7
- [4] Sheppard C.J.R., 1978. Electromagnetic field in the focal region of wide-angular annular lens and mirror systems. 2, 163-166.
- [5] Sheppard C.J.R. and Wilson T., 1978. Gaussian-beam theory of lenses with annular aperture. Microwaves, Optics and Acoustics, 2(4), 105-112.
- [6] J. N. Brittingham, “Focus wave modes in homogeneous Maxwell’s equations: transverse electric mode,” J. Appl. Phys., Vol. 54, pp. 1179–1189 (1983).
- [7] A. Sezginer, “A general formulation of focus wave modes”, J. Appl. Phys., Vol. 57, pp. 678–683 (1985).
- [8] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly, “Diffraction-free beams,” Phys. Rev. Lett., vol. 58, pp. 1499–1501 (1987).
- [9] J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly, “Comparison of Bessel and Gaussian beams”, Opt. Lett., vol. 13, pp. 79–80 (1988).
- [10] I. M. Besieris, A. M. Shaarawi, and R. W. Ziolkowski, “A bidirectional traveling plane wave representation of exact solutions of the scalar wave equation”, J. Math. Phys., Vol. 30, pp. 1254–1269 (1989).
- [11] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory,” J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 4, pp. 651–654 (1987).
- [12] A. Vasara, J. Turunen, and A. T. Friberg. “Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms”, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 6, pp. 1748-1754 (1989).

- [13] R. P. MacDonald, J. Chrostowski, S. A. Boothroyd, B. A. Syrett. “Holographic Formation of a Diode Laser Non-Diffracting Beam”, *Applied Optics*, Vol. 32, pp. 6470-6474 (1983).
- [14] P. L. Overfelt, C. S. Kenney, “Comparison of the propagation characteristics of Bessel, Bessel-Gauss, and gaussian beams diffracted by a circular aperture”, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 8, No. 5, pp. 732-745 (1991).
- [15] R. W. Ziolkowski, I. M. Besieris, and A. M. Shaarawi, “Aperture realizations of exact solutions to homogeneous wave equations”, *J. Opt. Soc. Am.A*, Vol. 10, pp. 75–87 (1993).
- [16] J. C. Gutierrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, G. A. Ramirez, et al., “Experimental demonstration of optical Mathieu beams”, *Opt. Commun.*, Vol. 195, pp. 35-40 (2001).
- [17] A. M. Shaarawi, I. M. Besieris, and R. W. Ziolkowski, “A novel approach to the synthesis of nondispersive wave packet solutions to the Klein–Gordon and Dirac equations”, *J. Math.Phys.*, Vol.31, pp. 2511–2519 (1990).
- [18] R. W. Ziolkowski, I. M. Besieris, and A. M. Shaarawi, “Aperture realizations of exact solutions to homogeneous wave equations”, *J. Opt. Soc. Am.A*, Vol. 10, pp.75–87 (1993).
- [19] R. Donnelly and R. W. Ziolkowski, “Designing localized waves”, *Proc. Roy.Soc. London A*, vol. 440, pp. 541–565 (1993).
- [20] J.-Y. Lu and J. F. Greenleaf, “Nondiffracting X-waves: Exact solutions to free-space scalar wave equation and their finite aperture realizations”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, Vol. 39, pp. 19–31 (1992).
- [21] J.-Y. Lu and J. F. Greenleaf, “Experimental verification of nondiffracting X-waves”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, Vol. 39, pp. 441–446 (1992).
- [22] A. T. Friberg, J. Fagerholm, and M. M. Salomaa, “Space-frequency analysis of nondiffracting pulses”, *Opt. Commun.*, Vol. 136, pp. 207–212 (1997).
- [23] Erasmo Recami, *Physica A* Vol. 252, pp. 586-610 (1998).
- [24] A. M. Shaarawi and I. M. Besieris, “On the superluminal propagation of X-shaped localized waves”, *J. Phys.A*, Vol. 33, pp. 7227–7254 (2000).
- [25] A. M. Shaarawi and I. M. Besieris, “Relativistic causality and superluminal signalling using X-shaped localized waves”, *J. Phys.A*, Vol. 33, pp. 7255–7263, 2000.
- [26] J.-Y. Lu, H.-H.Zou, and J. F. Greenleaf, “Biomedical ultrasound beam forming”, *Ultrasound in Medicine and Biology*, Vol. 20, pp. 403–428 (1994).

- [27] J.-Y. Lu, H.-h.Zou, and J. F. Greenleaf, “Producing deep depth of field and depth independent resolution in NDE with limited diffraction beams”, *Ultrasonic Imaging*, Vol. 15, pp. 134–149, 1993.
- [28] P. Saari and K. Reivelt, “Evidence of X-shaped propagation-invariant localized light waves,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 79, pp. 4135–4138 (1997).
- [29] D. Mugnai, A. Ranfagni, and R. Ruggeri, “Observation of superluminal behaviors in wave propagation,” *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 84, pp. 4830–4833 (2000).
- [30] H. Sõnajalg and P. Saari, “Suppression of temporal spread of ultrashort pulses in dispersive media by Bessel beam generators”, *Optics Letters*, Vol. 21, No. 15, pp. 1162-1164 (1996).
- [31] H. Sõnajalg, M. Ratsep and P. Saari, “Demonstration of Bessel-X pulse propagating with strong lateral and longitudinal localization in a dispersive medium”, *Optics Letters*, Vol. 22, pp. 310-312 (1997).
- [32] E. Recami, M. Zamboni-Rached, “Mais velozes que a luz?”, *Ciência Hoje*, Vol. 29, 20-25 (2001). (artigo de capa)
- [33] M. Zamboni-Rached, H. H. Figueroa, “A rigorous analysis of localized wave propagation in optical fibers”, *Optics Communications*, Vol. 191, 49-54 (2001).
- [34] M. Zamboni-Rached, D. Mugnai, “Bessel beam and signal propagation”, *Physics Letters A*, Vol. 284, 294-295 (2001).
- [35] M. Zamboni-Rached , E. Recami, F. Fontana , “Superluminal localized solutions to Maxwell equations propagating along a normal-sized waveguide”, *Physical Review E*, Vol. 64, 6603-+ Part 2 (2001).
- [36] M. Zamboni-Rached, E. Recami and F. Fontana, “Superluminal Localized Solutions to the Maxwell equations propagating through normal (non-evanescent) regions”, *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, Volume 26 no spécial, pp. 541-554 (2001).
- [37] M. Zamboni-Rached , E. Recami, “A set of new localized solutions to the Maxwell equations”, *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, Volume 27 no 2, pp. 187-216 (2002).
- [38] M. Zamboni-Rached , K. Zuza, E. Recami, H. Figueroa, “Superluminal X-shaped beams propagating without distortion along a co-axial guide”, *Physical Review E*, Vol. 66, 046617 (2002).

- [39] M. Zamboni-Rached, E. Recami, H. Figueroa “New localized Superluminal solutions to the wave equations-with finite total energies and arbitrary frequencies”, *European Physics Journal D*, Vol. 21, 217-228 (2002).
- [40] M. Zamboni-Rached, F. Fontana, E. Recami “Localized Superluminal solutions to Maxwell equations propagating along a waveguide: The finite-energy case”, *Physical Review E*, Vol.67, 036620 (2003).
- [41] M. Zamboni-Rached, K.Z. Nóbrega, H.E.Hernández-Figueroa, E. Recami, “Localized Superluminal solutions to the wave equation in (vacuum or) dispersive media, for arbitrary frequencies and with adjustable bandwidth”, *Optics Communications*, Vol. 226, 15-23 (2003).
- [42] E. Recami, M. Zamboni-Rached, K.Z. Nóbrega, C.A. Dartora, H.E.Hernández-Figueroa, “On the Localized Superluminal solutions to the Maxwell equations”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 9, 59-73 (2003).
- [43] C.A. Dartora, M. Zamboni-Rached, K.Z. Nóbrega, E. Recami, H.E. Hernandez-Figueroa, “General formulation for the analysis of scalar diffraction-free beams using angular modulation: Mathieu and Bessel Beams”, *Optics Communications*, Vol. 222, 75-80 (2003).
- [44] E. Recami, M. Zamboni-Rached, C.A. Dartora, “Electromagnetic field generated by a superluminal point charge”, *Physical Review E*, Vol. 69, 027602 (2004).
- [45] M. Zamboni-Rached, A. Shaarawi, E. Recami, “Focused X-Shaped Pulses”, *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 21, pp. 1564-1574 (2004).
- [46] M. Zamboni-Rached, H.E. Hernandez-Figueroa, E. Recami “Chirped Optical X-type Pulses”, *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 21, pp. 2455-2463 (2004).
- [47] M. Zamboni-Rached, “Stationary optical wave fields with arbitrary longitudinal shape by superposing equal frequency Bessel beams: Frozen Waves”, *Optics Express*, Vol. 12, pp.4001-4006 (2004).
- [48] M. Zamboni-Rached, E. Recami, H. Figueroa, “Theory of Frozen Waves: Modelling the Shape of Stationary Wave Fields”, *Journal of Optical Society of America A*, Vol. 22, pp.2465-2475 (2005).
- [49] M. Zamboni-Rached, “Diffraction-Attenuation resistant beams in absorbing media”, *Optics Express*, Vol. 14, pp.1804-1809 (2006).

- [50] M. Zamboni-Rached, “Analytical expressions for the longitudinal evolution of nondiffracting pulses truncated by finite apertures”, *Journal of the Optical Society of America A*, Vol. 23, pp. 2166-2176 (2006).
- [51] M. Zamboni-Rached and E. Recami, “Subluminal wave bullets: Exact Localized subluminal Solutions to the Wave Equations”, *Physical Review. A* , v. 77, p. 033824, 2008.
- [52] M. Zamboni-Rached, “Unidirectional decomposition method for obtaining exact localized wave solutions totally free of backward components”, *Physical Review.A* , v. 79, p. 013816, 2009.
- [53] M. Zamboni-Rached, E. Recami and Ioannis M. Besieris, “Cherenkov radiation versus X-shaped localized waves”, *Journal of the Optical Society of America. A, Optics Image Science and Vision* , v. 27, p. 928, 2010.
- [54] M. Zamboni-Rached, Leonardo A. Ambrósio and Hugo E. H. Figueroa, “Diffraction-Attenuation Resistant Beams: their Higher Order Versions and Finite-Aperture Generations”, *Applied Optics*, Vol 49, p. 5861-5869, 2010.
- [55] Leonardo A. Ambrósio, M. Zamboni-Rached and H.E. Hernandez Figueroa, “Overcoming diffraction in FSO systems using (GRIN) axicons for approximating the longitudinal intensity profiles”, *emfase de publicação no Journal of Lightwave Technology*.
- [56] M. Zamboni-Rached, E. Recami, F. Fontana, “Localized superluminal solutions to Maxwell equations propagating along a normal-sized waveguide”, *Time's Arrows, Quantum Measurement and Superluminal Behaviour*, ed. by D.Mugnai, A.Ranfagni&L.S.Shulman (C.N.R.; Rome, 2001), pp.27-36.
- [57] M. Zamboni-Rached, K. Z. Nóbrega and E. Recami, “Localized solutions to the Maxwell equations for vacuum and for dispersive media (with arbitrary frequencies and bandwidths)”, *Free and Guided Optical Beams*, ed. by Sergio Martellucci and Massimo Santarsiero, World Scientific, pp. 193-206 (2002).
- [58] E. Recami and M. Zamboni-Rached, “Localized Waves: A Review”, In: Peter Hawkes. (Org.). *Advances in Imaging and Electron Physics*. Amsterdam: Elsevier, 2009, v. 156, p. 235-355.
- [59] E. Recami, M. Zamboni-Rached and H.E. Hernandez Figueroa, “Localized Waves: A historical and scientific introduction”, In: Hugo E. H. Figueroa; Michel Zamboni-Rached; Erasmo Recami. *Localized Waves*. 1 ed. Hoboken, NJ: John Wiley, 2008, p. 1-41.

[60] M. Zamboni-Rached, E. Recami, H.E. Hernandez Figueroa, "Structure of the Nondiffracting Waves and some interesting applications", In: Hugo E. H. Figueroa; Michel Zamboni-Rached; Erasmo Recami. *Localized Waves*. 1 ed. Hoboken, NJ: John Wiley, 2008, p. 43-77.

[61] M. Zamboni-Rached, H. E. Hernández Figueroa, E. Recami, C.A. Dartora, K.Z. Nóbrega, PATENTE: "Method and apparatus for producing stationary (intense) wave fields of arbitrary shape", Patent Number (EPO) : 04425387.0- Date of Filing: 27.05.04

[62] Tarcio A. Vieira, Marcos R. R. Gesualdi, and Michel Zamboni-Rached, "Frozen waves: experimental generation," *Opt. Lett.* 37, 2034-2036 (2012) .

[63] Michel Zamboni-Rached, Erasmo Recami, and Massimo Balma, "Simple and effective method for the analytic description of important optical beams when truncated by finite apertures," *Appl. Opt.* 51, 3370-3379 (2012) .

[64] Michel Zamboni-Rached and Erasmo Recami, "Soliton-like solutions to the ordinary Schrödinger equation within standard quantum mechanics, " *J. Math. Phys.* 53, 052102 (2012).

[65] Michel Zamboni-Rached, K. Z. Nóbrega, and C. A. Dartora, "Analytic description of Airy-type beams when truncated by finite apertures," *Opt. Express* 20, 19972-19977 (2012) .

[66] Gradshteyn I. S. and Ryzhik I. M. and Alan Jeffrey and Daniel Zwillinger, *Table of Integrals, Series, and Products*, Sixth Edition, 2000.

# Capítulo 3

## 3.1 Modelagem do sistema FSO

A comunicação óptica no espaço livre ocorre através da atmosfera e seus principais obstáculos são os distúrbios atmosféricos, por exemplo, o desempenho de um link FSO pode ser muito afetado na presença de nevoeiro. A intensidade e duração desses efeitos atmosféricos afetam a distância e a própria disponibilidade destes enlaces.

A interferência desses fenômenos despertou o interesse em compreender os efeitos das condições meteorológicas sobre a propagação da radiação óptica na atmosfera. Avaliações do tempo e das características que dificultam a instalação desse sistema, ou reduzem a visibilidade para determinadas distâncias, são fatores imprescindíveis para o desempenho do FSO [13]. Assim, será vista, neste capítulo, a descrição teórica dessas interferências.

Modelar o canal para enlaces FSO possui certa complexidade, pois, por se tratar do meio atmosférico, existem diversas interferências além da própria difração que ocorre ao longo da propagação do sinal.

Enlaces ópticos no espaço livre são sempre muito prejudicados pela absorção e dispersão da luz na atmosfera. A interação do feixe com partículas encontradas no meio atmosférico produz uma variedade de fenômenos como: atenuação, absorção, espalhamento e cintilação [15]. Além disso, existe a preocupação com o alinhamento e com a incidência de raios solares que podem afetar o desempenho do FSO.

Na absorção ocorre perda efetiva de energia e irradiação no comprimento de onda, sendo esta energia irradiada transformada, geralmente, em energia térmica.

O espalhamento causa uma redistribuição angular da radiação, e a cintilação, causada pela turbulência térmica, pode distorcer a frente de onda, resultando na desfocagem do feixe na recepção [15].

## 3.2 Efeitos da atmosfera na propagação

Conforme já exposto, os efeitos do canal atmosférico sobre o funcionamento de um link FSO são determinantes.

Os fenômenos mais importantes responsáveis por esses efeitos são:

- Absorção,
- Espalhamento

Esses fenômenos provocam a atenuação da potência do feixe ao longo da propagação. A seguir faremos uma revisão desses fenômenos, seguindo o roteiro da referência [8].

### 3.2.1 Absorção

A absorção atmosférica ocorre da interação entre a onda eletromagnética com os átomos ou moléculas constituintes do ar e com as partículas nele em suspensão (aerossóis).

A absorção provoca a atenuação da intensidade do feixe ao longo da propagação, sendo quantificado no esquema abaixo (fig. 3.1):

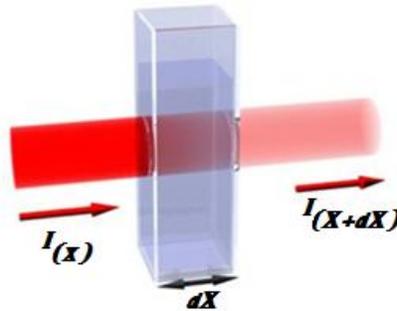


Fig.3.1. Exemplo de atenuação da luz ao atravessar um meio com espessura  $dx$ .

Em relação à intensidade de radiação apresentada em  $I(x)$ , tem-se que:

$$I(\lambda, x + dx) = I(\lambda, x) - dI_{\alpha}(\lambda, x) \quad (3.1)$$

onde é possível mostrar que

$$dI_{\alpha}(\lambda, x) = \alpha(\lambda, x)I(\lambda, x) dx$$

- $dI_{\alpha}(\lambda, x)$  – Corresponde a intensidade da luz absorvida;
- $I(\lambda, x)$  – Intensidade do feixe incidente;
- $\alpha(\lambda, x)$  – Coeficiente de absorção do meio  $dx$ .

Assim, a transmitância espectral pode ser definida por [8]:

$$\tau_a(\lambda, X) = \frac{I(\lambda, X)}{I(\lambda, 0)} = \exp \left[ - \int_0^X \alpha(\lambda, x) dx \right] \quad (3.2)$$

Logo, em um meio homogêneo, (3.2) resultará em:

$$\tau_a(\lambda) = e^{-\alpha(\lambda)X} \quad (3.3)$$

### 3.2.2 Espalhamento

No espalhamento atmosférico ocorre a redistribuição angular da potência do feixe.

Para efetuar o cálculo da transmissão nesse caso, é possível mostrar que vale o mesmo procedimento usado para a absorção. Com isso temos que:

$$\tau_d(\lambda, X) = \frac{I(\lambda, X)}{I(\lambda, 0)} = \exp \left[ - \int_0^X \beta(\lambda, x) dx \right], \quad (3.4)$$

onde  $\beta(\lambda, x)$  é o coeficiente específico do espalhamento espectral.

$$\tau_d(\lambda) = e^{-\beta(\lambda)X} \quad (3.5)$$

Neste caso, ao contrário do que ocorre na absorção, a energia não é transformada, apenas sofre uma redistribuição espacial.

- Extinção espectral

Devido ao fato do feixe de luz sofrer absorção e dispersão na atmosfera, o fator de extinção se fará sempre presente na transmissão, onde o coeficiente de extinção  $\sigma(\lambda, x)$  é definido como (para um meio homogêneo):

$$\sigma(\lambda) = \alpha(\lambda) + \beta(\lambda), \quad (3.6)$$

Sendo:

- $\alpha(\lambda) = \alpha_m + \alpha_n$ ;
- $\beta(\lambda) = \beta_m + \beta_n$ ,

onde a transmitância espectral total normalizada é dada por:

$$\tau(\lambda) = e^{-\sigma(\lambda)x} \quad (3.7)$$

Assim, o coeficiente de extinção é formado por quatro componentes que atuam diretamente na atenuação do feixe óptico. São eles, a absorção por aerossol, a absorção molecular, o espalhamento Rayleigh e o espalhamento Mie.

Ou seja:

$$\sigma = \alpha_m + \alpha_n + \beta_m + \beta_n, \quad (3.8)$$

onde,

- $\alpha_m$  - é o coeficiente de absorção molecular ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2$ ,  $H_2O$ ,  $CO_2$ ,  $O_3$ );
- $\alpha_n$  - é o coeficiente de absorção por aerossol (partículas finas sólidas ou líquidas) presentes na atmosfera (gelo, fumaça, poeira e etc);
- $\beta_m$  - é o coeficiente de espalhamento Rayleigh (efeito que resulta da interação da luz com partículas menores que o comprimento de onda).
- $\beta_n$  - é o coeficiente de espalhamento Mie (efeito onde as partículas espalhadoras possuem a mesma ordem e grandeza do comprimento de onda);

### 3.2.3 Os coeficientes de absorção.

- Absorção molecular

O fenômeno da absorção molecular pode ser chamado de absorção verdadeira ou de absorção seletiva [24]. Ocorre quando o sinal luminoso que incide em alguma molécula possui a mesma frequência que a de ressonância dessa molécula, com isso, haverá absorção máxima de energia desta onda e o feixe óptico será atenuado ao longo da propagação.

Assim, o coeficiente de absorção  $\alpha_m$  depende do tipo da molécula e de sua concentração. É importante conhecer como essas concentrações variam em função da altitude, clima, região, etc...[16].

A faixa de frequência mais utilizada é a do infravermelho para comunicações ópticas. Nessa janela, as moléculas absorventes mais comuns são a água ( $H_2O$ ), dióxido de carbono ( $CO_2$ ) e Ozônio ( $O_3$ ). Na figura 3.2 [6], é mostrado um típico espectro de transmitância em função do comprimento de onda devido a diferentes moléculas de absorção. Nota-se que a absorção, devido a estas moléculas, ocorre em diferentes bandas [10].

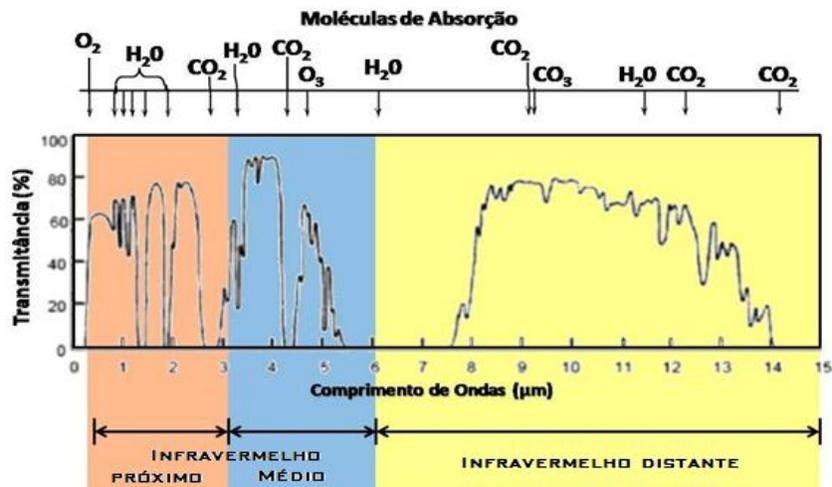


Fig. 3.2 – Transmissão da atmosfera devido à absorção molecular (6)

Nesse gráfico são mostradas as janelas de atenuação, na faixa de 0,72 a 15  $\mu\text{m}$ . É observado que entre 0,72 e 2  $\mu\text{m}$  a absorção devido a água é predominante, enquanto que, entre 2 e 4  $\mu\text{m}$  existe a predominância da combinação de absorção devido a água e o dióxido de carbono [6].

- Absorção por aerossóis

Na atmosfera são encontradas diversas partículas minúsculas sólidas ou líquidas, podendo ser gelo, neblina, poeira entre outros, com tamanhos variáveis e possuindo em suas constituições, desde pequenos agrupamentos de moléculas até partículas de tamanhos de 100  $\mu\text{m}$ . Vale salientar que partículas com tamanhos maiores que 20  $\mu\text{m}$ , não permanecem muito tempo em suspensão no ar e se localizam geralmente nas proximidades de suas fontes. Esses aerossóis possuem grande interferência na transmissão, dependendo das suas constituições químicas, tamanhos e concentrações. Com isso a distanciado enlace de um link FSO depende da densidade de determinadas partículas suspensas. [8]

As características de interferências ópticas com aerossóis, em particular as de nevoeiro, estão relacionadas com a distribuição e tamanho dessas partículas [9,10,11].

Os Aerossóis podem influenciar nas condições de atenuação atmosférica, devido sua natureza química, sua dimensão e sua concentração. Para um ambiente marítimo, os aerossóis são feitos principalmente por gotículas de água (espuma, neblina, garoa, chuva), muitas das vezes de cristais de sal.

O coeficiente de absorção  $\alpha_n$  é dado pela seguinte equação [8]:

$$\alpha_n(\lambda) = 10^5 \int_0^\infty Q_\alpha \left( \frac{2\pi r}{\lambda}, n'' \right) \pi r^2 \frac{dN(r)}{dr} dr \quad (3.12)$$

Onde,

- $\alpha_n(\lambda)$  - em km-1, é o coeficiente de absorção de aerossol,
- $\lambda$  em  $\mu\text{m}$  - é o comprimento de onda,
- $\frac{dN(r)}{dr}$  em  $\text{cm}^{-4}$  - é a derivada da distribuição do tamanho da partículas por unidade de volume,
- $n''$  - é a parte imaginária do índice de refração  $n$  do aerossol considerado,
- $r$  em  $\text{cm}$  - é o raio das partículas,
- $Q_\alpha \left( \frac{2\pi r}{\lambda}, n'' \right)$  - é a secção de choque de absorção de um dado tipo de aerossol.

O campo eletromagnético que é difratado por partículas de formas esféricas e homogêneas, pode ser calculado de acordo com a teoria de Mie [30], que também permite o cálculo de  $Q_\alpha$  e  $Q_d$  que são sessões de choque de absorção e espalhamento respectivamente.

Esses dois fatores são dependentes do comprimento de onda, dimensionamento das partículas e índice de refração.

O índice de refração de um aerossol é dependente de sua composição química, sendo um valor complexo e dependente do comprimento de onda,  $n = n' + in''$ , para  $n'$  relacionado à capacidade de espalhamento da partícula e  $n''$  diretamente ligado ao poder de absorção da mesma partícula.

A parte imaginária do índice de refração,  $n''$ , é muito pequena na região do visível e infravermelho próximo, e nesses casos é desprezada. Já no infravermelho distante o valor de  $n''$  não pode ser desconsiderado.

### 3.2.4 Os coeficientes de espalhamentos

Para espalhamentos, ocorrem classificações quanto ao tamanho da partícula  $x_{(0)}$  responsável pelo fracionamento do feixe de energia, sendo elas (fig. 3.3):

- Quando o diâmetro desta partícula for muito menor que o comprimento de onda do feixe laser, é chamado de espalhamento Rayleigh;

- Quando o diâmetro desta partícula for da mesma ordem de tamanho do comprimento de onda do feixe laser, é chamado de espalhamento Mie;
- Quando o diâmetro desta partícula for muito maior que o comprimento de onda do feixe laser, é chamado de espalhamento não seletivo.

Essas variações estão representadas abaixo:

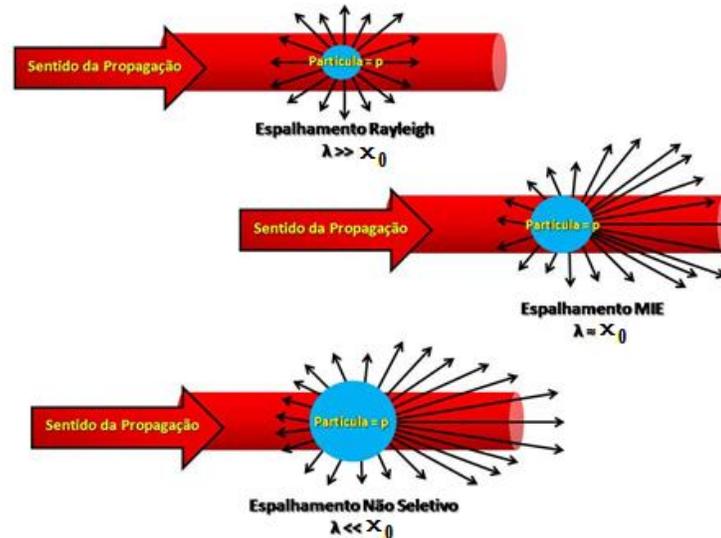


Fig. 3.3 – Padrões de radiação de espalhamento [26].

- Espalhamento Rayleigh

É o espalhamento por moléculas de gás atmosférico (fig. 3.4) que contribui diretamente para a atenuação total da irradiação do feixe óptico.

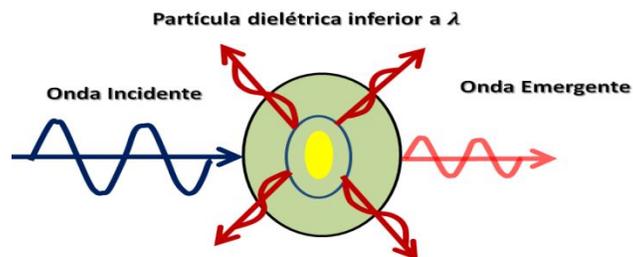


Fig. 3.4 – Exemplo de uma partícula menor que o comprimento de onda causando espalhamento do feixe incidente.

Nessa situação, não há nenhuma transformação de energia, mas sim, mudanças na distribuição espacial da energia do feixe luminoso.

A expressão do coeficiente de espalhamento é dada por [8]:

$$\beta_m(\lambda) = \frac{24\pi^3}{\rho\lambda^4} 10^3 \left( \frac{[n(\lambda)]^2 - 1}{[n(\lambda)]^2 + 2} \right) \left( \frac{6+3\delta}{6-7\delta} \right), \quad (3.13)$$

Onde,

- $\beta_m(\lambda)$  - é o coeficiente de dispersão Rayleigh;
- $\lambda$  - é o comprimento de onda;
- $\rho$  - é a densidade molecular;
- $\delta$  - é o fator de despolarização do ar ( $\cong 0,03$ );
- $n(\lambda)$  - é o índice de refração do ar.

A composição molecular da atmosfera permite a obtenção de uma expressão aproximada de  $\beta_m(\lambda)$ , dada por:

$$\beta_m(\lambda) = A\lambda^{-4}, \quad (3.14)$$

$$A = 1,09 \cdot 10^{-3} \frac{P}{P_0} \frac{T_0}{T} (km^{-1}\mu m^4), \quad (3.15)$$

onde,

- $P(\text{mbar})$  - é a pressão atmosférica e  $P_0 = 1013 \text{ mbar}$
- $T(K)$  - é a temperatura atmosférica e  $T_0 = 273.15 \text{ K}$

O gráfico abaixo (fig.3.5) mostra a relação entre o coeficiente de espalhamento molecular e o comprimento de onda para três tipos de variações de temperatura.

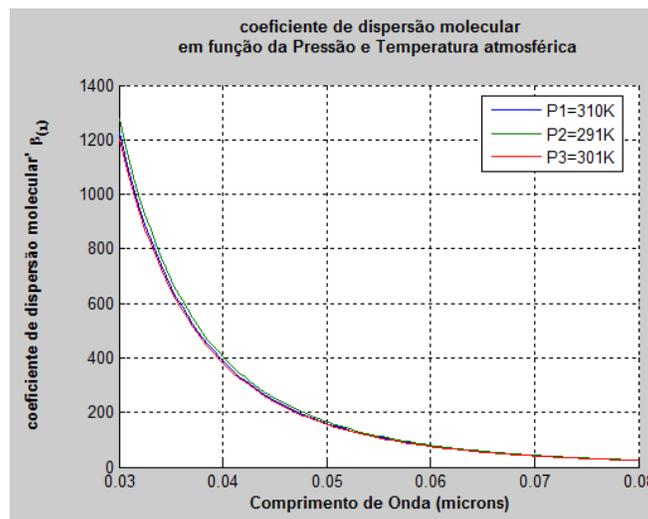


Fig. 3.5 – Gráfico do coeficiente de espalhamento molecular para três temperaturas.

Para as frequências noinfravermelho o espalhamento molecular se torna desprezível. Espalhamento *Rayleigh* possui maior importância no ultravioleta e na faixa deondavisível. Exemplo disso é a cor azul do céu.

- Espalhamento Mie

O espalhamento Mie ocorre quando as partículas que estão em suspensão na atmosfera possuem um diâmetro da mesma ordem do comprimento de onda da radiação, por esse motivo este espalhamento possui alta dependência do comprimento de onda, sendo destaque para o infravermelho, região onde existe grande ocorrência de espalhamento devido a fatores climáticos como nevoeiro, neblinas e de partícula de dispersão. Esse tipo de interferência chega a dominar grande parte do espectro.

Esse fenômeno constitui o mais importante a ser considerado para a implantação de um sistema de comunicação óptica no espaço livre para longas distâncias.

Atenuação pode chegar a 300 dB por km devido a esse espalhamento, enquanto que a atenuação por chuva para ondas milimétricas é de apenas 10 dB por km. O coeficiente de espalhamento  $\beta_n$  é dado pela equação seguinte:

$$\beta_n(\lambda) = 10^5 \int_0^\infty Q_d \left( \frac{2\pi r}{\lambda}, n' \right) \pi r^2 \frac{dN(r)}{dr} dr \quad (3.16)$$

onde,

- $\beta_n(\lambda)$  - em km<sup>-1</sup>, é o coeficiente de espalhamento Mie,
- $\lambda$  em  $\mu\text{m}$  - é o comprimento de onda,
- $\frac{dN(r)}{dr}$  em  $\text{cm}^{-4}$  - é a derivada do tamanho das partículas por unidade de volume,
- $n'$  - é a parte real do índice de refração  $n$  do aerossol considerado,
- $r$  em  $\text{cm}$  - é o raio das partículas,
- $Q_d \left( \frac{2\pi r}{\lambda}, n' \right)$  - é a secção de choque de espalhamento de um dado tipo de aerossol.

Asecção de choque de espalhamento  $Q_d$  é fortemente dependente do tamanho do aerossol quando comparado ao comprimento de onda. Com interação de uma partícula com tamanho de raio igual ao comprimento de onda, o valor máximo é alcançado. De outro modo, quando o tamanho das partículas aumenta,  $Q_d$  se torna estabilizado com valor aproximado de 2.

A atenuação por aerossóis é muito difícil de prever, pois existe uma variação temporal e espacial de sua distribuição.

Sendo a visibilidade um fator de certa importância para estudos meteorológicos, é importante ser analisada para comunicação no espaço livre. Ela é caracterizada pela transparência da atmosfera quando estimada por uma pessoa.

Para ser medida é necessário saber quanto haverá de alcance visual para determinadas condições atmosféricas.

É possível encontrar que o coeficiente de dispersão  $\beta_n$  pode ser expresso de acordo com o comprimento de onda e a visibilidade através da seguinte expressão [8]:

$$\beta_n = \frac{3.91}{V} \left( \frac{\lambda_{nm}}{550 \text{ nm}} \right)^{-Q} \quad (3.17)$$

onde,

- $\beta_n$  - Coeficiente de dispersão;
- $\lambda_{nm}$  - Comprimento de Onda em nm;
- $V$  - Visibilidade máxima em km;
- $Q$  – Fator que depende da distribuição do tamanho da partícula de dispersão [20,21,22]:
  - $Q = 1.6$ , para extensa visibilidade onde  $V > 50$  km;
  - $Q = 1.3$ , para média visibilidade onde  $6 \text{ km} < V < 50 \text{ km}$ ;
  - $Q = 0.585 * V^{1/3}$ , para baixa visibilidade onde  $V < 6 \text{ km}$ .

Em recentes estudos [22] foi proposta outra expressão para o parâmetro  $Q$ :

- $Q = 1.6$ , para  $V > 50 \text{ km}$ ;
- $Q = 1.3$ , para  $6 \text{ km} < V < 50 \text{ km}$ ;
- $Q = 0.16 * V + 0.345$ , para  $1 \text{ km} < V < 6 \text{ km}$ ;
- $Q = V - 0.5$ , para  $0.5 \text{ km} < V < 1 \text{ km}$ ;
- $Q = 0$ , para  $V < 0.5 \text{ km}$ .

Em situações onde podemos desprezar os coeficientes de absorção por aerossol ( $\alpha_n$ ), de absorção molecular ( $\alpha_m$ ) e de espalhamento Rayleigh ( $\beta_m$ ), o coeficiente de extinção pode ser escrito como:

$$\sigma \cong \beta_n = \frac{3.91}{V} \left( \frac{\lambda_{nm}}{550 \text{ nm}} \right)^{-Q} \quad (3.18)$$

Abaixo (fig.3.6), o gráfico mostrando o comportamento da transmitância atmosférica em função da distância para alguns valores de visibilidade como 1, 20 e 50 km em comparação com a base de consulta [8].

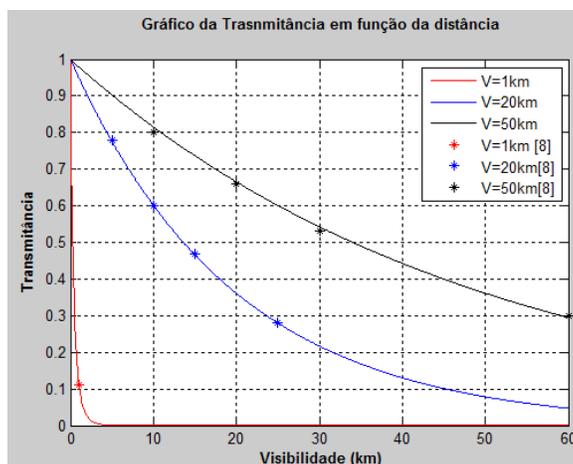


Fig. 3.6 – Transmitância em função da distância para enlaces com visibilidade de 1, 20 e 50 km.

- Outros fatores importantes para o enlace FSO

Para implantação de um sistema de FSO é necessário levar em consideração a distância do enlace e a potência óptica do sistema, pois é importante estimar o quanto o feixe poderá sofrer com a difração.

Assim, para a modelagem de previsão para esse comportamento, os parâmetros necessários são:

- A potência emitida;
- A sensibilidade do receptor;
- A área de receptividade do receptor e
- A divergência do feixe emitido.

Com base nessas informações é possível obter estimativas para o sistema, iniciando com a atenuação geométrica.

### 3.2.5 Atenuação geométrica

Para estimativa do problema com a divergência (fig. 3.7), onde, na recepção será captada apenas uma fração desta energia que foi emitida [18]:

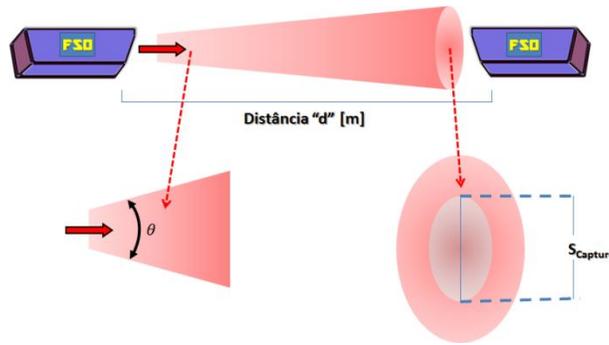


Fig. 3.7 – Digrama da divergência ocorrida no feixe para uma distância “d”.

Tem-se a seguinte equação abaixo [8]:

$$Aff_{Geometric} = \frac{S_d}{S_{capture}} = \frac{\pi(\theta d)^2}{4} \quad (3.19)$$

Onde:

- $\theta$  – Ângulo de divergência do feixe;
- $d$  – Distância do enlace;
- $S_{Capture}$  – Área da superfície de recepção;

Para cálculo da atenuação, têm-se [8]:

$$Aff_{dB} = 10 \log_{10}(Aff_{Geometric}) [dB] \quad (3.20)$$

Logo, temos o indicativo da atenuação geométrica. Abaixo, uma tabela com alguns valores de referência de exemplos de atenuações calculadas através das equações citadas.

Ângulo de divergência (mrad)	Distancia do enlace (Km)	Atenuação geométrica (dB)
1	5	28.9509
1	8	33.0333
2	1	20.9921
3	2	30.5345
3	7	41.4159

Tabela 3.1 – Parâmetros para calculo da atenuação geométrica [8]

De acordo com os valores obtidos (tab.3.1) e dos resultados nos gráficos (fig.3.8) se percebe que quanto maior o ângulo de divergência, maior será o valor de perda para o sistema, dessa maneira, a potência óptica também sofrerá queda com isso, pois a área que o feixe terá em Rx no final do percurso terá tamanho muito maior do que a área e recepção do sinal.

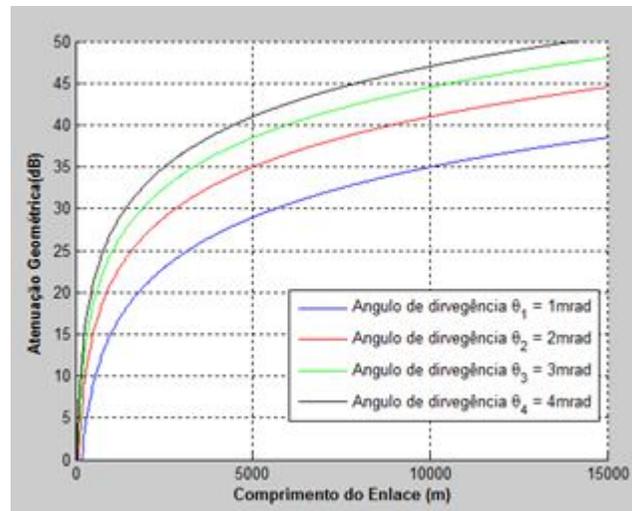


Fig. 3.8– Comportamento da divergência do feixe aplicando variação do ângulo divergente e com tamanho de área de recepção de 25 mm. [8]

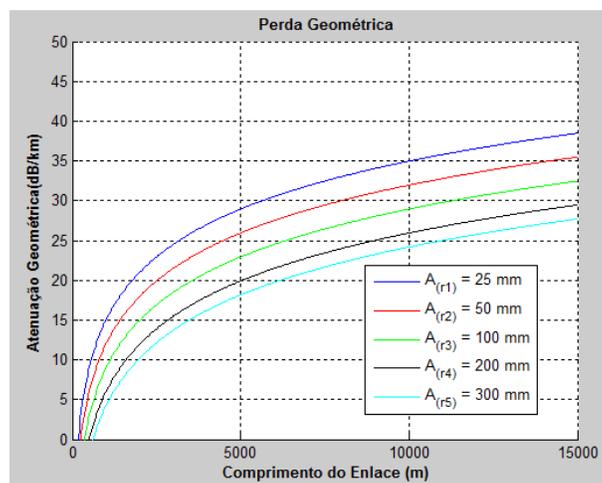


Fig.3.9 – Atenuação geométrica aplicando ângulo de divergência de 1mrad e variando o tamanho do diâmetro de recepção [8].

Em outra simulação (fig.3.9) tratou-se de deixar fixo o valor de ângulo de divergência e criando cinco medidas diferentes para o tamanho na área de recepção, dessa forma, é percebido que quanto maior o tamanho desse diâmetro, maior será a atenuação geométrica.

- Efeitos da cintilação

Esses efeitos estão relacionados à influência de turbulências térmicas ocorridas no meio de propagação, causando diferença no índice de refração, o que leva a

dispersões em direções diversas e espalhamentos em ângulos variados. Dessa forma, ocorre a flutuação do sinal recebido devido à perturbação sofrida pela frente de onda do feixe.

Os efeitos de cintilações são diretamente dependentes do tamanho das células de turbulências suspensas na atmosfera em comparação como diâmetro do feixe. As figuras a seguir mostram como esse efeito é capaz de interferir no sistema.

Quando as células de turbulência possuem diferentes tamanhos e são grandes em comparação a seção transversal do feixe, ocorre o desvio do mesmo (Fig. 3.10); para o caso de quando estas forem pequenas, o feixe sofrerá alargamento (Fig. 3.11). Os dois casos podem, inclusive, ocorrer de uma só vez [8].

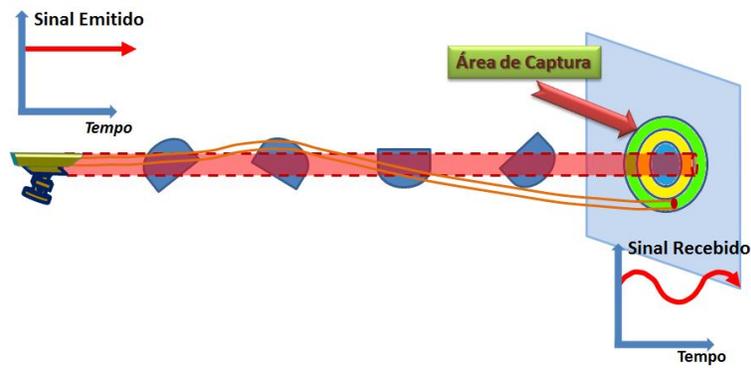


Fig. 3.10 – Desvio de um feixe, sob a influência das células de turbulência maiores que seu diâmetro.

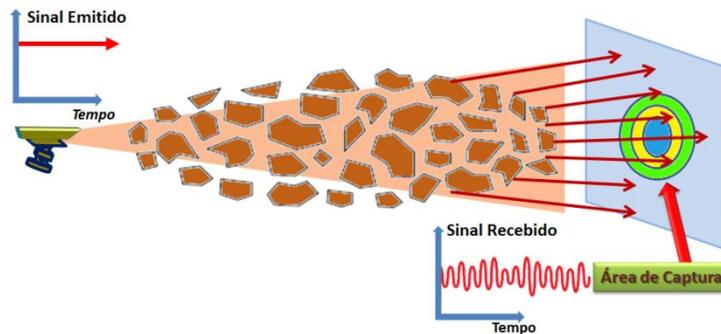


Fig. 3.11 - Desvio de um feixe sob a influência da turbulência provocada por células menores que o diâmetro do feixe do feixe (ocorre o alargamento do feixe)

Os efeitos de cintilação ocorridos na troposfera são obtidos a partir do logaritmo da amplitude  $\chi$  [dB] do sinal emitido ("log-amplitude"), definido como a razão, em decibéis, entre a amplitude instantânea e seu valor médio.

A intensidade e a velocidade das oscilações aumentam com a frequência das ondas.

Para uma onda plana, em baixa turbulência, a variância de cintilação  $\sigma_\chi^2 [dB^2]$  pode ser expressa pela seguinte relação [8]:

$$\sigma_\chi^2 = 23.17 * k^{7/6} * C_n^2 * L^{11/6} \quad (3.21)$$

onde:

- $k[m^{-1}]$  - é o número de onda  $\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)$ ,
- $L[m]$  - é o tamanho do link,
- $C_n^2 [m^{-2/3}]$ - é o parâmetro estrutural de índice de refração representando a intensidade da turbulência.

Para comparação numérica com [8], efetuou-se a plotagem dos gráficos (Fig. 3.12) de acordo com (3.21) e foi constatado seu funcionamento de acordo com a referência abordada [8], além disso, foi analisado o comportamento da eq. (3.21) variando-se o comprimento de onda (fig.3.13).

Nesses gráficos é apresentada a variação da atenuação de um feixe óptico de comprimento de onda 1550 nm para vários tipos de turbulência com distâncias de até 2000 metros. Dessa maneira observa-se claramente, quanto maior turbulência, mas o feixe será atenuado.

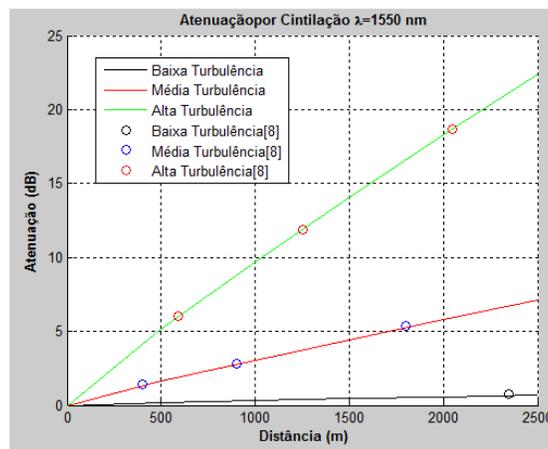


Fig. 3.12 - Variação da atenuação, em função da cintilação de acordo com a distância para diferentes turbulências de 1550 nm.

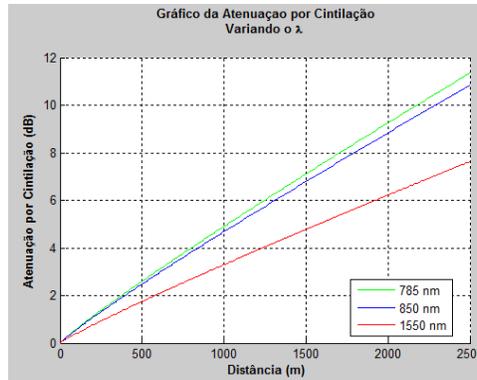


Fig. 3.13 – Comportamentos de atenuações por cintilação para diferentes comprimentos de onda.

Em geral, a classificação para os níveis de turbulências estão distribuídos da seguinte maneira:

- Para  $C_n^2 = 10^{-13}$  - Têm-se alta incidência de turbulências;
- Para  $C_n^2 = 10^{-14}$  - Têm-se média incidência de turbulências;
- Para  $C_n^2 = 10^{-16}$  - Têm-se baixa incidência de turbulências.

### 3.2.6 Atenuação por chuvas

Em dias com muita incidência de chuvas é comum notar o espalhamento da luz através de milhares de gotículas, configurando-se preocupação para o sistema de transmissão óptica no espaço livre. Essas gotículas possuem tamanhos superiores ao comprimento de onda do feixe, dessa maneira se enquadram no espalhamento não seletivo.

Atenuação devido a chuvas, independente do comprimento de onda, é uma função da intensidade da precipitação  $R$ (mm/h) de acordo com a seguinte relação [8] [27].

$$A_{precipitation}(dB/km) = \alpha R^b \quad (3.22)$$

onde,

- $a$  e  $b$  – são componentes de ajustes que dependem das características de precipitação da região onde se deseja estabelecer o enlace com valores:

- $a - 0.365$
- $b - 0.63$

- $R$  – é a intensidade da chuva em mm/h

A intensidade é um parâmetro fundamental usado para descrever a chuva local. Sua medida pode ser realizada através de pluviômetros ou através de radares meteorológicos [8].

As características de precipitação para o modelo de propagação foram publicadas pela ITU-R (mapas de precipitação e estatísticas de intensidade de precipitação) [28]. Dessa forma, foi estabelecido uma tabela (abaixo) com alguns valores padrões para intensidade da chuva com sua classificação de acordo como valor alcançado [29]:

Intensidade da chuva (mm/h)	Tipo de chuva	$a$
$R < 3.8$	Chuva fraca	0.509
$3.8 < R < 7.6$	Chuva mediana	0.319
$R > 7.6$	Chuva forte	0.163

Tabela 3.2 - Influencias dos tipos de chuvas

A relação segundo Carbonneau et. al [21] é diferente para o valor de atenuação (dB/km) sendo muito mais elevados como:

$$A_{precipitation} = 1.076R^{0.67} \quad (3.23)$$

onde pode ser mostrado graficamente (fig. 3.14) as variações da atenuação específica (dB/m) devido a taxa de precipitação em função do comprimento de onda.

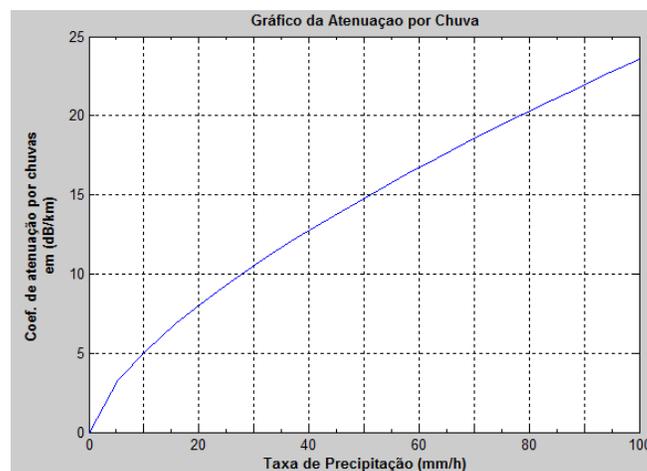


Fig. 3.14 - atenuação específica (dB/m) devido a taxa de precipitação em função do comprimento de onda.



# Referências

- [1] S. Sheikh Muhammad, P. Kohldorfer, E. Leitgeb, Channel Modeling for Terrestrial Free Space Optical Links - Institute of Broadband Communications, TU Graz, Infeldgasse 12, 8010 Graz, Austria)
- [2] Horvath, H., Gustav Mie and the scattering and absorption of light by particles: Historic developments and basics. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 2009, 110 (11), 787-799
- [3] J. D. J. Ingle and S. R. Crouch, *Spectrochemical Analysis*, Prentice Hall, New Jersey (1988)
- [4] H. Weichel, *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, SPIE, Bellingham WA, 1990.
- [5] D. Deirmendjian, *Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions*, Elsevier, New York, 1969.
- [6] Willebrand, H., Ghuman, B. S., *Free Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Today's Networks*, Sams Publishing, 2002.
- [7] QUENZEL, H., (1983), *Optical Remote Sensing of Air Pollution*
- [8] Bouchet, O., Sizun, H., Boisrobert, C., et al, *Free-Space Optics, Propagation and Communication*. ISTE: London, 2006
- [9] E.P. Shettle, Models of aerosols, clouds, and precipitation for atmospheric propagation studies, *Atmospheric propagation in the UV, Visible, IR, and MM wave region and related systems aspects AGARD conf. Proc.* 454(15), 1-13, 1989.
- [10] E.P. Shettle and R.W. Fenn, Models for the Aerosols of the Lower Atmosphere and the Effect of Humidity Variations on Their Optical Properties, AFGL-TR-79-0214, Air Force Geophysical Laboratory, Bedford MA 01731, 1979.
- [11] D. L. Mitchell, Parameterization of the Mie extinction and absorption coefficients of water clouds, *Journal of Atmospheric Science* 57, pages 1311 – 1326, 2000.
- [12] DEARDORFF, J. W. Convective Velocity and Temperature Scales for the Unstable Planetary Boundary Layer and for Rayleigh Convection. *J. Atmos. Sci.*, v. 27, 1970a.

- [13] J. Schuster, H. Willebrand, S. Bloom, E. Korevaar: Understanding the performance of Free Space Optics, in Journal of Optical Networking, 2003.
- [14] M. Naboulsi, H. Sizun, F. Fornel, Propagation of optical and infrared waves in the atmosphere, Proc. Of the XXVIIIth URSI General Assembly, New Delhi, October 2005.
- [15] M. AlNaboulsi, H. Sizun, F. de Fornel, "Fog Attenuation Prediction for Optical and Infrared Waves", Journal SPIE (International Society for Optical Engineering), 2003.
- [16] Weichel, Hugo, Laser Beam Propagation in the Atmosphere, Bellingham, WA: SPIE Optical Engineering Press, 1990.
- [17] KIM, Isaac I. et al; Wireless optical transmission of fast ethernet, FDDI, ATM, and ESCON protocol data using the TerraLink laser communication system, Opt. Eng. 37(12) 3143-3155 (December 1998)
- [18] S. Muhammad, P. Köhldorfer, and E. Leitgeb, "Channel modeling for terrestrial FSO links," in Proc. IEEE Int. Conf. Transparent Opt. Netw., Barcelona, Spain, 2005, pp. 407–410.
- [19] W.E.K. Midelton, Vision through the atmosphere, U. of Toronto Press, Toronto, 1952.
- [20] KIM, I. I.; MCARTHUR, B.; KOREVAAR, E. Comparison of laser beam propagation at 785 nm and 1550 nm in fog and haze for optical wireless communications. Optical Wireless Communication, Proceedings SPIE, v. 11, p. 4214, 2000.
- [21] T.H. Carbonneau, D.R. Wiseley; "Opportunities and challenges for optical wireless; the competitive advantage of free space telecommunications link in today's crowded marketplace", SPIE Conf. on optic. Wireless comm., Boston, USA, Vol. 3232, 1998.
- [22] KIM, Isaac; KOREVAARK, Eric, "Availability of Free Space Optics (FSO) and hybrid FSO/RF systems. URL: <http://www.ece.mcmaster.ca/~hranilovic/woc/resources/local/spie2001b.pdf> Última consulta: 11/01/2013
- [23] Korevaar, E., Kim, I. I., McArthur, Atmospheric propagation characteristics of highest importance to commercial free space optics.

- Atmospheric Propagation. Proceedings of SPIE. Vol. 4976,  
Young, C. Y.; Stryjewski, J. S.; Editors, abril 2003, pp 1-12.
- [24] Young, A. (2008) – Atmospheric extinction. Disponível em:  
<http://mintaka.sdsu.edu/GF/explain/extinction/extintro.html>
- [25] DDTF (2009) – Optical properties of aerosols. A Project of The Data Discovery Toolkit and Foundry. Disponível em:  
[http://www.newmediastudio.org/DataDiscovery/Aero\\_Ed\\_Center/](http://www.newmediastudio.org/DataDiscovery/Aero_Ed_Center/)
- [26] <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/atmos/blusky.html>
- [27] David ROLLINS, Jeff BAARS, David BAJORINS, Carrie CORNISH, Ken FISCHER and Thomas
- [28] RECOMMENDATION ITU-R P.838-1. Specific Attenuation Model for Rain for Use in Prediction Methods. 1999.
- [29] P. BATAILLE, “Analyse du comportement d’un système de télécommunications optique fonctionnant à  $0,83\mu\text{m}$  dans la basse atmosphère”, thesis, University of Rennes 1, 1992.
- [30] MIE, *Ann. Phys.*, 25, 377-445, 1908.



# Capítulo 4

## Parte Experimental

Para estabelecer um link óptico no espaço livre podemos utilizar o conceito de raio diretivo, ou seja, um único feixe para o enlace e a configuração da radiação por infravermelho difuso, onde um feixe modulado alcança, através da óptica geométrica, grande distâncias para ambientes *indoor* e *outdoor*<sup>4</sup> [1,2,3].

No desenvolvimento experimental desse trabalho foram usadas três configurações. São elas: I – link de áudio utilizando feixe diretivo; II – link de mensagens entre dois computadores com feixe diretivo utilizando microcontroladores; e III – enlace de dado em gigabits/s através de feixes difusos e feixes não difrativos no infravermelho.

### 4.1 Configuração I – Link de áudio

Nessa configuração obteve-se resultados que validam o sistema de transmissão e recepção de áudio via luz (fig.4.1). Atualmente os sistemas de áudio sem fio funcionam por ondas de rádio frequência, logo, um novo paradigma foi analisado para reforçar a capacidade e qualidade que a luz possui de enviar um sinal analógico por centenas de metros, nesse caso, a transmissão de um sinal de áudio através de um feixe diretivo lançado no espaço livre.



Fig. 4.1 – Esquemático do setup experimental para o link de áudio

Nesse enlace óptico, o alcance é determinado a partir do foco de laser, o que nos permitiu atingir uma distância na ordem de centenas de metros.

<sup>4</sup>Indoor é o termo inglês atribuído para ambientes internos, ou seja, dentro de uma edificação, já outdoor seriam os ambientes externos, ou seja, tudo que estiver do lado de fora da edificação.

- Por que usar um laser?

O Enlace óptico têm se tornado cada vez mais acessível devido as alternativas que vêm surgindo a partir do desenvolvimento de lasers de estado sólido. Dessa forma, a utilização desse tipo de fonte, em detrimento de fontes coerentes<sup>5</sup>, tem sido largamente utilizada, dado que seus feixes transmitidos possuem características vantajosas quando comparados às outras fontes – coerência, colimação, estreita largura de banda, dentre outras. Links lasers são opções viáveis para locais onde o cabeamento não é possível.

Amplitude e frequência (fig. 4.2) são parâmetros que incidem diretamente na modulação de uma portadora. Esse processo de modulação é a relação entre esses parâmetros onde, quando um varia o outro permanece constante [7].

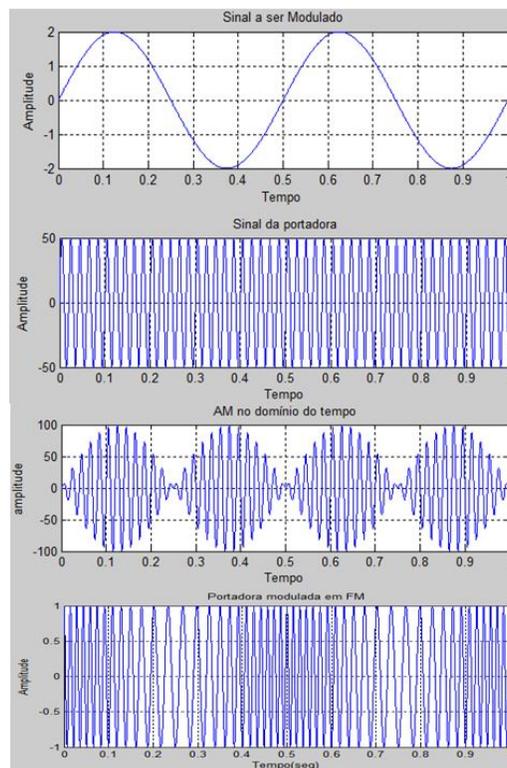


Fig.4.2 – A transmissão de informação através do laser permite o alcance a longas distâncias (por trabalhar com operações de modulação<sup>6</sup> e demodulação<sup>7</sup>).

<sup>5</sup> Fontes coerentes são quando as ondas possuem mesma direção, frequência, fase e polarização.

<sup>6</sup> Modulação é a forma de sobreposição de um sinal que contém uma informação a uma onda portadora.

<sup>7</sup> Demodulação opera de forma inversa, retirando a informação da onda portadora.

#### 4.1.1 O sistema

A base desse sistema de transmissão surgiu a partir do trabalho desenvolvido pela radio shack [5], onde se utilizou o laser para transmitir e LDR<sup>8</sup> para se receber o sinal analógico. Em substituição a este fotorresistor, foi desenvolvido um novo paradigma para sistemas de recepção do sinal óptico, gerando significativas melhorias.

- O transmissor

Como transmissor utilizou-se um laser no comprimento de onda de 650 nm, com potência de saída na ordem de 5 mW, com consumo de tensão contínua de 4,5V e, um transformador de linha, com potência de 25 W, com entradas de 0; 4; 8  $\Omega$  e, para saída de 0; 500; 1 k $\Omega$  e 2 k $\Omega$ , este muito aplicado em linhas de potência para áudio e som ambiente.

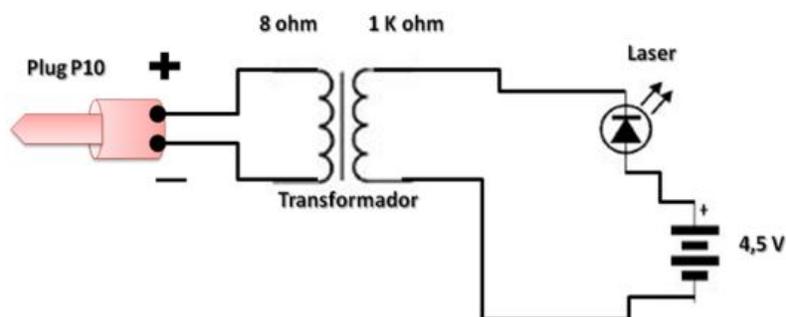


Fig.4.3 – Neste esquema do transmissor utiliza-se um *plug* P10 que será ligado ao aparelho de som para TX, como exemplo um celular utilizado no setup desse artigo.

Para todo esse conjunto (fig. 4.3) utilizou-se uma fonte contínua para manter o laser constantemente ligado.

Para um sistema pulsado, o laser alternaria conforme o ritmo do som, com potência de entrada de 200 mV, com tensão de saída de 2V ao passar pelo transformador de linha, contudo nesse processo ocorrerão ruídos devido a baixa tensão de alimentação.

- O Receptor

Em contrapartida ao projeto de inspiração [5], para esse projeto se trabalhou com o fotodiodo SFH203P[6] por ele apresentar melhor resposta na recepção do sinal.

<sup>8</sup> LDR - Tipo de resistor cuja resistência varia conforme a intensidade de radiação eletromagnética do espectro visível que incide sobre ele. Sua resistência diminui quando a luz é muito alta, e aumenta quando a luz é baixa [8].

Os fotodiodos em geral possuem capacidade de resposta muito rápida às variações de luz, podendo trabalhar acima dos 100Mhz em circuitos de comunicação de dados, aplicações, como em fotoacopladores, circuitos digitais, controles remotos, conversores de mídia e etc.

Assim, para essa recepção foi usado esse fotodiodo por contribuir em aplicações no comprimento de 400nm a 1100nm, com tempo de resposta curto (normalmente de 5ns)[6], com sensibilidade espectral e direcional na faixa de 400nm a 700nm coincidindo com banda de 50% do pico de responsabilidade do detector PIN (Fig. 4.4).

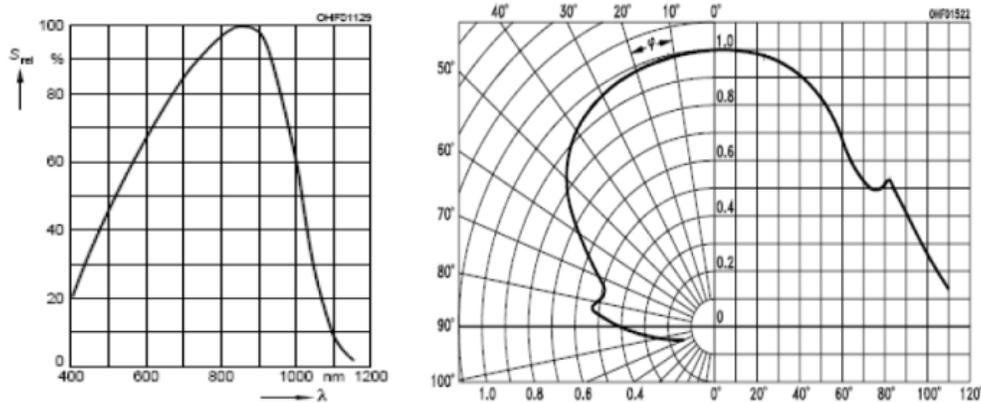


Fig.4.4. Sensibilidade espectral e as características direcionais do fotodetector OSRAM PIN SFH203p.

No amplificador óptico trabalhou-se com um mosfet de 4.5 MHz, resistências de  $4M\Omega$  e um potenciômetro. Isso nos permitiu variar a distância do enlace, aumentando a sensibilidade de fotorecepção entre o receptor e o transmissor, alcançando uma longa distância, com ajustes do ganho de sinal de áudio e, conseqüentemente, melhorando sua qualidade. Além do amplificador foi feito o circuito regulador de tensão para o fotodiodo (fig.4.5), que possui a função de reconhecer o sinal de luz e transformá-lo para pulsos elétricos enviando-os ao amplificador de sinal. Na recepção, internamente se conta com um transformador de tensão e mais um mosfet para regulagem de sinal.



Fig. 4.5 – Circuito conversor óptico-elétrico

#### 4.1.2 - Funcionamento do Sistema

O funcionamento obteve êxito quando apresentou um som sem ruídos e com distância aproximada de 50 metros *indoor*. O teste foi feito no corredor da – FEEC/UNICAMP podendo ser visto em:

<http://www.youtube.com/watch?v=jsq4EUoQx1c>

Outro teste realizado foi na transmissão *outdoor*, entre dois prédios com distância de 429 metros (fig.4.6) no centro de São Paulo. A transmissão ocorreu em um dia com boas condições atmosféricas, efetuado dessa maneira um enlace satisfatório onde o som foi recebido de forma nítida, chegando no ponto B.

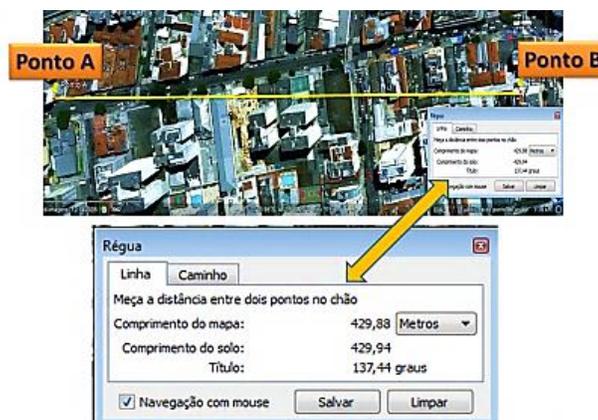


Fig.4.6 – Enlace de quase 500 metros no entro de São Paulo. (By Google Earth)

Este sistema pode ser facilmente adaptado ao que hoje conhecemos como *home theater*, funcionando através de rádio frequência. Para melhor visualização de como seria a fácil instalação desse sistema, idealiza-se uma sala de estar onde nas laterais ficariam os transmissores apontados diretamente para caixas de som, presas ao teto. Teríamos, assim, um sistema de espelhamento interno dividindo o sinal para estas caixas e refletindo o sinal para as outras caixas instaladas atrás de um sofá (Fig.4.7).

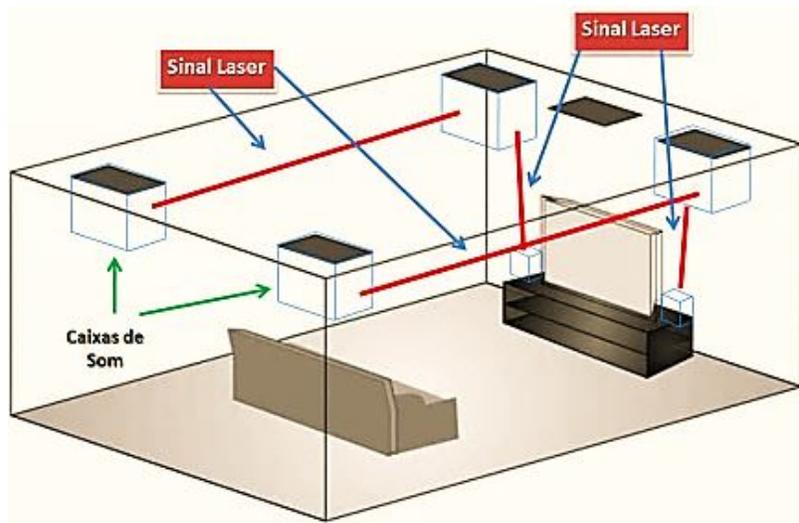


Fig. 4.7 – Exemplo de instalação residencial

#### 4.2 Configuração II – Enlace de mensagens entre dois computadores com microcontrolador

O interesse nessa plataforma surgiu pela sua facilidade em oferecer diversas montagens experimentais. É uma placa de controle I/O baseada no microcontrolador *Atmega* (Atmel). Nesse projeto usamos o modelo com o *AtMega* 168, trabalhando com processamento de 8 bits e conversão serial-usb.

Por ser o Arduino um projeto “*open source*”, ou seja, de hardware e software livre, com novos modelos sendo desenvolvidos e aperfeiçoados, utilizamos o Seeduino, uma das ramificações existentes no mercado.

Outra vantagem dessa plataforma é sua independência com facilidade para comunicação com diversos softwares como *Flash*, *Processing*, *MaxMSP*. Com ênfase bastante acadêmica, os circuitos podem ser desenvolvidos manualmente ou adquiridos pré-montados; além de contar com softwares para programação de código-livre disponível gratuitamente no próprio site do arduíno. [3]

- Partes do SEEEDUINO

Conforme modelo apresentado (fig.4.8) seguem, na tabela (tab.1) algumas características deste controlador:

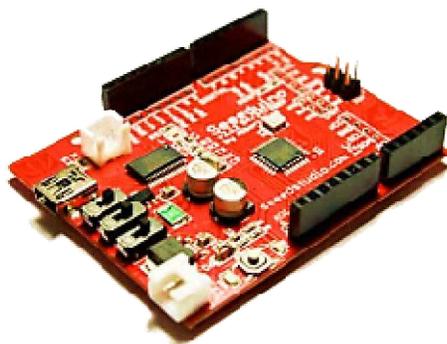


Fig. 4.8 – Visão geral da plataforma Seeeeduíno

Microcontrolador	Atmega168
Voltagem de operação	5V / 3.3V
Voltagem de entrada (recomendado)	7-12V
Limite de Voltagemde entrada	6-20V
Pinagem Digital de sinais I/O	14(6 desses trabalham com PWM)
Pinagem analógica de sinais	8
Corrente DC para pinos I/O	40mA
Corrente DC para pinos de 3.3V	50mA
Memória Flash	16 KB (sendo 2KB para o Boot)
SRAM	1KB
EEPROM	512 bytes
Velocidade de Clock	16 Mhz

Tabela – 4.1 - Características sobre o SEEEDUÍNO

Essa estrutura possui alguns pinos digitais que são usados para gerar sinais analógicos com técnica de modulação por largura de pulso (PWM).

#### 4.2.1 Efetivação do enlace

Esse enlace foi efetuado utilizando dois microcontroladores, sendo que, para transmitir, foi ligado um diodo laser de 650 nm, 5mW (fig.4.9).

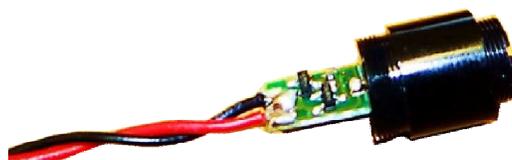


Fig.4.9 – Ponteiro de diodo laser emissor

A recepção, foi trabalhada em duas etapas, sendo uma usando o TIL 78 e na outra o SFH 203P (fig.4.10).

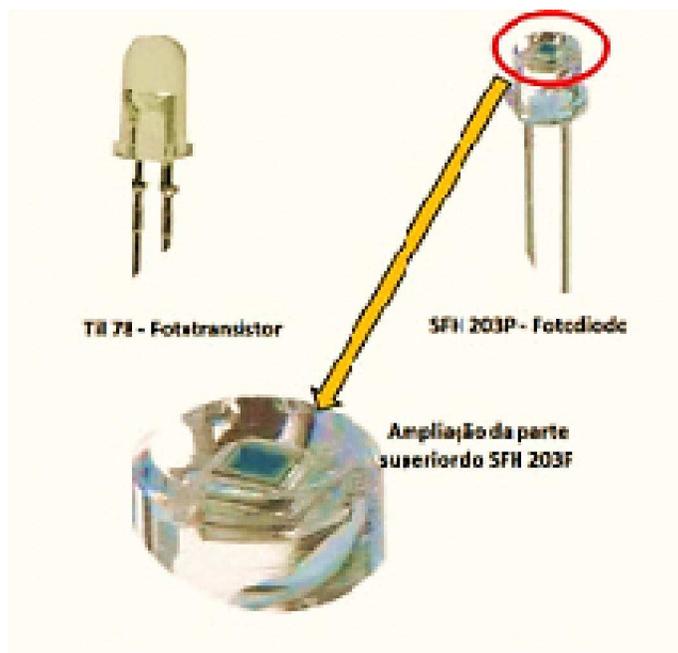


Fig. 4.10 – Imagens dos fotorreceptores utilizados

Uma breve descrição sobre as características destes são:

- I. Sobre o TIL 78: Este é um fototransistor com área espectral de sensibilidade com único valor para comprimento de onda de 940 nm [12];
- II. Sobre o SFH203P: Este é um fotodiodo, onde sua área espectral de sensibilidade trabalha com uma faixa de valores de comprimento de onda entre 400 a 1100 nm [13].

Em resumo, a diferença básica entre fotodiodo e fototransistor é que no primeiro a recepção é muito sensível com pico de recepção no comprimento de onda de  $\lambda = 940 \text{ nm}$ , enquanto que no fotodiodo há um pequeno microcircuito em sua parte superior para tratar o sinal em uma faixa de comprimento de onda, entre  $\lambda = 400 \text{ nm}$  a  $\lambda = 1300 \text{ nm}$ , com melhor resposta em  $\lambda = 850 \text{ nm}$ .

- Portas de comunicação

As portas seriais do computador trabalham com taxas de comunicação entre 75 até 128.000 bits/s, assim, como o Seeeduino possui a conversão USB/serial, a taxa de comunicação se restringe à da porta serial. Após alguns testes com os fotoreceptores, obteve-se melhor desempenho para transmissão em 14.400 bits/s.

Os testes para verificação da melhor taxa de transmissão foram executados em curtas distâncias com o TIL 78 (fig.4.11) e para longas distâncias com o SFH 208P. Apesar da troca entre fotoreceptores, a comunicação, foi limitada pela velocidade da porta serial.

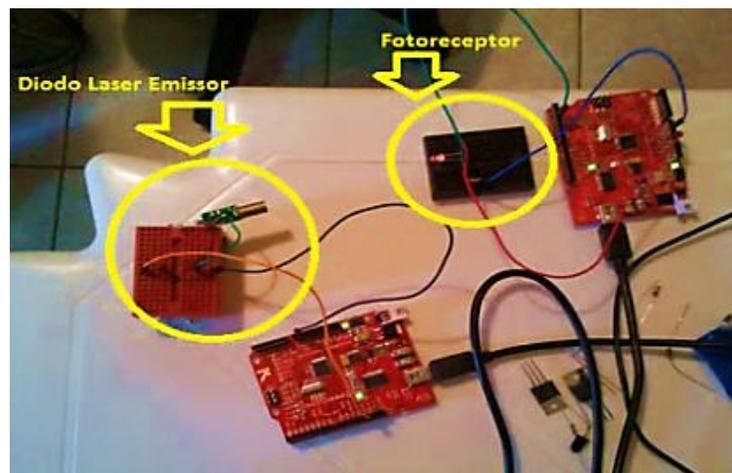


Fig.4.11 – Enlace óptico através do Seeeduino em curta distância

- Estrutura interna

Para transmitir foi usado o laser de 650 nm e configurada uma porta de entrada no circuito para envio de sinal digital (fig.4.12), sendo esta, identificada no programa a ser carregado no microcontrolador, deixando assim o laser ativado de forma contínua.

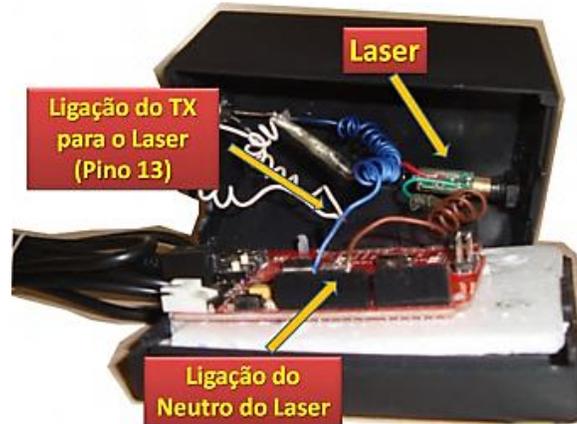


Fig. 4.12 – Composição do lado de TX do sistema

Na parte do receptor (fig.4.13), temos a ligação do fotoreceptor também em uma porta digital, utilizando uma resistência de  $3M\Omega$ . Vale ressaltar que os lados de TX e RX só funcionarão após o programa ter sido carregado no microcontrolador de cada um.

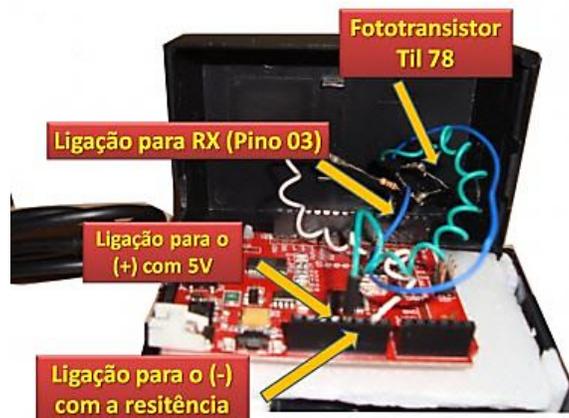


Fig. 4.13 – Composição do lado de RX do sistema

#### 4.2.2 Compilação do programa

Para funcionamento do link é necessário a compilação do programa que executará o processo de transmissão entre os dois lados, para isso, os microcontroladores deverão estar conectados na porta USB onde as mesmas serão detectadas como portas seriais.

O programa (fig.4.14) a ser compilado possui bibliotecas próprias do próprio arduino com as funções necessárias.

Há necessidade que sejam definidas as posições de pinagens conforme foi feito fisicamente, onde o pino 3 está reservado para recepção enquanto que para transmissão, ficou reservado o pino 13.

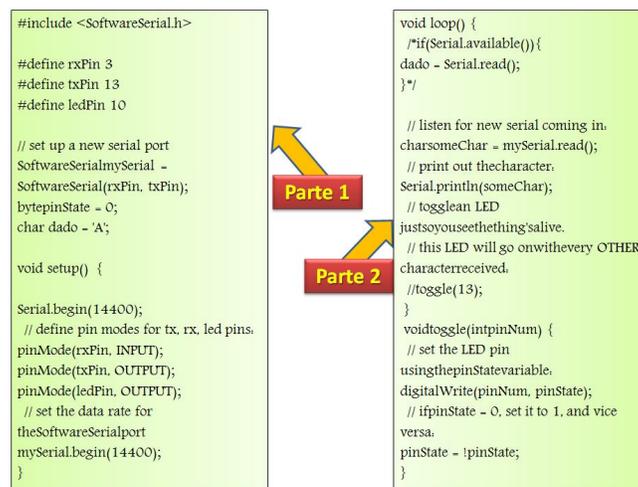


Fig. 4.14 – O código do programa a ser digitado para ambos os lados

Software Serial é a biblioteca onde serão carregadas as funcionalidades do sistema, sendo essa transmissão de caracteres de textos em taxa de 14400 bits/s. Se define no programa as portas de entrada e saída além de um loop para verificação constante de novas mensagens a serem transportadas.

- Transmitindo a mensagem

Concluídas as compilações, efetuou-se o teste de envio (fig. 4.15), digitando “teste de mensagem”, sendo necessário efetuar o alinhamento do sistema para o enlace óptico.



Fig.15 – Etapa de envio da mensagem

Em se tratando da recepção da mensagem, a mesma aparecerá de forma vertical (fig. 4.16), provando assim que o link foi estabelecido.

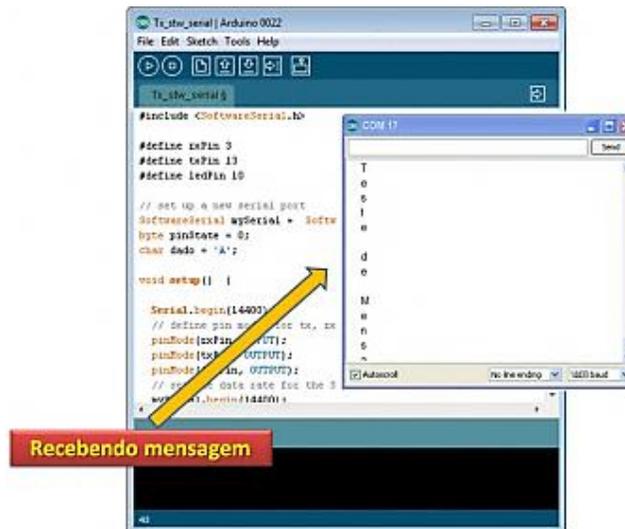


Fig.4.16 – Tela mostrando que a recepção da mensagem ocorreu sem erros.

### 4.3 Configuração III – Link de dados com conversores de mídia Fast/Gigabit ethernet.

O FSO é o sistema de comunicações ópticas sem fio possuindo algumas características de um enlace óptico com fibra. A diferença fundamental entre os dois é a mudança do canal de transmissão. Ambos trabalham com o mesmo comprimento de onda e taxas de banda de transmissão em *fast ethernet* e *gigabit ethernet*.

Um modelo típico de transceptor óptico de FSO é mostrado abaixo (fig.4.17), apresentando a recepção e transmissão junta, por esse motivo chamado de transceptor.

Além da composição interna, esses aparelhos contam com suportes externos para serem adaptados em qualquer ambiente e terrenos como paredes, pisos elevados e proteção contra chuvas.

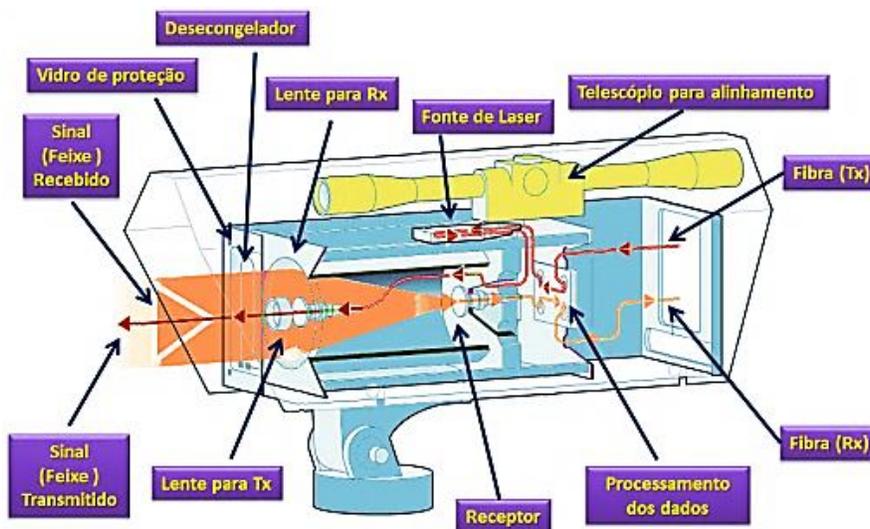


Fig.4.17 – Ilustração de um Transceptor Óptico FSO [2]

Baseada nesse modelo surgiu o esquema para o setup experimental desse projeto, utilizando basicamente, o sistema óptico desse aparelho.

#### 4.3.1 Conversores de Mídia

Para obtenção de uma transmissão em alta taxa de comunicação optou-se em trabalhar com conversores de mídia, aparelhos estes utilizados em enlaces ópticos. Sua funcionalidade básica é a conversão do sinal elétrico em óptico e vice versa.

Sabe-se que esse aparelho não trabalha com fonte colimada, por isso possui um alargamento espectral bem próximo de sua saída.

Os conversores utilizados trabalham na faixa de 850 nm a 1550 nm, ou seja, no infravermelho, sendo assim, foi utilizado um laser HeNe de comprimento de onda de 633 nm, 17 mW de potência para analisar o comportamento óptico do sinal lançado no espaço livre, possibilitando a análise do espalhamento e forma modal do feixe, foi usado um cordão óptico (fibra) multimodo de 60,2 *microns* (fig.4.18).

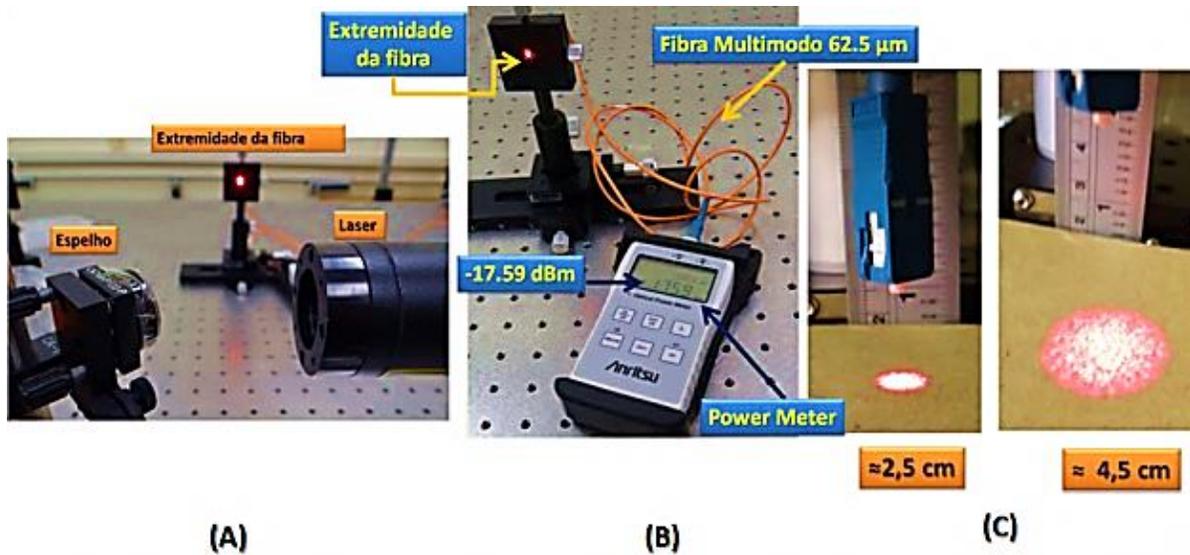


Fig.4.18 – Laser HeNe de 633 nm injetado na fibra (A), medida alcançada do laser no espaço livre (B) e imagem da dispersão modal da fibra com o laser (C).

Através do *Power Meter*<sup>9</sup>, efetuou-se a análise da diferença entre a potência da luz que entra na fibra e da que é emitida na saída, onde, no decorrer do trabalho serão feitas medidas exatas para 850 nm e 1550 nm, valores esses pertencentes aos conversores de mídia.

Conforme visto acima, na figura 4.18 (A), trata-se da injeção de um feixe laser na ponta da fibra multimodo, realizado através de um espelho onde o feixe é direcionado para o suporte da fibra; em seguida, na figura 4.18 (B), é a medição do quanto de potência a fibra consegue obter na sua saída com o laser de 633nm no espaço livre; na figura 4.18 (C), temos a demonstração da abertura do feixe ao passar pela fibra, para uma distância aproximada de 2,5 cm e 4,5 cm.

Para colimar o feixe após a fibra, se utilizou da óptica geométrica, envolvendo lentes com diâmetros de 25 mm e distâncias focais variadas.

Um fator importante para este projeto foi identificado na parte mecânica, que é responsável pelo alinhamento de todo o sistema. Ou seja, se não houver uma preocupação com suportes para lentes e fibras, qualquer alteração que ocorra nas posições desses componentes causa perda de potência e até mesmo queda do enlace óptico.

<sup>9</sup>Power Meter - Aparelho utilizado para medir potências ópticas.

#### 4.3.2 Primeira montagem funcional.

Após alguns testes feitos com lentes e posicionadores mecânicos para obter o melhor ajuste do sistema, obteve-se uma resposta inicial satisfatória para uma distância muito próxima. Neste primeiro momento, o experimento foi realizado na Universidade Federal do ABC, no laboratório de fotônica. Esta montagem serviu de início para especulações sobre a possível obtenção do link de uma forma tão simples.

Esse link (fig. 4.19) não teve medidas de banda de conexão ou sobre potência óptica, pois o objetivo foi, simplesmente, alcançar uma conectividade óptica entre dois conversores de mídia. Em resumo, foram utilizados dois aparelhos de configurações diferentes, uma vez que no par não ocorreu conexão. Usando como TX o conversor de mídia *gigabit ethernet* e como RX o *fast ethernet*, foi possível realizar uma conexão.

Nesse resultado foi confirmado a existência de um led indicador no painel do conversor de mídia (fig.4.20) indicando quando há conexão estabelecida.

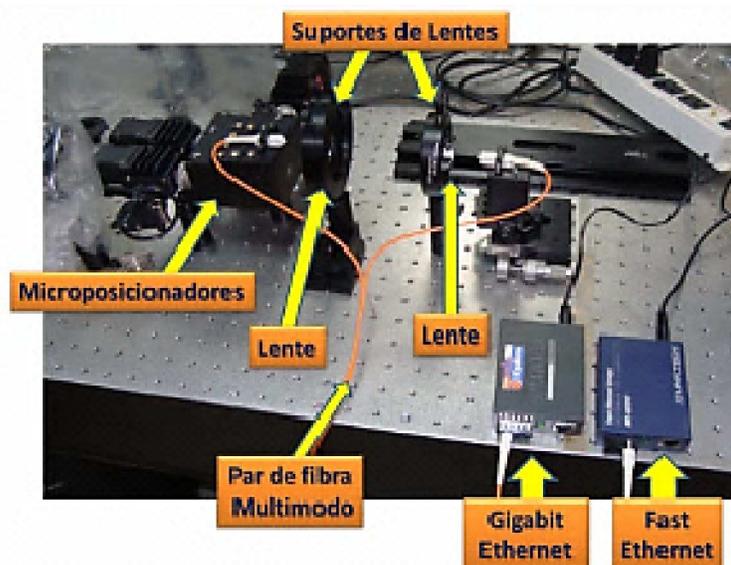


Fig. 4.19 – Setup inicial montado na UFABC – Universidade Federal do ABC – Laboratório de Física (Fotônica).

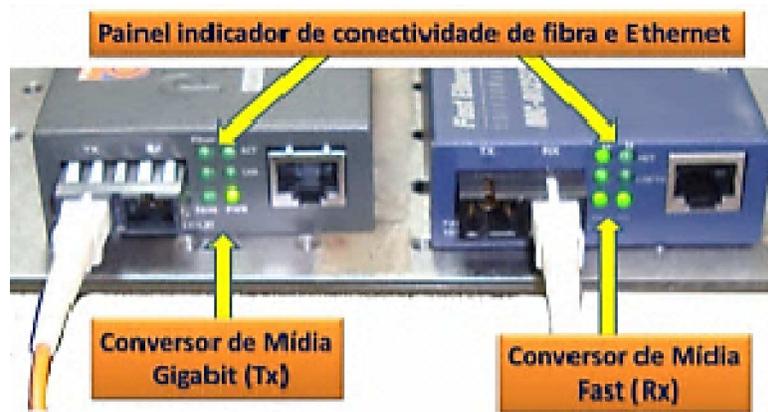


Fig.4.20 – Imagem aumentada para mostrar que houve conexão entre os dois conversores de Mídia.

Após essa montagem, observou-se que a causa de não ocorrer a conexão, foi a queda da taxa de dados de *gigabits* para *megabits*, dessa forma, o link não estabelecia.

Após esse primeiro teste, desenvolve-se um novo esquema de suporte para lentes e fibras (fig.4.21), que permitiria trabalhar com as fibras bem fixadas, facilitando a análise de distâncias focais para o enlace, através de carros deslizando em cima de um trilho, facilitando o deslocamento em pequenas distâncias.

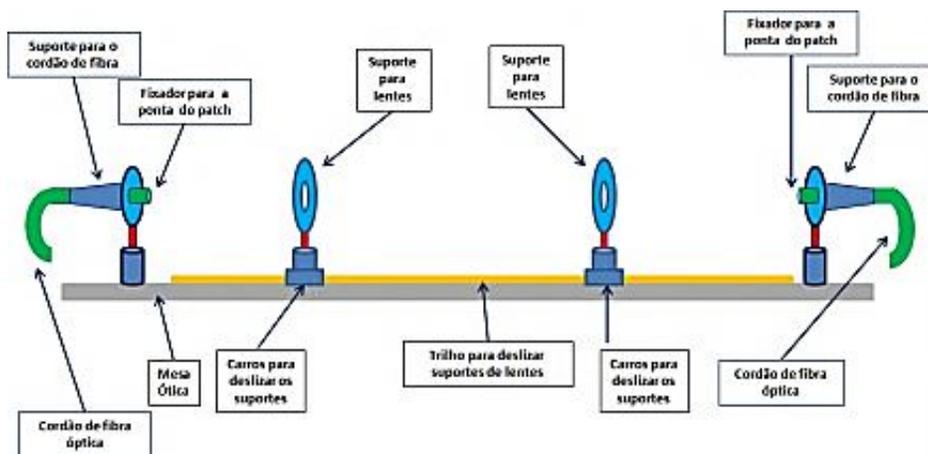


Fig.4.21 – Esquema de como poderia ser os suportes de alinhamento

As lentes utilizadas na primeira montagem possuem diâmetro de 25 mm, sendo uma com distância focal de 50.2 mm e outra de 25.40 mm. O sistema foi todo

trabalhado nesse padrão. Esse novo aparato mecânico permitiu observar o comportamento óptico do feixe para pequenas distâncias.

As lentes possuem as seguintes características:

- Lentes do tipo esféricas;
- plano convexa;
- material BK7 (possui mínimo desvio de feixe e visibilidade na faixa de 380 a 2100nm),

A distância focal das lentes (Site Newport)

- Lente 1 – Modelo Kpx082 - Distância focal de 50.2 mm;
- Lente 2 – Modelo Kpx076 - Distância focal de 25.4 mm

Quando se efetuou a segunda montagem, já no laboratório de fotônica na FEEC<sup>10</sup>/UNICAMP, trabalhou-se com diferentes tipos de cordões ópticos com variações de conectores onde no primeiro foram usados conectores FC (fig.4.22), como forma de analisar o comportamento do laser e observar em uma câmera comum.

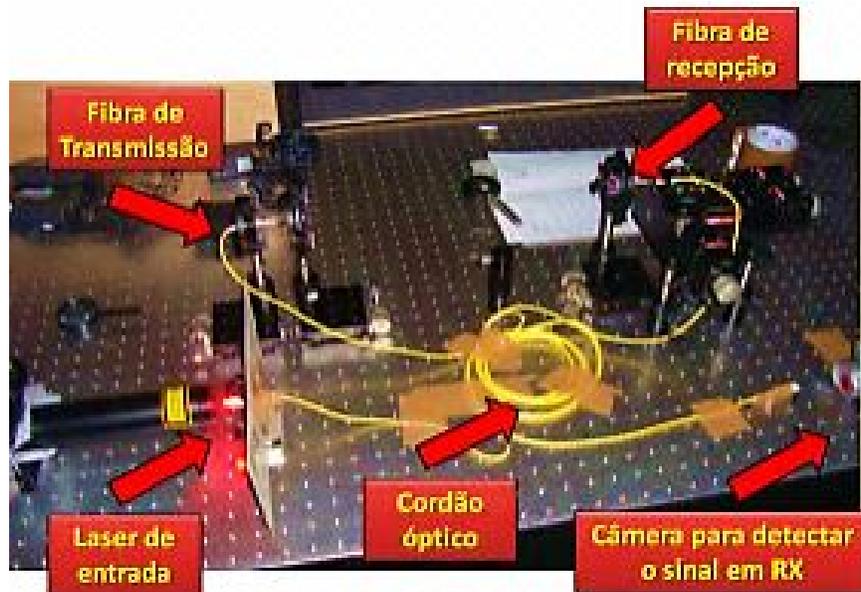


Fig.4.22– Segundo sistema montado em bancada

<sup>10</sup>FEEC – Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação

O intuito deste foi verificar a intensidade do laser visível lançado no espaço livre entre duas fibras e observar através da câmera em RX (fig. 4.23) como o sinal chegava e qual potência luminosa era alcançada após processo de alinhamento.



Fig. 4.23 – Sinal observado através de uma câmera.

Após essa montagem e verificação do sinal no cordão óptico com o laser vermelho, trocou-se então pelos conversores de mídia GT-702, no entanto sem êxito na conexão, pois as conexões não estavam estabilizadas.

Com isso houve a necessidade de se buscar aparatos com maior precisão, então, foi montado um novo experimental com novos suportes (fig.4.24) e assim o alinhamento foi feito em torno de 7 cm obtendo um pequeno êxito no link óptico. Obtivemos uma conexão com potência óptica de 16.91 dBm.

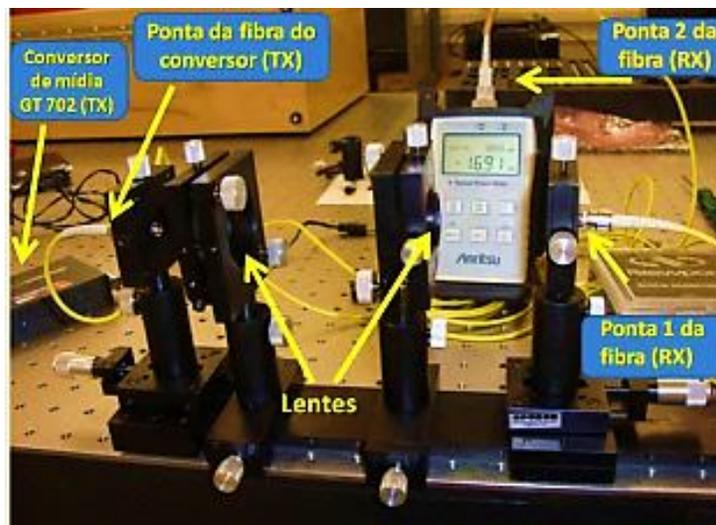


Fig.4.24 – Primeira montagem do link FSO de bancada

Nesse link foram ligados os conversores de mídia GT-702 sendo possível verificar que a variação de potência óptica medida através do *power meter*, no início desses ajustes, começou em -50 dBm e, após ajustes e alinhamentos mecânico dos suportes reduziu-se o valor da potência para -28dBm, sempre utilizando o laser HeNe 633 nm.

Alcançado o melhor ajuste para esse laser, foram então ligados os conversores de mídia GT-702, assim, a medida caiu para -23.74 dBm, onde após ajustes obteve-se -16.91 dBm.

Ao ligar os conversores de mídia, que trabalham no comprimento de onda de 850nm foi possível observar que o link foi estabelecido, então, ligados os computadores em cada extremidade do enlace obteve o link de dados *gigabit ethernet*.

Para esse enlace com distância de 7 cm tivemos um resultado satisfatório sendo mostrado graficamente abaixo (fig. 4.25) onde a conexão permaneceu em testes por 4 horas se mantendo estável.

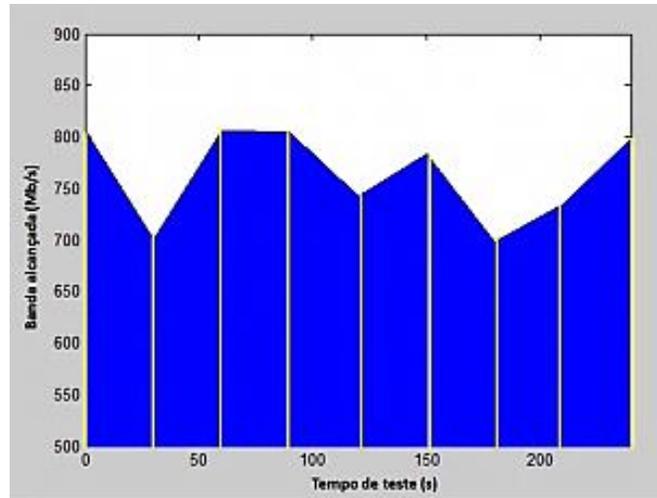


Fig. 4.25 – Gráfico da relação entre taxa de transmissão e tempo de funcionamento

- Sobre os conversores de mídia.

Para testes efetivos do experimental desse trabalho, utilizaram-se quatro modelos de conversores de mídia, entre eles:

Conversores	Modelo	Especificações
Linktech – Fast Ethernet	MC-802SC	10/100Base-T to 10/100Base-SX (SC, MM) Gigabit Ethernet Media Converter -40km
Planet – Gigabit Ethernet	GT-702SC	1000Base-T to 1000Base-SX (SC, MM) Gigabit Ethernet Media Converter -220m/550m
Youxin	MC-10/100S-S40	10/100Base-T to 10/100Base-SX (SC, MM) Gigabit Ethernet Media Converter -40km
Go4Fiber	GE-C301	1000Base-TX to 1000Base-LX, SC, SM, 50km

Tabela 4.2 – Conversores de mídia utilizados

O modelo aplicado ao projeto em definitivo foi o Planet – GT-702, por ser patrimônio da UNICAMP. Os demais foram cedidos ou utilizados em outros laboratórios.

A diferença entre os modelos foi referente à potência óptica de cada um, além disso, foi percebido ser muito importante o alinhamento e uso de suportes adequados.

Realizado no IME – Instituto militar de Engenharia, o terceiro teste obteve êxito no aumento da distância do enlace. Os aparatos mecânicos continuavam sendo os mesmos, porém foi utilizado outro conversor de mídia com maior potência (GE-C301).

A característica fundamental entre o GE-C301 (IME) e o GT-702 (UNICAMP) é que o primeiro possui capacidade de enlace óptico com fibra em até 50 km,

enquanto que o segundo atinge no máximo até 550 m com fibra monomodo. Como no IME já existia um projeto de um transceptor óptico funcionando com uso de conversores de mídia, foi proposta uma parceria para testarmos o nosso link com os conversores de mídia do IME, modelo da Go4Fiber - GE-C301 em nosso aparato mecânico.

A montagem inicial foi feita para uns 15 cm, com resultado de medida de potência óptica de  $-46$  dBm, através do laser vermelho para alinhar, após os ajustes mecânicos, conseguimos a potência de  $-18.45$  dBm; com a troca pelos conversores de mídia o sistema estabilizou com a potência de  $-16.23$  dBm.

Para um melhor teste, resolvemos aumentar essa distância para em torno de quase 2 metros (fig.4.26) mais uma vez o problema de alinhamento ocorreu, onde no final alcançamos  $-15.28$  dBm (fig. 4.27).

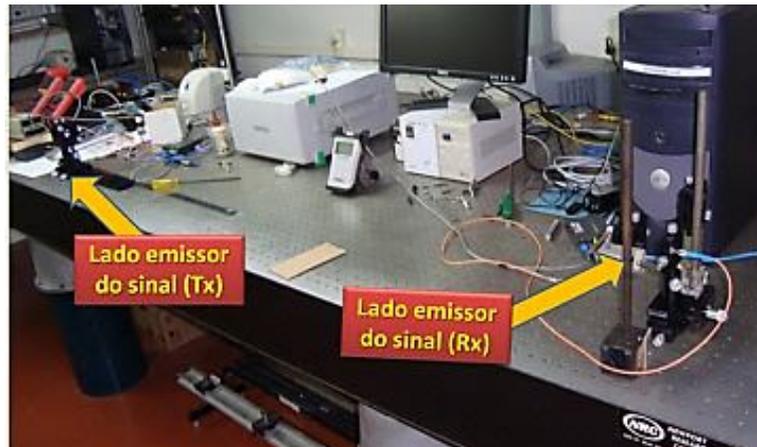


Fig.4.26 – Link montado no IME de dois metros.

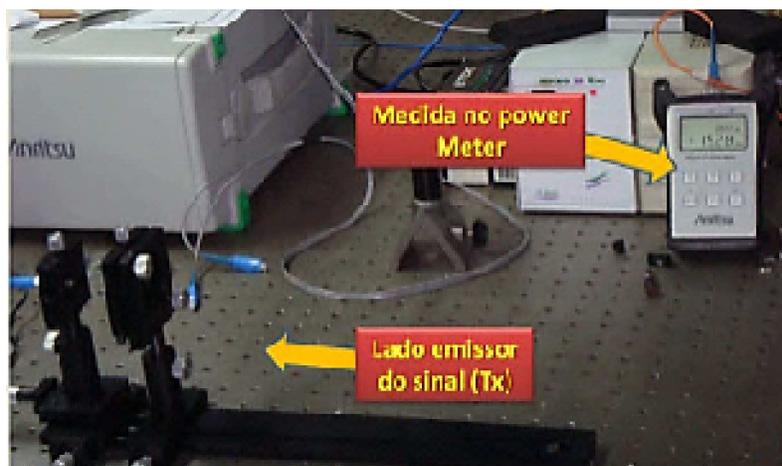


Fig.4.27 – Medida da potência óptica do link

Esse link ficou em testes em torno de 24 horas rodando através do programa *IPERF*<sup>11</sup>. Esse programa registra quando o computador cliente passa a enviar tráfego de forma *TCP*<sup>12</sup> para o servidor em intervalos de 10 segundos, com isso, será mostrada a quantidade de dados que foi transferida (Mbytes) e a velocidade atingida (Mbits/s).

Esse teste nos apresentou algo semelhante ao que funcionou inicialmente na distância de 7 cm. O gráfico (fig. 4.28) é uma análise do link em 24 horas, com intervalos de 4 em 4 horas.

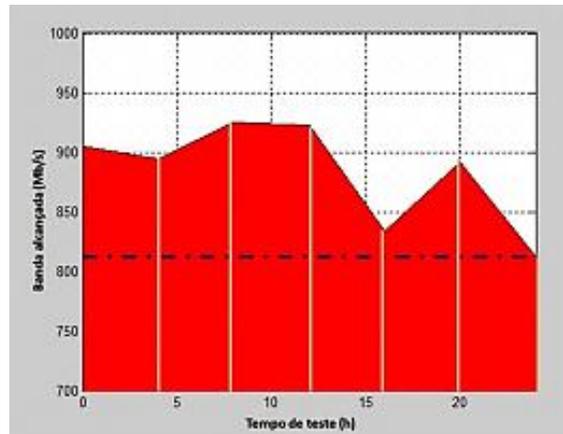


Fig. 4.28 -Gráfico representativo da medição de taxa alcançada por tempo de enlace.

- A colimação

A colimação do feixe óptico é necessária para não ocorrer muita variação por difração no decorrer da distância do enlace. Dessa maneira, conforme se distancia os lados, faz-se necessários novos ajustes nas partes mecânicas melhorando a potência óptica recebida.

O comportamento do feixe óptico em relação à fibra (fig.4.29) em Taz é tratado através de uma lente plano convexa de diâmetro 25 mm; através dela, o feixe que sairá da fibra irá preencher todo esse diâmetro, ajustando a distância entre a fibra e a lente. Posteriormente é que será feito um ajuste na lente para analisar o comportamento do feixe.

<sup>11</sup>*IPERF* - Software livre do tipo cliente/servidor usado para testar/medir o *throughput*(taxa de transferência da rede).

<sup>12</sup>*TCP* - *TransmissionControlProtocol*, que significa "Protocolo de controle de transmissão".

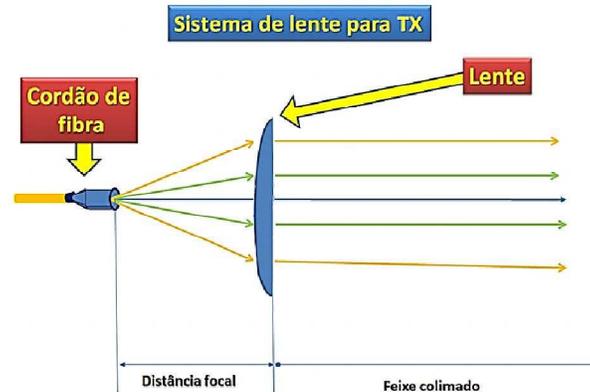


Fig. 4.29 – Esquema de colimação do sinal para TX

Para esse processo de verificação da colimação foi utilizado o laser de 633nm, facilitando assim a visualização do comportamento óptico em um anteparo frontal, pois, com conversor de mídia é difícil visualizar por ser no infravermelho.

Na recepção, o processo utilizado foi colimar o feixe emitido e concentrá-lo na ponta do cordão óptico receptor (fig.4.30). Nesse momento utilizou-se o mesmo padrão de lente de Taz.



Fig. 4.30 – Esquema de colimação do sinal para RX

Diante do sucesso alcançado no terceiro link, novos rumos foram tomados para o novo enlace, onde a importância do ajuste mecânico ficou clara, havendo necessidade de novos suportes mecânicos, agora, com ajustes para lentes e fibra (fig. 4.31).

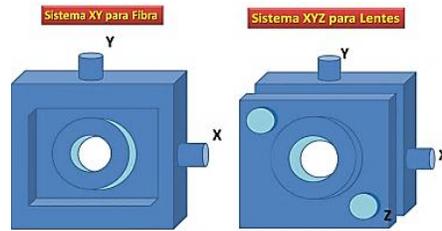


Fig. 4.31 – Ilustração dos ajustes mecânicos para fibra e lente.

### 4.3.3 O link FSO de Bancada

O link FSO de bancada foi montado para funcionar 100 % no espaço livre (fig. 4.32), ou seja, para ambos os lados a recepção e transmissão seriam sem fio. Providenciados os cuidados com alinhamento, novas e melhores potências ópticas foram obtidas.

Esse link *indoor* teve a distância total da mesa óptica de 2.20 metros, onde foi feita sua montagem.

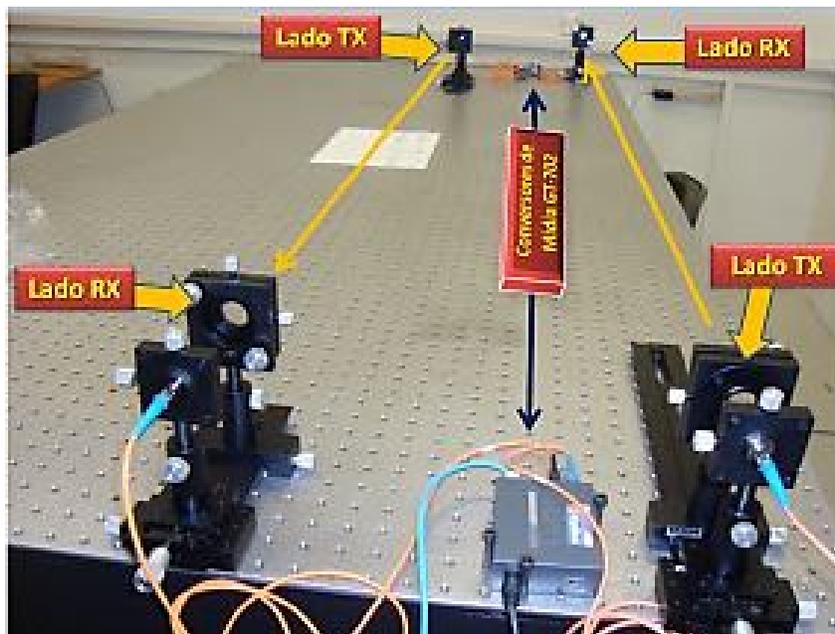


Fig. 4.32 – Enlace óptico 100% no espaço livre.

Esse enlace proporcionou saber-se a margem de segurança para a potência. Após os resultados anteriores têm-se que, se a potência for a partir de -20dBm, o sistema é estabelecido e se algo atravessar a visada, o enlace é restabelecido de imediato, por outro

lado, caso esse valor seja de -21dBm em diante, se algo passar no campo de visada o link não volta a ser restabelecido.

Comparando as medidas do enlace óptico com fibra e do enlace óptico no espaço livre, encontramos diferenças para esses conversores de mídia no sentido de que o valor da potência de transmissão no sistema cabeado é de -5dBm, enquanto que no melhor alinhamento do sistema obtido no espaço livre, foi de -11.22 dBm (fig. 4.33), para utilização do conversor de mídia GT-702. A diferença é grande em termos de valores, contudo, para o enlace de FSO é totalmente viável.

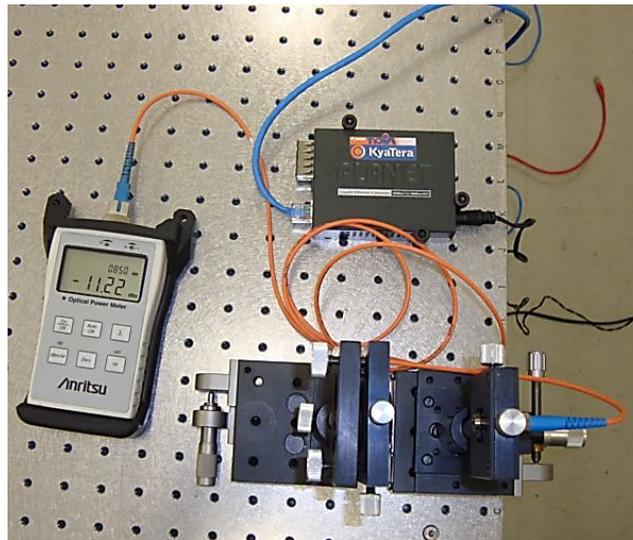


Fig. 4.33 – Media da potência óptica alcançada no enlace 100% FSO

A comunicação entre dois computadores (fig.4.34) foi, então, estabelecida para um período de teste em 4 dias, em laboratório, com o sistema rodando. Foram utilizados três programas de análise de redes para poder ser visualizado algum diferencial no comportamento da rede. Foram eles: *NetTraffic*, *NetWorx* e *WireShark*.



Fig. 4.34 – Imagens dos computadores conectados para cada lado do enlace, enviando e recebendo informações ao mesmo tempo.

Com poucas diferenças nos resultados dos programas, conclui-se que a rede é totalmente estável. Os resultados foram satisfatórios, considerando a estrutura do enlace. Conforme gráfico (fig.4.35) é visto que o comportamento para o enlace obteve poucas oscilações em um período de 10 em 10 horas.

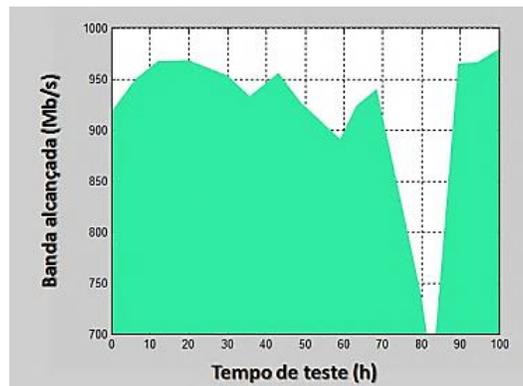


Fig. 4.35 – Gráfico do comportamento do enlace para 4 dias

É notada uma oscilação do sinal no ponto 80, devido a uma queda de energia ocorrida, no entanto o link logo se restabeleceu automaticamente.

#### 4.3.4 Enlace FSO no corredor da FEEC

O enlace FSO foi estabelecido no corredor interno da FEEC<sup>13</sup> (fig. 4.36) fixado em tripés. O objetivo agora seria o aumento da distância, obtendo o enlace em 50 metros.

<sup>13</sup>FEEC – Faculdade de Engenharia Elétrica e Computação (UNICAMP)

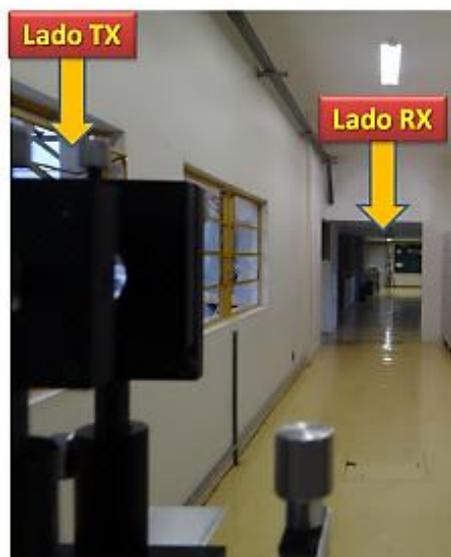


Fig. 4.36 – Enlace efetivado no corredor da FEEC

Da mesma forma que na mesa óptica, utilizou-se o laser de 633 nm para o alinhamento. A dificuldade aumenta conforme se distanciam os pontos, devido a dispersão sofrida pelo feixe na fibra óptica, ocorrendo uma grande perda na visualização (fig.4.37).

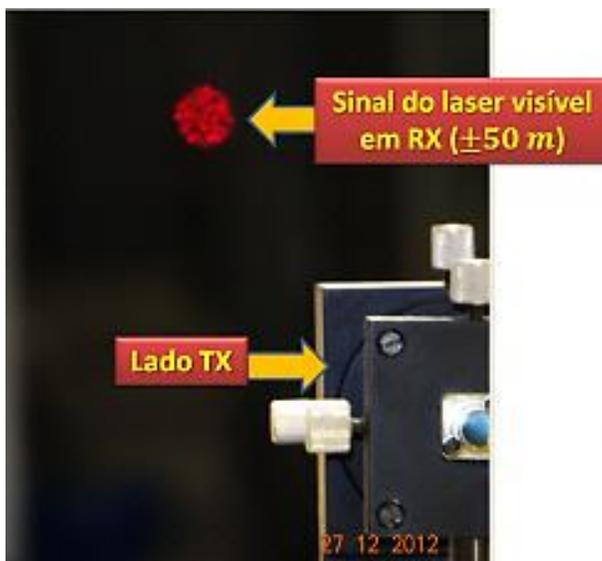


Fig. 4.37 – Sinal do laser visível enviado através da fibra multimodo na distância de 50 m.

Obteve-se a medida -19.45 dBm, que apesar de ser uma diferença grande em relação a que foi alcançada na bancada, ainda se encontra dentro da margem de segurança para o funcionamento do enlace utilizando os conversores de mídia GT-702.

#### 4.3.5 Experimentos com feixes de Bessel

- O Experimento de Durnin

Em 1987, através de um aparato simples e bastante engenhoso, Durnin, produziu um feixe de Bessel truncado transversalmente, por meio de uma abertura anular no foco de uma lente convergente e limitando suas dimensões radiais (fig.4.38) [11].

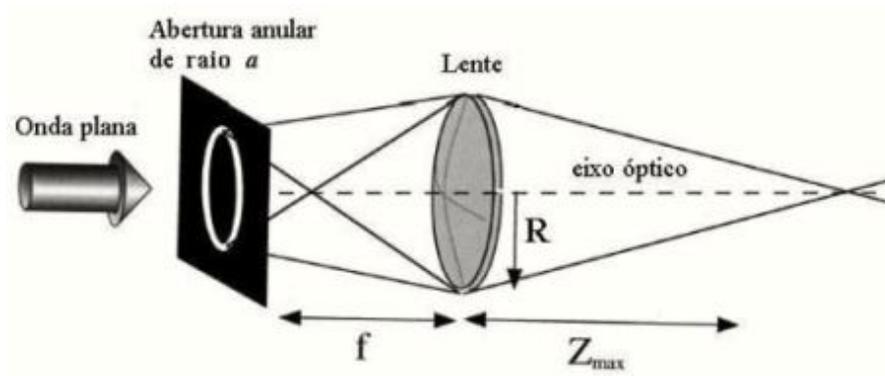


Fig. 4.38 - Esquema experimental de Durnin para a geração do feixe de Bessel

O feixe de Bessel possui capacidade de propagação, sem deformações, com alcance, em geral, muito maior que a de um feixe gaussiano de mesmo spot.

Isso é possível devido ao próprio padrão do feixe de Bessel, onde os anéis laterais de intensidade quando se difratam, acabam se reconstruindo a região mais central do feixe [12].

Matematicamente o feixe de Bessel de ordem zero [11] é dado por:

$$\Psi_{Bessel}(\rho, z; t) = J_0(k_\rho \rho) \exp(jk_z z) \exp(-j\omega t) \quad (4.1)$$

onde:

$$k_z = \frac{n(\omega)\omega \cos\theta}{c} \quad (4.2)$$

$$k_\rho = \frac{n(\omega)\omega \sin\theta}{c} \quad (4.3)$$

sendo o spot dado por:

$$\Delta_\rho \approx \frac{2.4}{k_\rho} \quad (4.4)$$

com:

- $n(\omega) = 1$  (por se tratar de espaço livre); (índice de refração)
- sendo  $\theta$  o ângulo de áxicon (chamado assim algumas vezes).

Esse é um feixe ideal, com fluxo de potência infinito e que, portanto, não existe na prática, logo só é possível gerar aproximações a partir de aberturas finitas, feixes truncados, com características não difrativas [14].

#### 4.3.6 Geração aproximada de um feixe de Bessel com o uso de um Áxicon

Para reprodução desse experimento foi necessário um filtro espacial composto de uma objetiva de 40X e 60X, pinhole de  $15\mu m$ , uma lente plano convexa para colimar o feixe, áxicons de  $0.5^\circ$ , por fim, a câmera CCD ou *perfilômetro* para analisar o feixe de Bessel (aproximado) gerado.

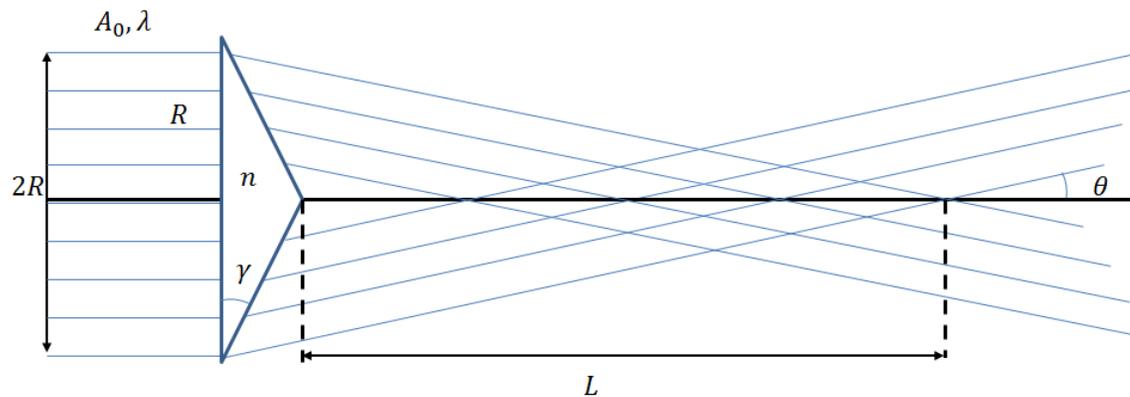


Fig. 4.39 – Gráfico da distribuição de intensidade do feixe de Bessel

A distribuição da intensidade de um feixe de Bessel gerado por uma onda plana com amplitude  $A_0$ , comprimento de onda incidente em um áxicon com dimensões transversais  $2a$  conforme figura 4.39, pode ser aproximada pelo método da fase estacionária [15], obtendo-se assim a seguinte expressão para a intensidade do feixe:

$$I_B(\rho, z) = |A_0|^2 4\pi^2 \frac{z}{\lambda} J_0^2(k\theta\rho), \quad (0 < z < L) \quad (4.5)$$

com  $\theta \approx (n - 1)\gamma$  (4.6) onde  $n$  é o índice de refração do áxicon.

Abaixo têm-se a equação para calcular o tamanho do spot central do feixe de Bessel.

$$\Delta\rho \approx \frac{2,4}{k\theta} \quad (4.7)$$

Onde:

- $k = \frac{\omega}{c}$

Cálculo para encontrar a distancia de alcance do feixe:

$$Z_{Max} \approx \frac{R}{\theta} \quad (4.8)$$

onde:

- $Z_{Max}$  = Distancia de alcance do Bessel
- R = Raio do Axicon (12,5 mm)

Repare que acima temos que, em geral,  $\theta \ll 1$ .

A estrutura da montagem (fig.4.40) mostra a necessidade dos componentes acima citados, para concretização experimental da geração de feixes não difrativos.

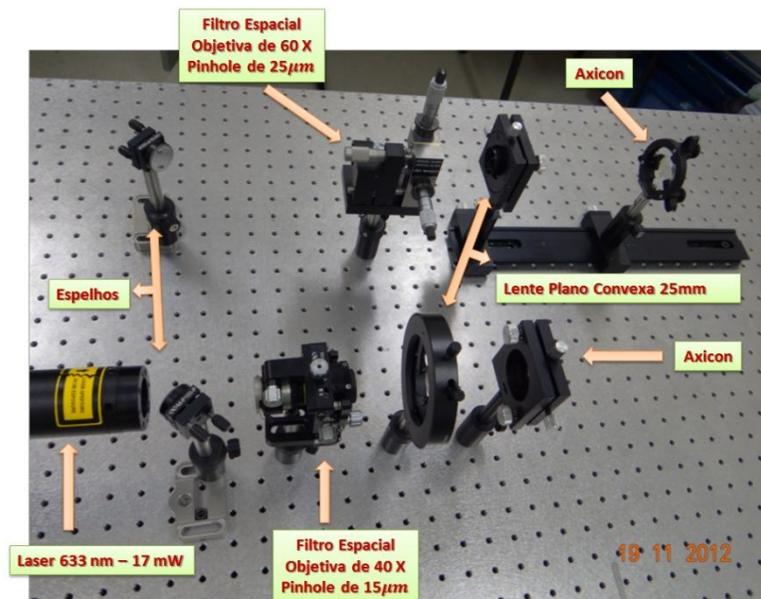


Fig. 4.40 – Montagem de todo o experimental na mesa óptica.

Esse experimento foi realizado utilizando o laser HeNe de 633nm como fonte de luz de alta potência. Por ser o laser uma fonte já colimada, não se torna possível

inserir-lo diretamente no axicon, devido sua abertura ser muito pequena, logo, o feixe de Bessel gerado seria ainda menor e sem possibilidades de visualização.

O filtro espacial é necessário para expansão do laser, ou seja, devido ao conjunto de objetiva, é possível difratar seu feixe (fig. 4.41), expandindo o sinal.

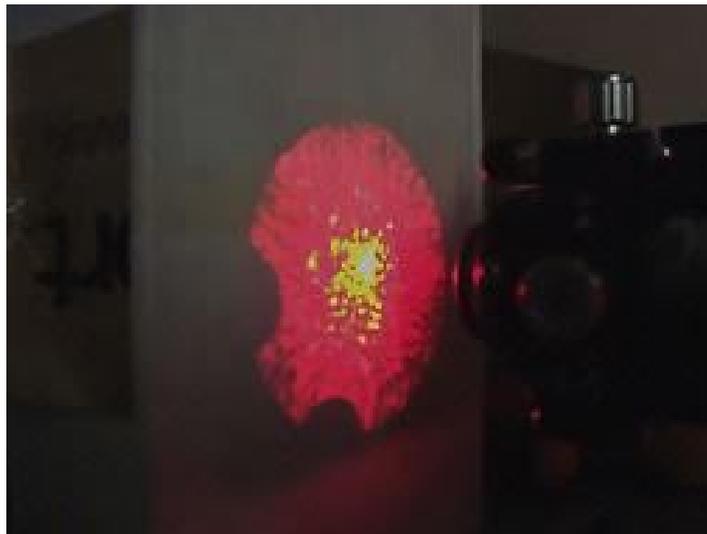


Fig. 4.41 – Expansão do feixe ao passar pela objetiva do filtro espacial

Após essa expansão o feixe será filtrado através do *pinhole* de tal maneira que só seja possível enxergar o spot central do feixe. Após o alinhamento do *pinhole* com o feixe, obtém-se a imagem (fig. 4.42) da concentração do spot central do feixe.

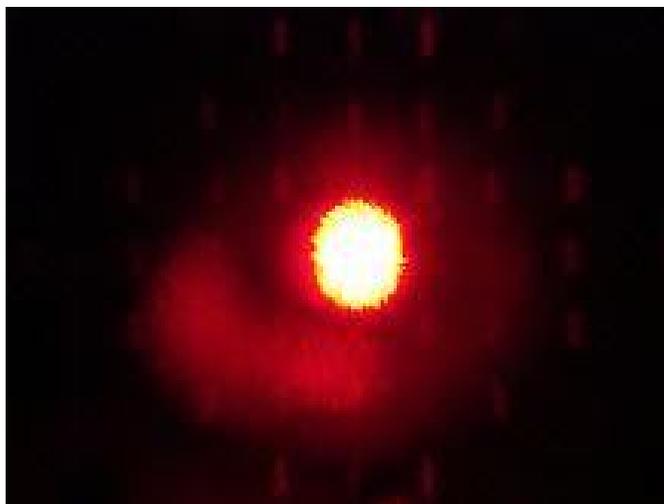


Fig. 4.42 – Spot central filtrado pelo pinhole

Esse é o sinal que será colimado através de uma lente plano convexa, onde ao passar pelo áxicon será gerado o feixe de Bessel e observado através da câmera CCD.

A distância focal da lente para colimar esse feixe foi de aproximadamente 3 cm do filtro espacial (fig. 4.43), obtendo o melhor desempenho no lançamento do spot luminoso preenchendo o diâmetro do Axicon (fig.4.44).

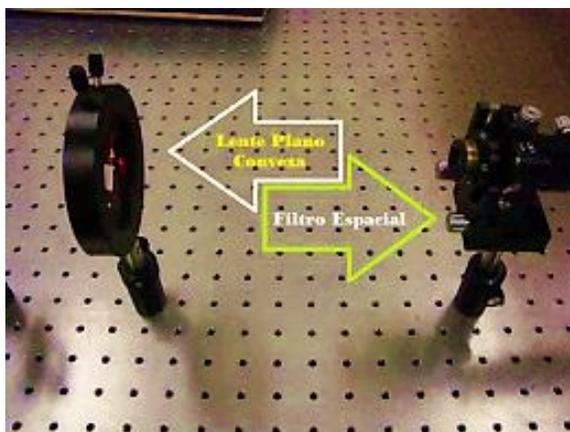


Fig. 4.43 – Esquema de montagem do filtro espacial para a lente plano convexa.

Sendo o sinal colimado pela lente plano-convexa conforme figura abaixo.



Fig. 4.44 – Sinal do laser colimado após passar pelo filtro espacial.

Para verificar como seria o comportamento do feixe de acordo com cada *áxicon*, é necessário efetuar uma estimativa baseada no seu raio e ângulo do cone conforme se observa abaixo:

Os testes foram feitos com alguns modelos de *áxicons* conforme a tabela abaixo:

Ângulo de <i>áxicon</i>	Tamanho do Spot do Feixe	Alcance Máximo ( $Z_{\max}$ ) [cm]
0.0087 rad	$28\mu m$	143 cm
0.0872 rad	$2.7\mu m$	14 cm
0.1745 rad	$1.4\mu m$	7 cm
0.3490 rad	$0.7\mu m$	3.5 cm

*Tabela 4.3 - Medidas entre ângulos e alcance*

Os valores da tabela acima foram obtidos através das equações (4.7) para o tamanho do spot e (4.8) para a distância de  $Z_{\max}$  onde os mesmos foram comprovados conforme montagem experimental. Em todos os casos  $R=1.25$  cm .

Foram feitos os experimentos com os angulos maiores de *áxicon*, no entanto, não foram detectados pela CCD pois seus spots são pequenos demais e a câmera não possui resolução de pixels para “enxergá-los”.

O *Áxicon* de  $0.5^\circ$  (fig. 4.45) é capaz de gerar um feixe de maior alcance em comparação aos outros, em torno de 1.45 m, além disso seu spot pode ser detectado pela câmera CCD. Abaixo temos a imagem do feixe e a distância aproximada de acordo com os cálculos.



Fig. 4.45 – feixe gerado pelo Axicon de  $0.5^\circ$

Como resultados esperados, as imagens a seguir mostram o perfil transversal do feixe de Bessel analisado através do perfilômetro (fig.4.46).

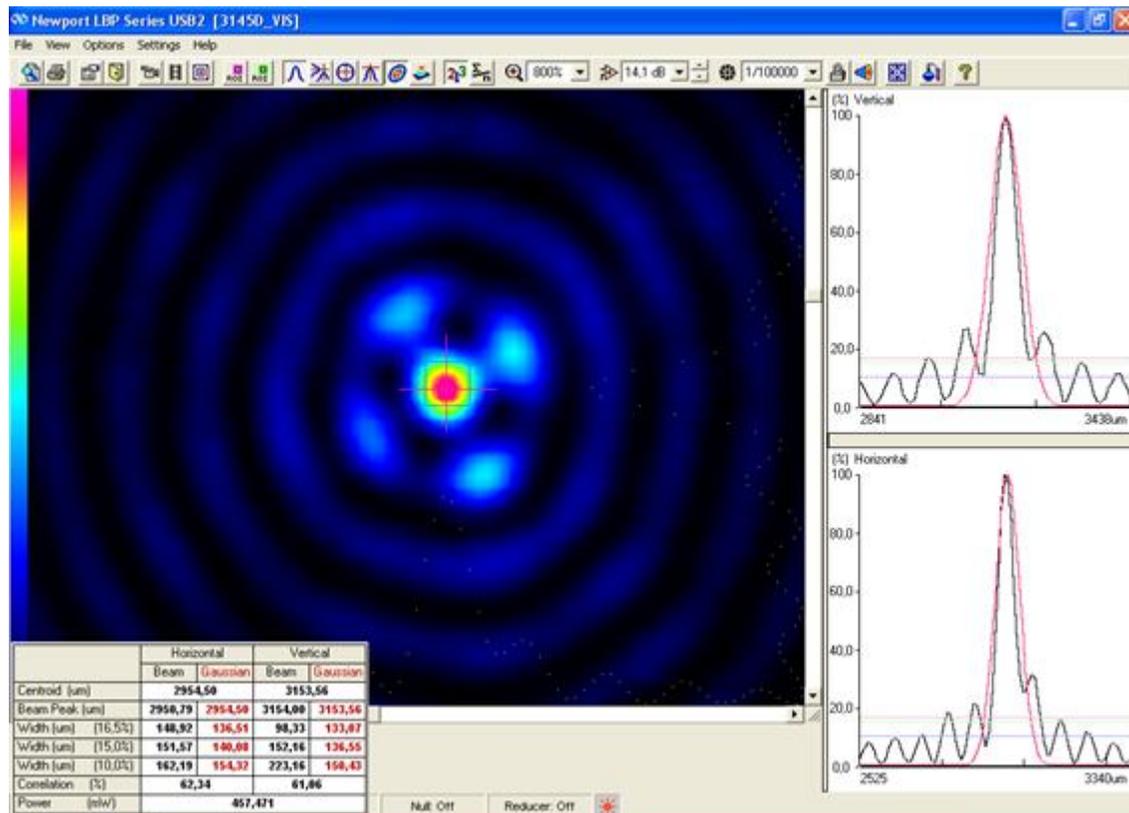


Fig. 4.46 – perfil do feixe de Bessel analisado pelo perfilômetro (CCD)

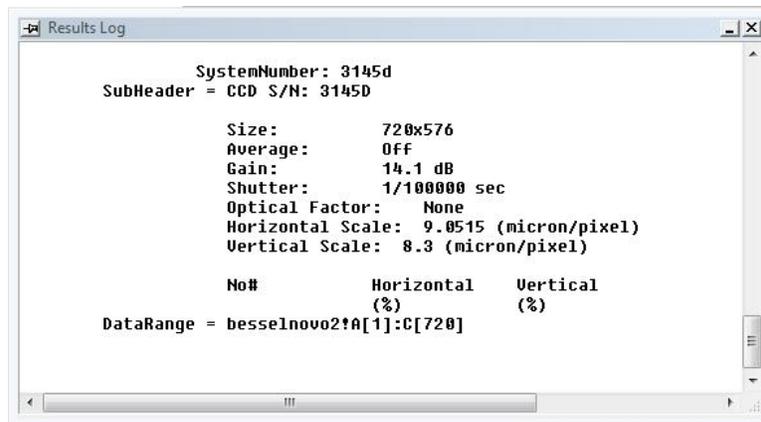


Fig. 4.47 – Cabeçalho de informações da figura gerada pelo programa da CCD.

Neste cabeçalho (fig.4.47) é possível verificar a relação entre número de pixels por *microns* obtendo assim o valor do tamanho do spot mostrado no gráfico gerado.

Quando analisados os dados da imagem gerada pelo Áxicon (fig.4.48) e tratados no software *Origin*, foi possível verificar que o tamanho do spot atingiu valor próximo dos obtidos teoricamente, confirmando assim a relação dos resultados práticos com os valores calculados mostrados na imagem abaixo.

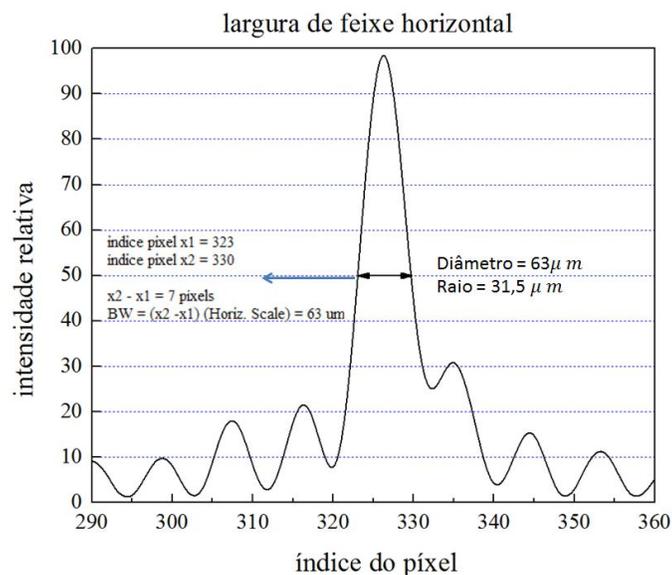


Fig. 4.48 – Perfil do feixe analisado pelo programa Origin.

Na próxima imagem segue a visualização dos anéis de Bessel. (fig. 4.49).

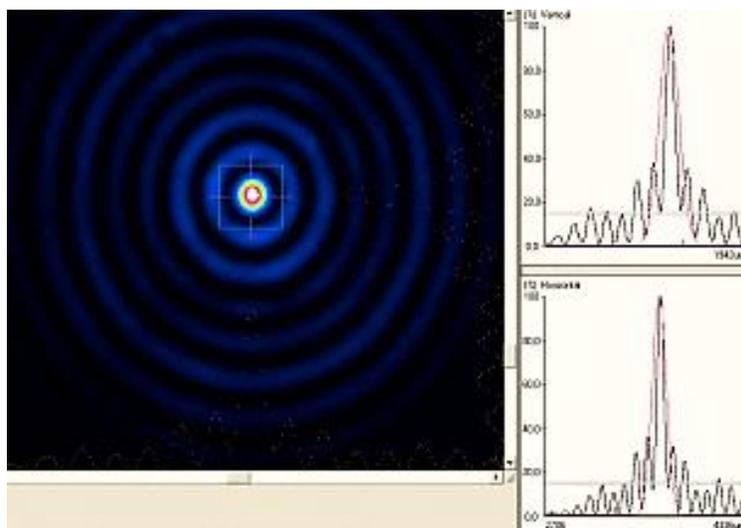


Fig. 4.49 – Visualização dos anéis do feixe de Bessel

Após a análise foi verificado que o feixe central não se altera até a distância  $Z_{\text{máx}} = 1.4$  m confirmando o carácter não difrativo do feixe nesse intervalo espacial.

#### 4.3.7 Feixes de Bessel em FSO

O feixe de Bessel foi aplicado ao link FSO de bancada (fig. 4.50) onde, nesse experimento foi trabalhado com configuração da radiação por infravermelho difuso, ou seja, se aplicou o sinal sendo emitido do conversor de mídia através de uma fibra óptica multimodo.

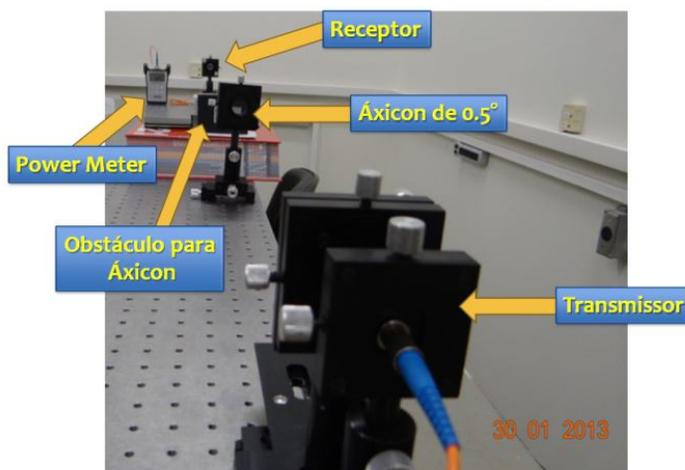


Fig. 4.50 – Enlace FSO com feixe de Bessel (áxicon de 0.5°)

Foi observado que a potência óptica medida não sofreu muita variação, sendo pequena a alteração em relação ao feixe gaussiano (sem áxicon). Para o Bessel o valor obtido foi em torno de 18.43 dBm utilizando o áxicon de 0.5° na saída do transmissor FSO (fig. 4.51), isso para curta distância de 15 cm de enlace.

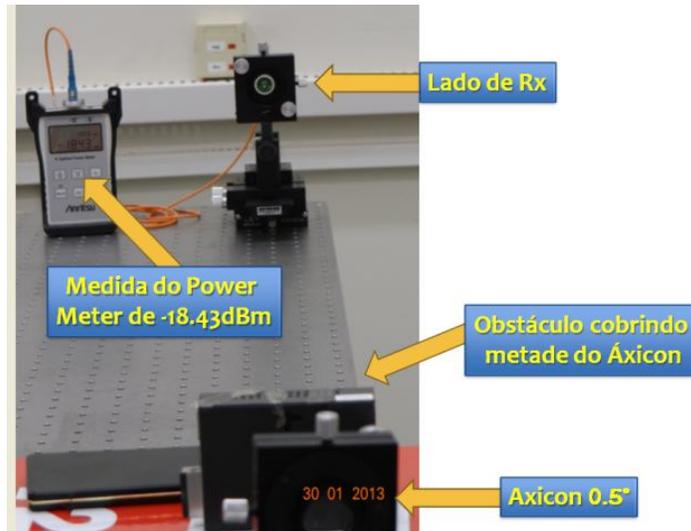


Fig. 4.51 – Medida alcançada com o feixe de Bessel e aplicando um obstáculo no meio do caminho.

Na montagem desse sistema utilizamos um obstáculo como se fosse um “muro” cobrindo cerca de 70 % da visada (fig. 4.52), onde, no comportamento com um feixe gaussiano (sem áxicon) ocorre a perda de sinal, em contrapartida, quando adicionado o áxicon e assim gerado o feixe de Bessel, temos a reposta apresentada no valor comentado acima.

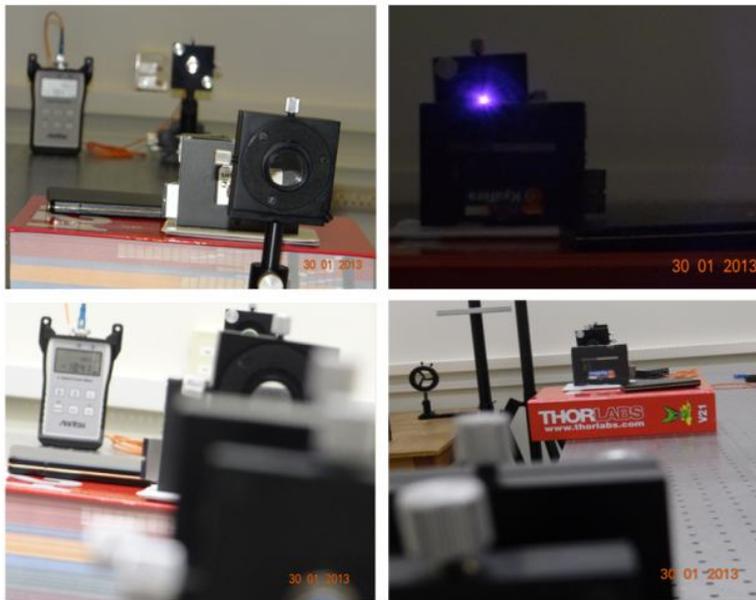


Fig. 4.52 – Visão geral da montagem do link FSO com feixe de Bessel

Foi provado assim que para FSO os feixes de Bessel são importantes no quesito de reconstrução do feixe, pois para os casos de partículas que apareçam no trajeto do enlace a função de reconstrução do feixe seria ideal para o link não ter seu sinal prejudicado.

# Referências

- [1] H. Willebrand, e B. S. Ghuman, “Free-Space Optics: Enabling Optical Connectivity in Today Networks”, SAMS, ISBN: 0-672-32248-x, 259 pages (2002) 18
- [2] O. Bouchet, H. Sizun, C. Boisrobert, F. de Fornel, e P. N. Favenec, “Free-Space Optics Propagation and Communication”, Iste, ISBN : 978-1-905209-02-6, 219 pages, (2004).
- [3] KILLINGER, Dennis, “Free Space Optics for Laser Communication Through the Air”, Optics & Photonic News, October 2002.
- [4] O'Shea, Donald; Callen, W. Russell; and Rhodes, William T. Introduction to Lasers and Their Applications. Reading, MA: Addison-Wesley PublishingCo., 1978.
- [5] <http://sci-toys.com/scitoys/scitoys/light/light.html>
- [6] OSRAM Catalog, "SFH203P"Silicon PIN Photodiode with Very Short Switching Time, [http://www.roselectronic.hu/a\\_info/resource/d/sfh203p.pdf](http://www.roselectronic.hu/a_info/resource/d/sfh203p.pdf)
- [7] Soares Neto, Vicente; "Telecomunicações - Sistemas de Modulação - Uma Visão Sistêmica"Editora: Erica; Engenharia e Tecnologia / Engenharia Eletrônica
- [8] MALVINO, A.P., "Electronic principles".McGraw-Hill, Glencoe, 1993
- [9] G. Yun, M. Kavehrad, IEEE Fellow, "SPOT-DIFFUSING AND FLY-EYE RECEIVERS FOR INDOOR INFRARED WIRELESS COMMUNICATIONS" Department ofElectricalEngineering, Universityof Ottawa Ottawa, Ontario, CANADA. KIN 6NS
- [10] Jamal M. Alattar and Jaafar M. H. Elmirghani, "Multi-line Multi-Spot Diffusing Indoor OW Channel with A 7-Detectors" Diversity Receiver, Institute of Advanced TelecommunicationsUniversity of Wales Swansea
- [11] DURNIN, J. Opt. Soc. ofAm. A 4, 651 (1987)
- [12] R. M. Herman e T. A. Wiggins, Productionand uses ofdiffractionlessbeams, J. Opt. Soc. Amer. A, vol8, pp. 932-942 (1991)
- [13] Datasheet OSRAM SFH203P
- [14] M. Miranda, Marco AntonioeH. E. Hernandez-Figueroa, “Feixes não Difrativos Aplicados a Comunicações Ópticas no Espaço Livre”.
- [15] Néron, Jean-Luc, Matricesbidimensionnelles d'éléments de micro-optique- Fabricationetcaractérisation, Département de physique, géniephysique et optiqueFaculté dessciences et géniesuniversité lavalQuébec, 2005



# Conclusão

Com esse trabalho é possível concluir que o uso da luz nas transmissões de dados, voz e áudio já podem fazer parte do cotidiano de grandes projetos em telecomunicações. E que de um ponto de vista econômico, essa tecnologia poderá trazer grandes vantagens quando moldada de acordo com a necessidade de aplicação.

Da mesma forma torna-se possível a parceria entre o uso de rádio frequência para transmissões curtas e a tecnologia fotônica sem fio, eliminando, assim, grande quantidade de poluição eletromagnética existente em muitas cidades.

O uso de feixes não difrativos nos traz a confiança de uma transmissão óptica sem fio que não sofrerá tanto com interferências de partículas encontradas suspensas na atmosfera, graças à característica de regeneração através dos anéis externos de intensidade. Foi verificado que o feixe de Bessel poderá funcionar perfeitamente em enlaces de FSO.



## Trabalhos futuros

No que diz respeito aos trabalhos futuros, pretendemos implementar um link de FSO de algumas centenas de metros.

Para tanto será necessário desenvolver um sistema de controle automatizado para o alinhamento, com ajustes micrométricos, garantindo estabilidade e melhorias para o manuseio do enlace.

Além disso, tentaremos implementar esse link usando feixes não-difrativos de longa distância, usando para tanto uma associação de moduladores espaciais de luz e lentes apropriadas.



# Anexo A

## 5.1 Software de simulação para enlaces FSO

Nessa parte do trabalho ocorreu o desenvolvimento de um software com base matemática nas formulações de modelagem em comunicações ópticas no espaço livre. Todo esse ambiente de simulação teve sua base a partir da plataforma do *Matlab*® e sua ferramenta para construção de ambientes gráficos interativos, o *Guide*.

Através desta simulação é possível interagir com valores diversos em uma única tela através de botões, campos para preenchimentos, entre outras opções de interatividade.

O software é o mesmo já apresentado em versões anterior em simpósios passados, agora, em sua mais nova versão mais recente, com mais ferramentas de manuseio facilitando a compreensão de uso, além de proporcionar o funcionamento sem vínculo total com o *Matlab*®, pois através da linguagem de programação C++, têm-se a alternativa de que seu funcionamento ocorra quase que independente.

## 5.2 O software

Na parte sobre modelagem do sistema foram abordados os itens capazes de prever matematicamente como um enlace FSO se comportará para qualquer região. Através de informações como taxas de precipitações de chuvas, informações sobre condições atmosféricas, especificações sobre partículas e moléculas existentes na atmosfera somos capazes de captar até que distância um enlace óptico no espaço livre poderá chegar.

Dessa maneira, diante dos gráficos gerados da relação entre os diversos fatores constituintes na atmosfera com o comportamento óptico no espaço livre, surgiu a necessidade de se programar um ambiente onde não seja necessário ter que reescrever códigos ou ficar alterando informações para sempre plotar um gráfico correspondente.

### 5.3 Telas do Software

Como todo programa necessita de uma apresentação, nesse se visualiza na primeira tela (Fig.5.1) o nome da universidade para o qual foi desenvolvido fazendo parte do projeto de mestrado, assim como seu título, “Cálculos de parâmetros FSO”.

Abaixo se observa as opções para cálculos dos valores que são considerados importantes para a melhor concretização do enlace, observando-se os tipos de atenuações que podem ocorrer no sistema FSO e comportamento da transmitância.

Ao final é apresentado o nome do responsável pelo desenvolvimento do programa.

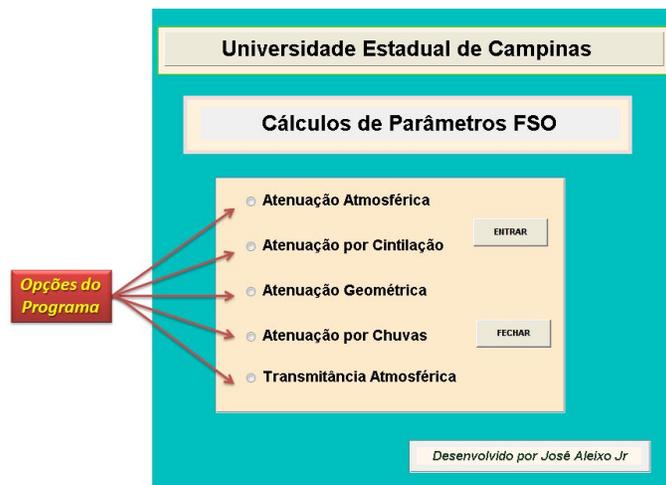


Fig.5.1 – Tela de abertura do programa

Para começar a trabalhar com este software é necessário escolher a opção desejada e depois ir para o botão entrar, sendo esta a opção de acesso para as todas as opções.

#### 5.3.1 As opções do programa:

- Atenuação Atmosférica

Logo, nesta parte do programa, para se calcular a atenuação e analisar seu comportamento gráfico temos como entrada para cálculo, a distância desejada para o enlace e a escolha de qual comprimento de onda se pretende trabalhar (fig.5.2).

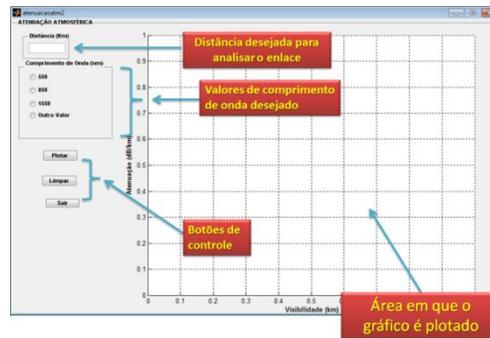


Fig.5.2 – Tela em branco para atenuação atmosférica

Para se plotar usou-se a seguinte estrutura para fórmula abaixo:

$$S(j) = (3.91 / v(j)) * ((L_2 / L_1)^{-q}),$$

onde a declaração para “q” [Kim] ficou da seguinte maneira:

```

for j=1:max(size(V))
if V(j) > 50
q = 1.6;
elseif V(j)>6 || V(j)<50
q = 1.3;
elseif V(j)>1 || V(j)<6
q = (0.16*(V(j))+0.34);
elseif V(j)>0.5 || V(j)<1
q = V(j)-0.5;
else
V(j)<0.5;
q=0;
end

```

Para chegar ao valor final e plotar em dB/km utilizou-se a equação e comando:

```

Atamo=4.343*S;
plot(V,Atamo,'r-*')

```

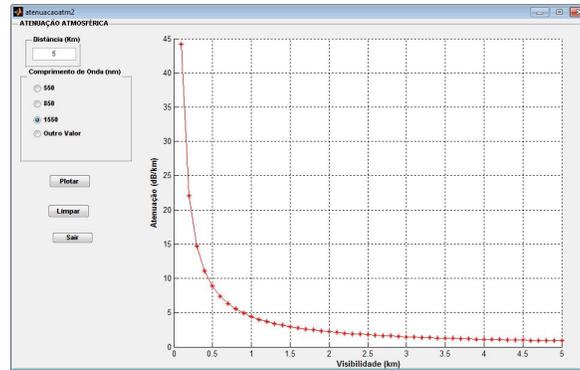


Fig.5.3 – Atenuação Atmosférica para distância de 5 km e comprimento de onda de 1550 nm.

Um exemplo foi simulado (fig.5.3) onde se entrou com valor de visibilidade de 5 km, comprimento de onda de 1550 nm, assim gerando o gráfico.

- Atenuação por cintilação

Essa atenuação é devida aos efeitos de turbulências atmosféricas que podem ocorrer durante o funcionamento do enlace óptico, onde um fator determinante para esse cálculo é o índice de refração do ar, que, por sua vez, varia de acordo com o horário, condição climática e região.

Na escolha do comprimento de onda (fig.5.4), foram inseridos alguns valores padrões ao se trabalhar com laser onde, também, há um campo para inserção de um novo valor.

Um exemplo de situação para esse cálculo é mostrado na figura abaixo (fig.5.5), onde para visibilidade de 7 km, índice de refração de  $2.89 \times 10^{-14}$  e comprimento de onda de 785 nm, obteve-se o gráfico correspondente.

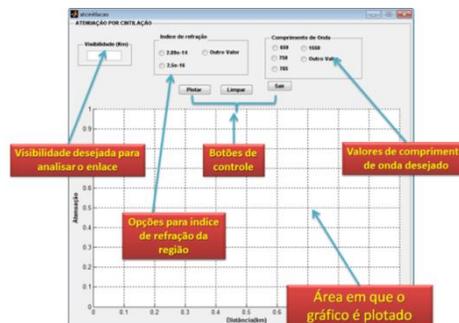


Fig.5.4 – Apresentação da tela para cálculo de cintilação

Nesse gráfico, observa-se que quanto maior a distância maior será a atenuação, neste caso do exemplo observa-se que a partir de 3 km a atenuação já começa a passar de 15dB.

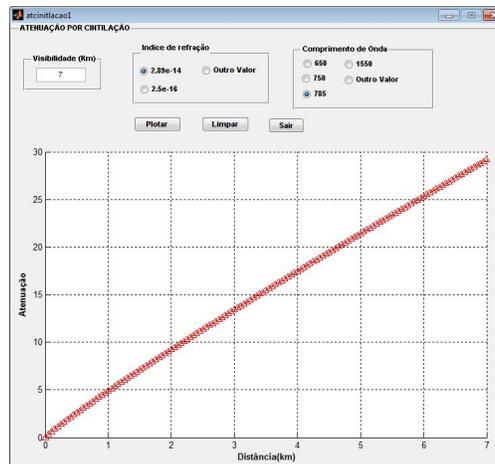


Fig. 5.5 – Simulação para uma atenuação com visibilidade de 7 km, comprimento de onda 785 nm

- Atenuação geométrica

A atenuação geométrica se dá ao comportamento do feixe de laser no espaço livre em longas distâncias. Como o feixe sofre abertura no seu ângulo de divergência, é impossível ter um feixe óptico perfeitamente colimado. Para um projeto de um enlace do sistema FSO, o cálculo dessa atenuação é feito a partir do ângulo de divergência oferecido pelo laser. Esta divergência faz com que a área da seção reta do feixe aumente continuamente e, conseqüentemente, apenas uma parcela da energia óptica transmitida será captada pelo receptor. Na figura 5.6, tem-se uma ilustração do cone de divergência e dos principais parâmetros utilizados no modelo de atenuação geométrica.

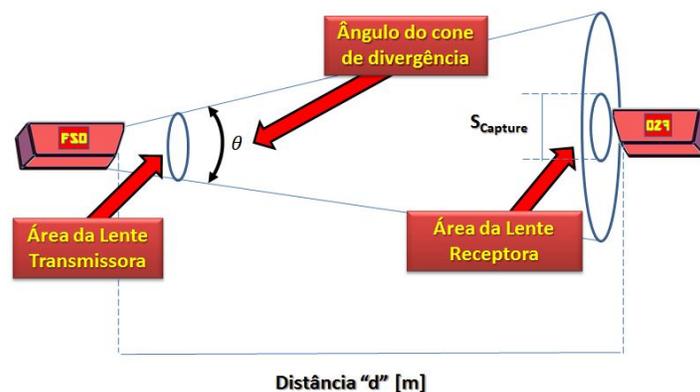


Fig.5.6 – Exemplo de como seria o comportamento da atenuação geométrica.

Para essa parte do programa os itens importantes para o cálculo dessa atenuação são o tamanho da lente do transmissor, tamanho da lente no receptor, o ângulo de divergência do feixe e a distância do enlace. Esses são os valores solicitados na tela de simulação dessa atenuação (fig.5.7).

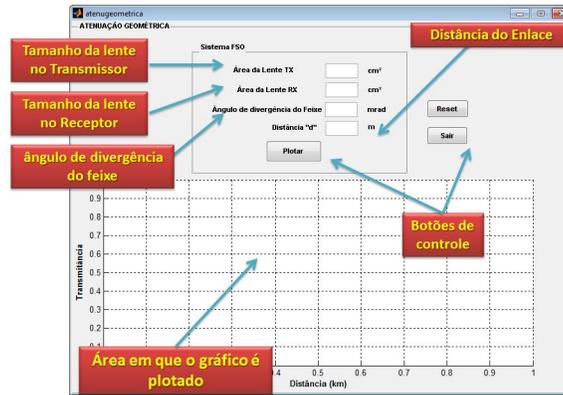


Fig. 5.7 – Tela da Atenuação geométrica

Geralmente o diâmetro das lentes é dado em mm, logo, usamos a conversão para cm<sup>2</sup> para trabalhar nesse programa. Para o caso da lente de 25 mm temos 5 cm<sup>2</sup>, de 50mm será igual a 19.64 cm<sup>2</sup> aproximadamente.

Para isso a fórmula seria:

$$Area_{mm \rightarrow cm^2} = \pi \left( \left( \frac{d}{2} \right)^2 \right)$$

A simulação a seguir (fig.5.8) mostra a utilização de lentes de 25 mm para ambos os lados com ângulo de 1mrad e distância de 2 km.

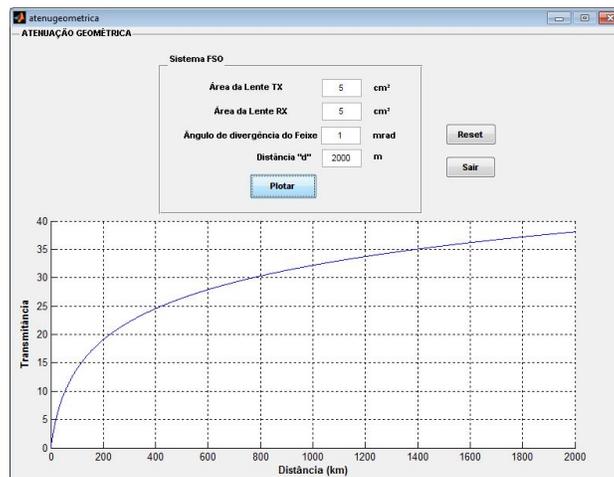


Fig.5.8 – Simulação da atenuação geométrica

- Atenuação por chuvas.

Para atenuação por chuvas um fator importante a ser considerado nessa estimativa é o tamanho das gotas [1,2] cujo diâmetro varia, geralmente, entre 0,01e 6 mm. Para diâmetros menores a 0,01 mm as gotas evaporam-se com rapidez. Para diâmetros acima de 6 mm, a gota de chuva sofre fracionamento devido fragilidade ao atingir esse tamanho não havendo tensão suficiente que suporte tamanhos maiores.

A distribuição do tamanho das gotas de chuva varia, basicamente, com a taxa de precipitação [1,2]. Nesse caso, o mais apropriado é utilizar dados de taxa de precipitação relacionados com cada região, o ITU-R utiliza o conceito de região climática [1], que consiste numa região que tem uma determinada curva característica de taxa de precipitação por percentagem de tempo.

Nossa tela de apresentação (fig.5.9) para essa simulação solicita valores de visibilidade e taxa de precipitação, tendo como resposta o gráfico de comportamento da atenuação e seu valor em dB/km.

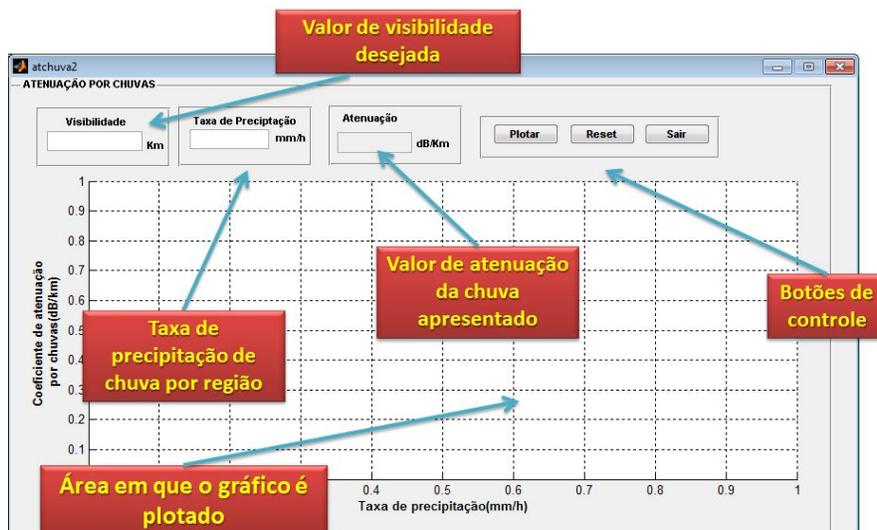


Fig.5.9 – Simulação da atenuação geométrica

Para estimativas na simulação com valores reais de taxa de precipitação utilizou-se de informações de previsão do tempo para o estado de São Paulo, fornecidos por fonte de pesquisa climática [3] sendo possível estimar esse valores para nossa simulação.

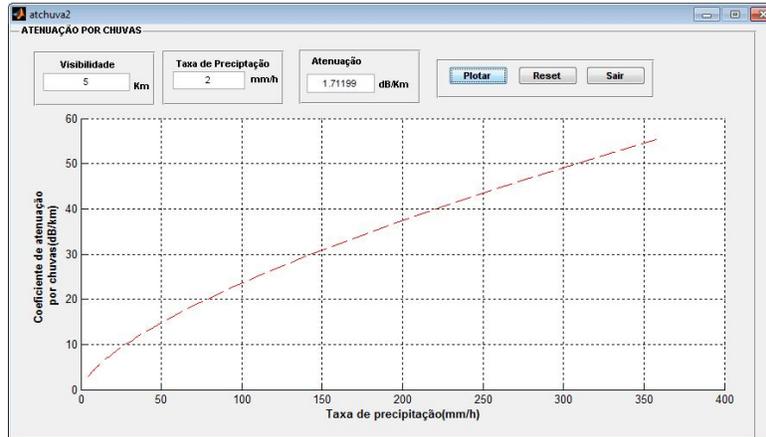


Fig. 5.10 – Tela da Atenuação por Chuvas do coeficiente de atenuação pela taxa de precipitação.

De acordo com a simulação ocorrida, para uma distância de 5 km, com uma taxa de precipitação de 2 mm/h, obteve-se o gráfico (fig.5.10) correspondente com valor de atenuação de 1.72 dB/km.

Observa-se no gráfico que para um sistema operar em condições que sejam maiores que 40 dB não haverá problemas com presença de chuvas, pois até mesmo a atenuação não mostrou valor tão alto para interferir na transmissão.

- **Transmitância Atmosférica**

Transmitância é a fração de luz incidente com um comprimento de onda específico, que atravessa uma amostra de matéria, que neste caso, do software, são as condições climáticas.

Sendo a transmitância em função da visibilidade, sua medida se torna possível através distância do enlace e de fatores como comprimento de onda e condições de visibilidade.

Para gerar o gráfico em relação a transmitância atmosférica usou-se a tabela estabelecida por [KIM,1998] onde são mostradas as relações entre perdas atmosféricas, visibilidade, taxas de precipitação e as condições do tempo apresentadas.

Essa parte do programa (fig.5.11) irá gerar o gráfico da transmitância se comportando ao longo de determinada distância em cima do valor de visibilidade que for declarado no campo em branco.

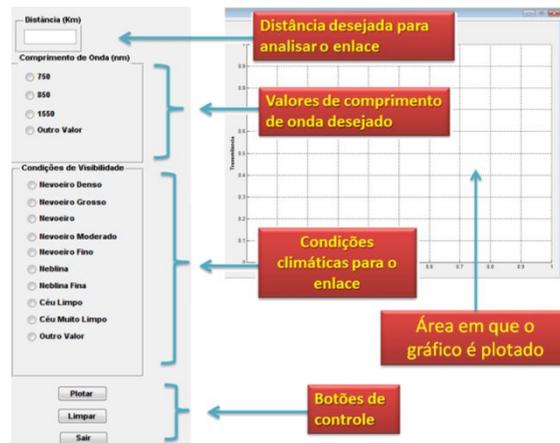


Fig. 5.11 – Tela em branco para cálculo da transmitância

Separadamente é apresentada abaixo uma representação gráfica específica da condição numérica para visibilidade (fig.5.12), assim como uma melhor visualização para a condição de nevoeiro quando a visibilidade está na casa dos 500 m, com isso, foi aplicado uma espécie de “zoom” (fig.5.13) para melhor comparação.

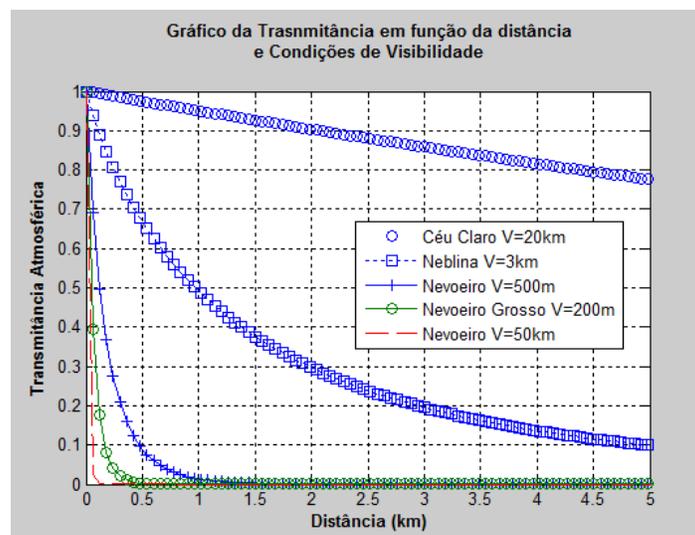


Fig. 5.12 – Simulação somente de 5 situações climáticas para comprimento de onda de 1550 nm

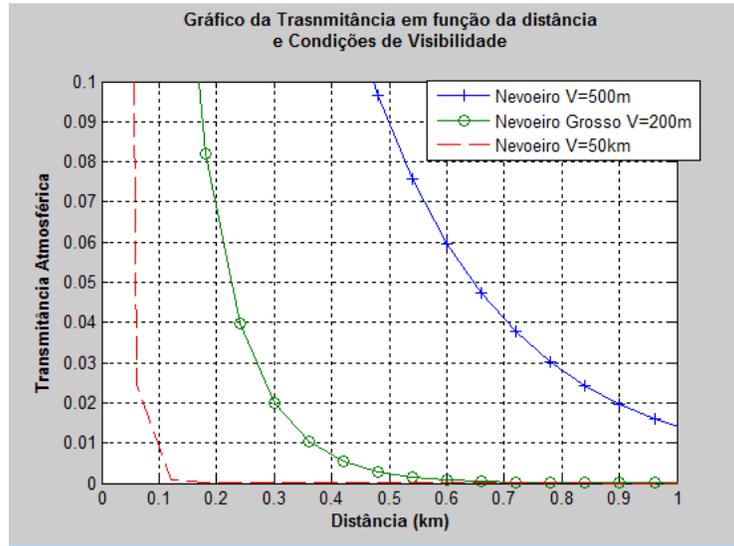


Fig. 5.13 – Zoom para as 3 condições que mais atrapalham o enlace óptico no espaço livre

Na figura 5.14 é possível analisar que para uma distância de 100 metros, utilizando o comprimento de onda de 1550 nm, exemplificando a situação de nevoeiro denso, a atenuação será alta, 271.65 dB/km, sendo assim, provocando séria consequência para enlace óptico.

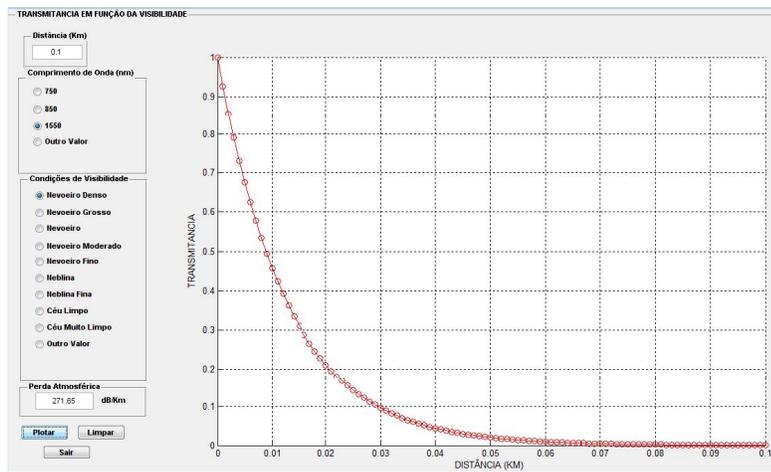


Fig.5.14– Tela da Transmissão Atmosférica