

Dissertação de Mestrado

Inatel

Instituto Nacional de Telecomunicações

ALGUMAS NÃO-LINEARIDADES DA FIBRA ÓPTICA
EM SISTEMAS DE MULTIPLEXAGEM POR DIVISÃO
DE COMPRIMENTO DE ONDA

JORGE FALCÃO DO CARMO

NOVEMBRO/ 2010

INSTITUTO NACIONAL DE TELECOMUNICAÇÕES – INATEL
MESTRADO EM TELECOMUNICAÇÕES

**ALGUMAS NÃO-LINEARIDADES DA FIBRA ÓPTICA EM
SISTEMAS DE MULTIPLEXAGEM POR DIVISÃO DE
COMPRIMENTO DE ONDA**

JORGE FALCÃO do CARMO

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

Orientador: José Antônio Justino Ribeiro

Santa Rita do Sapucaí

2010

FOLHA DE APROVAÇÃO

Dissertação defendida e aprovada em 05/11/2010
pela comissão julgadora:

Prof. Dr. José Antônio Justino Ribeiro - Orientador

Prof. Dr. Adonias Costa da Silveira - INATEL

Prof. Dr. Danilo Henrique Spadoti - UNIFEI

Prof. Dr. José Marcos Câmara Brito
Coordenador do Curso de Mestrado

À minha mãe, Clarice Falcão

03/09/1925 -18/12/2007

Agradecimentos

Faço-os ao Prof. José Antônio Justino, meu orientador, que a despeito de mal haver saído de período de convalescência em março de 2007, retomou suas atividades de professor na Graduação e no Mestrado, beneficiando dezenas de alunos com seu saber. Ainda, agradeço-o por sua paciência e orientação na elaboração deste trabalho. Agradeço de certa forma minha mãe Clarice Falcão, pelo apoio estratégico, embora sempre tenha sido contrária à busca de estudos mais avançados, pois já me considerava bastante estabilizado na vida. Em especial agradeço a então Secretária do Mestrado, Robélia da Costa Carneiro, por ter me incentivado por e-mail em momento difícil da minha vida: a morte de minha mãe, quando quis desistir de tudo, com metade da Dissertação já encaminhada. Também os faço à atual Secretária do Mestrado, Gisele Moreira dos Santos pela sua doçura e paciência.

ÍNDICE

Índice	i
Lista de figuras	iii
Lista de tabelas	v
Lista de abreviaturas e siglas	vi
Símbolos e parâmetros	vii
Resumo e abstract	x

CAPÍTULO I INTRODUÇÃO

1.1	Histórico das comunicações ópticas	1
1.2	Motivação do tema	3
1.3	Desenvolvimento do trabalho	4
1.4	Aspectos da multiplexagem por divisão de comprimento de onda	5

CAPÍTULO II CARACTERÍSTICAS DA PROPAGAÇÃO NA FIBRA ÓPTICA

2.1	Velocidades de propagação do feixe óptico	6
2.2	Influência do índice de refração	7
2.3	Análise do caso particular da sílica	9
2.4	Disponibilidade do espectro óptico	10
2.5	Alterações no feixe óptico guiado	11
2.6	Causas e valores da parcela do termo dispersivo de segunda ordem	19

CAPÍTULO III CAUSAS INTRÍNSECAS DO ALARGAMENTO TEMPORAL DO PULSO GUIADO

3.1	Condições gerais de transmissão	22
3.2	Oscilador harmônico simples	22
3.3	Polarização dos átomos de um corpo	23
3.4	Efeitos da polarização do meio	24
3.5	Efeitos de não-linearidade do meio sobre a polarização	26
3.6	Equação de onda	29
3.7	Susceptibilidade elétrica no meio anisotrópico	31

CAPÍTULO IV DESCRIÇÃO DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS

4.1	Conceitos de comprimento efetivo e área efetiva	33
4.2	Discussão preliminar sobre alguns efeitos na fibra óptica	35
4.3	Espalhamento estimulado de Brillouin (SBS)	39
4.4	Espalhamento estimulado de Raman (SRS)	44
4.5	Efeito Kerr	51
4.6	Modulação induzida de fase (CIP)	52
4.7	Mistura de quatro ondas (FWM)	56

CAPÍTULO V CONSEQÜÊNCIAS DAS NÃO-LINEARIDADES

5.1	Introdução	59
5.2	Caracterização da fibra utilizada nas análises	59
5.3	Influência do espalhamento estimulado de Raman	60
5.4	Influência da modulação induzida de fase	63
5.5	Influência do espalhamento estimulado de Brillouin	64
5.6	Influência da mistura de quatro ondas	66

CAPÍTULO VI COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

6.1	Comentários gerais	68
6.2	Conclusões	68
6.3	Sugestões para trabalhos futuros	70
	Referências bibliográficas	71

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Elementos de um sistema básico de comunicações por fibra óptica com interface eletrônica repetidor - regenerador	10
Figura 1.2	Sistema empregando amplificador de fibra dopada a érbio (EDFA), apropriado para comunicações na terceira janela de baixa perda na fibra	12
Figura 2.1	Gráfico das variações dos índices de refração do material (N) e do índice de refração de grupo (N_g) em função dos comprimentos de onda	20
Figura 2.2	Variações das velocidades de fase e de grupo na sílica, em função do comprimento	21
Figura 2.3	Variações típicas de atenuação, dispersão de onda guiada e de dispersão do material em fibras ópticas comuns à base de sílica em função do comprimento de onda do feixe guiado	22
Figura 2.4	Representação de um sinal óptico no domínio do tempo. (a) Pulso gaussiano de modulação; (b) Feixe óptico modulado em amplitude por um pulso gaussiano	23
Figura 2.5	Representação de pulso gaussiano de frequência modulada, com espectro centrado em ω_0 e largura $\Delta\omega$ equivalente a $1/e$.	29
Figura 2.6	Alargamentos temporais dos pulsos de certo fluxo medidos em dois pontos distintos ao longo do meio de transmissão.	30
Figura 3.1	Modelo simples para representar o movimento de elétrons em um meio, sob ação de uma força externa e uma força de restauração	35
Figura 3.2	(a) Dipolos paralelamente dispostos e orientados na mesma direção de \vec{E} ; (b) dipolos não arranjados de modo paralelo do campo elétrico \vec{E}	43
Figura 4.1	Definição de comprimento efetivo para a propagação em um meio de características conhecidas	45
Figura 4.2	Conceito de área efetiva, levando em conta a distribuição da intensidade óptica na secção transversal da fibra	46
Figura 4.3	(a) Seqüências de bits para dois canais multiplexados em comprimento de onda sem influência de não-linearidades. (b) Efeitos possíveis com a presença de fenômenos não-lineares	47
Figura 4.4	(a) Esquema ilustrando a interação de um fóton com um átomo (b) Diagrama de níveis de energia do espalhamento Rayleigh, considerando que no choque elástico não existe perda de energia	49
Figura 4.5	Aspectos descritivos do retroespalhamento estimulado de Brillouin, destacando a onda incidente, a formação da onda acústica e a onda de Stokes	51
Figura 4.6	Diagrama de níveis de energia envolvendo espalhamentos. (a)	56

	Espalhamento de Raman, envolvendo a onda de Stokes. (b) Espalhamento de Raman, envolvendo a onda de anti-Stokes	
Figura 4.7	Espectro de ganho de Raman para fibra de sílica fundida com bombeamento $\lambda_p = 1\mu\text{m}$. Identifica-se um valor máximo para diferença de frequência em torno de 12THz, com uma largura de faixa de aproximadamente 13THz em torno deste máximo. O efeito praticamente anula-se em uma diferença total de 40THz	58
Figura 4.8	Esboço representativo de três ondas de entrada e nove ondas geradas através de processo de mistura de quatro ondas. a) para a separação de intervalos diferentes de frequência; b) para intervalos iguais de frequência em relação a $f_3 - f_2$ e $f_2 - f_1$	71
Figura 5.1	Distribuição típica da intensidade óptica do modo fundamental em uma fibra de 10nm de diâmetro do núcleo. Considerou-se a casca com diâmetro de 125mm e o campo óptico praticamente nulo para uma distância radial igual ou superior a três vezes o raio do núcleo	73
Figura 5.2	Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação seja inferior a 1dB.	76
Figura 5.3	Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação seja inferior a 1dB por efeito Raman e por efeito da modulação induzida de fase.	78
Figura 5.4	Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação seja inferior a 1dB. Estão comparadas as limitações por efeito Raman, por efeito da modulação induzida de fase e por efeito de Brillouin	80
Figura 5.5	Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, representando as componentes originadas pela mistura de quatro ondas.	81

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1	Valores de níveis de potência associados a comprimentos de onda capazes de garantir comportamento linear para a sílica	19
Tabela 2.2	Divisão das bandas ópticas de acordo com a ITU-T	21

LISTA DE SIGLAS E ABREVIACOES

<i>AON</i>	rede totalmente 3ptica	<i>all optical network</i>
<i>BER</i>	taxa de erro de bits	<i>bit error rate</i>
<i>CIP</i>	modulação de fase induzida	<i>carrier induced phase</i>
<i>DFB</i>	laser com realimentação distribuıda	<i>distributed feedback diode</i>
<i>DSF</i>	fibra de dispersão deslocada	<i>dispersion shifted fibre</i>
<i>EDFA</i>	amplificador a fibra dopada com 3rbio	<i>erbium doped fibre amplification</i>
<i>FWM</i>	mistura de quatro ondas	<i>four- wave mixing</i>
<i>GVD</i>	dispersão de velocidade de grupo	<i>group velocity dispersion</i>
<i>NRZ</i>	não-retorno a zero	<i>non-return –to –zero</i>
<i>NZFD</i>	fibra com dispersão não-nula	<i>non-zero dispersion fibre</i>
<i>PMD</i>	dispersão por modo de polarização	<i>polarisation mode dispersion</i>
<i>SBS</i>	espalhamento estimulado de Brillouin	<i>stimulated Brillouin scattering</i>
<i>SPM</i>	automodulação de fase	<i>self-phase modulation</i>
<i>SRS</i>	espalhamento estimulado de Raman	<i>stimulated Raman scattering</i>
<i>STDF</i>	fibra 3ptica padrão	<i>standard fibre</i>
<i>TDM</i>	multiplexagem por divisão de tempo	<i>time-division multiplexing</i>
<i>WDM</i>	multiplexagem por divisão de comprimento de onda	<i>wavelength division multiplexing</i>
<i>XPM</i>	modulação cruzada de fase	<i>cross phase modulation</i>

SÍMBOLOS E PARÂMETROS

A	Área geométrica do núcleo da fibra óptica
A_e	Área efetiva do núcleo da fibra óptica
$A(z,t)$	Função que descreve a envoltória do pulso
A	Raio do núcleo da fibra
\vec{B}	Vetor densidade de fluxo magnético, em teslas
BW	Largura de faixa
B	Taxa de bits
BER	Taxa de erro de bit
C	Velocidade da luz no vácuo ($2,99792458 \times 10^8$ m/s $\cong 3 \times 10^8$ m/s)
C	Fator de deslocamento de frequência com o tempo, denominado gorgueio ou <i>chirp</i>
C	Constante de proporcionalidade em diversas equações
D	Coefficiente de degenerescência na mistura de quatro ondas
D	Coefficiente de dispersão na fibra óptica
\vec{D}	Vetor densidade de fluxo elétrico
D_m	Coefficiente de dispersão de material em fibras ópticas
D_w	Coefficiente de dispersão de guia de ondas em fibras ópticas
DSF	Sigla para identificar a fibra de dispersão deslocada, correspondente a <i>dispersion shift fiber</i>
\vec{E}	Vetor campo elétrico
E	Amplitude do campo elétrico da onda guiada no meio
E	Valor instantâneo do vetor campo elétrico, não incluindo informações sobre sua direção
E	Carga do elétron, correspondente a $-1,602 \times 10^{-19}$ C
f_a	Frequência da onda acústica envolvida no efeito Brillouin
f_c	Frequência da portadora óptica
f_p	Frequência de bombeamento envolvida em diferentes efeitos na transmissão via fibra óptica
f_s	Frequência de Stokes, resultante de interações do feixe óptico com o meio
g_B	Coefficiente de ganho de Brillouin
g_R	Coefficiente de ganho de Raman
\vec{H}	Vetor campo magnético
H	Constante de Planck, com o valor de $6,626 \times 10^{-34}$ J/Hz

I	Densidade de potência do feixe óptico na fibra
\vec{j}	Densidade de corrente em ampères por metro quadrado
K	Constante de Boltzman, com o valor de $1,38 \times 10^{-23}$ J/K
K	Número de onda ou fator de fase em ambiente aberto
K	Coeficiente de amortecimento em uma análise de oscilador harmônico simples
L	Comprimento físico de um trecho de fibra óptica
L_{ef}	Comprimento efetivo na análise de certos fenômenos como os efeitos de Brillouin e Raman
M	Número de frequências geradas no efeito mistura de quatro ondas
\vec{M}	Vetor magnetização ou de imantação
m_e	Massa do elétron em repouso, com valor de $9,107 \times 10^{-31}$ kg
N	Número de canais
N	Índice de refração do meio
N_1	Índice de refração do núcleo de uma fibra óptica
N_2	Índice de refração da casca de uma fibra óptica
N_2	Coeficiente não-linear do índice de refração de um meio
\vec{P}	Vetor polarização elétrica
P_L	Coeficiente linear do valor da polarização elétrica do meio
P_{NL}	Coeficiente não-linear do valor da polarização elétrica do meio
S/N	Relação sinal-ruído em determinado ponto de análise
v_f	Velocidade de fase da onda em determinado meio
v_g	Velocidade de grupo da onda em determinado meio
Z	Coordenada correspondente à direção de propagação da onda eletromagnética ou da onda acústica
α	Fator de atenuação em um meio qualquer ou na fibra óptica, em nepers por metro
α	Coeficiente de polarizabilidade de determinado meio
β	Fator de fase de uma onda guiada, expresso em radianos por metro
γ	Coeficiente de propagação não-linear que influencia no descasamento de fase em estruturas com múltiplas portadoras
Δf_B	Largura de faixa no processo envolvendo o efeito Brillouin
$\Delta\phi$	Alteração de fase em uma onda propagante em meios ilimitados ou guiada na fibra óptica

$\Delta\phi_{NL}$	Varição não-linear de fase em uma onda de grande amplitude, capaz de levar o meio a condições de não-linearidade
$\Delta\lambda$	Espaçamento entre canais ópticos em um sistema com múltiplas portadoras
ϵ_0	Permissividade elétrica do vácuo, com o valor de $8,8542 \times 10^{-12}$ F/m
ϵ_r	Permissividade relativa ou constante dielétrica do material
η	Eficiência quântica
η_d	Eficiência no processo de mistura de quatro ondas
λ	Comprimento de onda
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo, com o valor de $4\pi \times 10^{-7}$ H/m
$\chi_e^{(i)}$	Susceptibilidade elétrica do meio, com diferentes ordens de interação das várias componentes de campo
σ	Condutividade do meio em siemens por metro
σ_{es}	Largura temporal do pulso óptico de entrada, medido entre os pontos de meia potência.
ω	Frequência angular, identificada em diferentes situações na análise
Ω	Largura de banda em alguns fenômenos envolvendo espalhamentos

RESUMO

O objetivo deste trabalho consiste em fornecer dados e ferramentas para a análise e avaliação de vários tipos de não-linearidades a que está submetida a fibra óptica quando imersa em intenso campo óptico, mormente nos sistemas multicanais de comunicações. São estudadas as causas dos alargamentos temporal e espectral. Enfatiza-se o tratamento matemático na ocorrência de vários fenômenos, e como a transmissão é prejudicada frente à alteração do índice de refração da fibra causada pelos efeitos quadráticos, e a penalidade de potência imposta pelos efeitos cúbicos.

Palavras-chave: Não-linearidade do meio, fibra óptica, alteração do índice de refração, comunicações ópticas, espalhamentos estimulados, degradação de potência óptica.

ABSTRACT

This work aims at providing information and tools to scale several kinds of non-linearities involving the optical fibre under an intense optical field, mainly in high speed multiple channel communication systems. In addition, the causes of temporal and spectral pulse broadening are described. Emphasys is devoted to the mathematical treatment of a number of phenomena, and how transmission is impaired by the change of the refractive index caused by the quadratic effects and the power penalty impaired by the cubic ones.

Key-words: Nonlinearity, optical fibre, change of the refractive index, optical communications, scattering, power depletion.

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

1.1 Histórico das comunicações ópticas

O desenvolvimento dos dispositivos de laser nos anos 60, seguido do advento das fibras ópticas de baixas perdas e baixa dispersão nos anos 70 propiciou a implantação dos primeiros sistemas de comunicações ópticas a partir de 1978. A Figura 1.1 ilustra o diagrama em blocos básico de um sistema desse tipo [1]. Naquela época, os sinais eram transmitidos com taxas de modulação iguais ou inferiores a 100Mb/s. Empregavam fibra multimodo, desenvolvida a partir de composições de sílica, operando com comprimentos de onda em torno de 850nm e repetidores a cada 10km, aproximadamente. Essas separações eram maiores que os espaçamentos máximos de sistemas de menor capacidade que empregavam cabos coaxiais e cabos de pares trançados. O uso de portadoras em frequências de infravermelho permitia antever sistemas modulados com elevadíssimas taxas de transmissão, com grande número de canais. Essas características apontavam o sistema por fibras ópticas como uma alternativa promissora para futuros enlaces, mesmo nos moldes da primeira geração desses equipamentos [1].

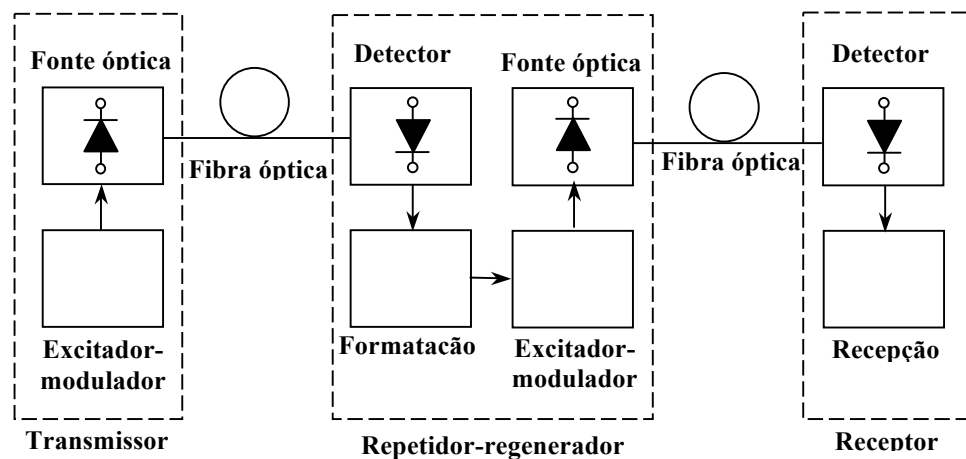


Figura 1.1 - Elementos de um sistema básico de comunicações por fibra óptica com interface eletrônica repetidor-regenerador.

Novos desenvolvimentos permitiram aumentar o espaçamento entre os repetidores como a transmissão na segunda janela de baixa atenuação da fibra à base de sílica, relativa aos comprimentos de onda em torno de 1300nm. Essa fase surgiu no início da década de 1980, caracterizando uma segunda geração das comunicações ópticas. Foi aprimorada a tecnologia de fabricação de fibras ópticas e desenvolveu-se a fibra monomodo, que permitiu ampliar a capacidade de transmissão, com modulação em taxas de gigabits por segundo e espaçamentos

superiores a 50km entre repetidores. Essa janela em torno de 1300nm está na região de menor dispersão na fibra à base de sílica. Vários outros aperfeiçoamentos levaram aos sistemas para a operação no comprimento de onda de 1550nm, que representou uma terceira janela de comunicações ópticas, no final dos anos 80 [1]. Manteve-se o desafio de reduzir as perdas de potência e as dispersões decorrentes do incremento das distâncias de transmissão. A nova etapa de aperfeiçoamento foi a produção de fibras monomodo na qual o comprimento de onda de mínima dispersão foi deslocado para as proximidades da janela de 1550nm. Essa solução foi importante porque nesse comprimento de onda a fibra óptica à base de sílica tem pequena perda, porém severa restrição pela elevada dispersão [1]. Esta característica é um dos temas abordados neste trabalho.

Com o modelo de dispersão deslocada, tais sistemas foram capazes de operar a taxas superiores a 10Gb/s, com espaçamentos de até 100km [1]. Apresentava o inconveniente de um custo mais elevado. Em outro aspecto, indicou a tendência de obsolescência dos repetidores tradicionais, que mesmo regenerando, reformatando e reamplificando (sistema RRR), dependiam de dispositivos eletrônicos para passarem a informação do domínio óptico para o elétrico. Compunham-se de amplificadores eletrônicos, decodificadores, restauradores e transmissores para nova conversão para o domínio óptico. Toda esta associação não acompanhava a velocidade prevista em um sistema fotônico, era mais susceptível a defeitos, dificultava a atualização para novos parâmetros de rede [2] e era muito onerosa.

No final dos anos 90, o desenvolvimento dos amplificadores ópticos causou impacto ao recuperar o nível do sinal transmitido no domínio óptico, em substituição ao projeto envolvendo o sistema RRR. Na Figura 1.2 ilustra-se o diagrama em blocos desta versão dos sistemas ópticos. Os amplificadores de fibra dopada integraram outra tecnologia de transmissão óptica: a multiplexagem por divisão de comprimento de onda (WDM). Consiste no transporte de múltiplos canais ópticos numa mesma fibra monomodo, com diferentes comprimentos de onda e diversos protocolos de telecomunicações.

Na Figura 1.1, no sentido do transmissor para o receptor os módulos indicados descrevem sumariamente as respectivas funções [1]. O primeiro bloco indica a aplicação do sinal elétrico devidamente formatado, segundo os códigos exigidos de fonte e da técnica de modulação proposta. O circuito modulador-excitador inclui as funções necessárias para imprimir o sinal modulante à fonte de luz. Essa fonte óptica pode ser um diodo emissor de luz (LED) ou um diodo laser (LD), conforme a capacidade de transmissão desejada e a distância desejada para o enlace. O sinal assim processado é aplicado à fibra óptica e após certa distância, em função das degradações sofridas, passa pelo processo de recuperação. Isto implica na atuação de ou-

tros componentes, incluindo o fotodetector para retirada do sinal do feixe óptico modulado, o regenerador e o amplificador para recuperação para o nível conveniente. O sinal assim recuperado é reintroduzido em uma nova fonte óptica, submetida a nova modulação, que garanta a operação em novo lance. O processo repete-se até a etapa final no lado do receptor.

Na Figura 1.2, no lugar do conjunto repetidor-regenerador emprega-se o amplificador a fibra dopada com érbio, cuja finalidade é recuperar o nível do sinal modulado sem necessidade das etapas de detecção, reformatação e reamplificação. Neste dispositivo, não se recupera o formato original, modificado pelas degradações na transmissão pela fibra óptica. O feixe modulado é entregue na saída do amplificador com nível maior do que o de entrada, valor que depende de diversas propriedades dessa parte do sistema. O processo de amplificação é obtido com a energia fornecida por um diodo laser de bombeamento.

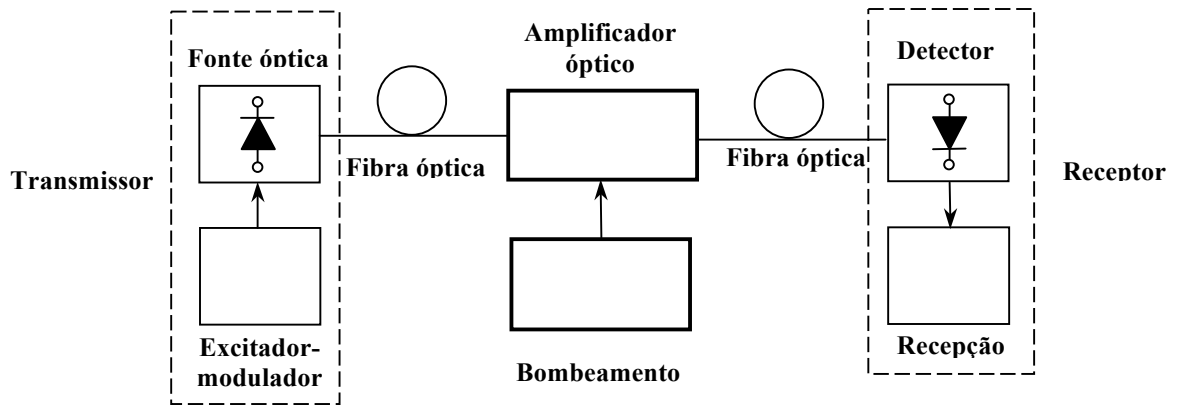


Figura 1.2 - Sistema empregando amplificador de fibra dopada com érbio (EDFA), apropriado para comunicações na terceira janela de baixa perda da fibra óptica.

Atualmente os sistemas de elevada capacidade de transmissão empregam a tecnologia de multiplexagem por divisão de comprimento de onda. Neste procedimento, são aplicados diversos comprimentos de onda em torno de 1550nm, possíveis de serem amplificados pelo mesmo dispositivo, embora não com o mesmo ganho. Cada portadora transmite número significativo de canais de informação, permitindo grande ampliação na capacidade do sistema. Um parâmetro importante para a avaliação da capacidade do sistema é o *produto BLN*, onde B é a taxa de transmissão, L o comprimento do enlace e N , a quantidade de canais [1].

1.2 Motivação do tema

Em cada lance do sistema apresentado, o feixe modulado sofre diversas degradações, que incluem redução em seu nível de potência, causada pela atenuação, e alterações em sua forma, oriundas do processo de dispersão. Os dois fenômenos são causados por diferentes mecanismos no processo de transmissão. O problema torna-se mais crítico com a progressiva necessi-

dade de taxas maiores de transmissão, motivadas pela crescente demanda pelos novos serviços de telecomunicações. Esta exigência tem estimulado o crescimento dos sistemas de múltiplos comprimentos de onda, cada um modulado por elevadas taxas. Com isto, agrava-se o problema, uma vez que os processos de degradação limitarão a extensão do enlace e a capacidade de transmissão.

Este trabalho procura discutir alguns problemas que afetam as transmissões por múltiplos comprimentos de onda (WDM) através de uma fibra monomodo, sejam efeitos lineares ou não-lineares no meio de propagação. A dispersão trará alargamento dos pulsos originais, com conseqüente interferência entre os pulsos de modulação. Alguns efeitos são agravados com a necessidade de maior potência aplicada à fibra óptica. Este valor é determinante nas limitações causadas por não-linearidades, que dão origem a interferências, distorções, aumento da dispersão com significativos efeitos na degradação do sistema [3].

Certos sistemas previam distâncias maiores sem necessidade de regeneração, combinando altas taxas de transmissão e múltiplos comprimentos de onda. Isso suscitou a necessidade de análise de novos problemas que se impuseram à fibra monomodo. Diversos deles estão relacionados a efeitos não-lineares que se manifestam sob a elevada densidade de potência no núcleo da fibra, podendo reduzir a confiabilidade do sistema e seu aproveitamento para diferentes comprimentos de onda. Em princípio, diferenças entre canais ópticos correspondentes a comprimentos de onda λ e $\Delta\lambda$ permitiriam incluir uma faixa de frequências limitadas por

$$\Delta f = - \frac{c \Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (1.1)$$

onde λ é o comprimento de onda operacional e c é a velocidade da luz no vácuo [4]. Embora as não-linearidades sejam comuns em operações envolvendo diodos laser, amplificadores ópticos e compensadores de dispersão, são causas extras de alterações nos formatos dos feixes modulados, que contribuirão para a limitação do sistema. Isto motivou a necessidade de uma análise qualitativa e quantitativa de seus efeitos, bem como de suas causas, incluindo as limitações impostas aos sistemas modernos de comunicações ópticas.

1.3 Desenvolvimento do trabalho

Para a descrição e quantificação dos problemas, o Capítulo II apresenta fundamentos das análises teórica e matemática da propagação da luz na fibra. Mostram-se causas de imperfeições e suas conseqüências sobre características intrínsecas do material e nas características de propagação. No Capítulo III, são apresentados distintos estágios de propagação de um pulso gaussiano ao longo de um dado comprimento de fibra padrão. Discutem-se as não-

linearidades, para avaliar como afetam o feixe óptico modulado. O objetivo é a otimização dos parâmetros envolvidos no processo. O Capítulo IV dedica-se aos diferentes tipos de não-linearidades que afetam os sistemas de transmissão em altas taxas: os espalhamentos estimulados de Brillouin e de Raman; o efeito Kerr, a automodulação de fase (SPM), modulação de fase cruzada (XPM) e mistura de quatro ondas (FWM). No Capítulo V, descrevem-se as consequências das não-linearidades para a capacidade do canal óptico. São discutidos os pormenores de um sistema DWDM (*Dense wavelength division multiplexing*) trabalhando com alguns comprimentos de onda em um enlace de comprimento definido. Com estas informações, torna-se possível obter a solução numérica envolvendo a transmissão, incluindo os efeitos prejudiciais das não-linearidades. São apresentadas diferentes simulações dos problemas encontrados e, para isto, utilizam-se aplicativos e programas de simulação de aplicação geral, como o MatLab®. Finalmente, no Capítulo VI, são feitos os comentários relevantes, as conclusões e sugestões para novos estudos na área.

1.4 Aspectos da multiplexagem por divisão de comprimento de onda

Uma propriedade da fibra óptica monomodo é sua enorme largura de banda. A sua eficácia em sistemas de alta capacidade apresenta-se pela possibilidade de transmissão de múltiplos canais em diferentes comprimentos de onda. Esta tecnologia possibilitou uma evolução nos sistemas de comunicações ópticas. Vislumbraram-se possibilidades de ampliações da planta instalada, com oferecimento de novos recursos da rede mundial de computadores, que exigirão grandes taxas de transmissão de dados. O estímulo para oferta de novas opções deve incluir garantias de qualidade de serviço (QoS) aos usuários. O ponto crucial dos sistemas WDM é a distribuição do número de comprimentos de onda por canal numa fibra, o que envolve o espaçamento entre os canais, como dado em (1.1). Desenvolveram-se diversos processos de multiplexagem em comprimento de onda, dependendo da diferença entre os comprimentos de onda. Encontram-se o sistema WWDM (*Wide wavelength division multiplexing*), com maior separação entre os canais ópticos, o sistema CWDM (*Coarse wavelength division multiplexing*), com espaçamento típico de até algumas dezenas de nanômetros e os DWDM e HDWDM (*Highly dense wavelength division multiplexing*) onde os comprimentos de onda diferem de 1nm ou menor. Para transmissões em torno de 1550nm, que é o comprimento de onda viável ao amplificador de fibra dopada a érbio e de menor atenuação, para uma diferença de comprimento de onda $\Delta\lambda = 30\text{nm}$, resulta em $\Delta f = 3,75 \times 10^{12}\text{Hz}$ [3]. Trata-se de uma faixa óptica bastante ampla, que propicia sua utilização para diferentes tecnologias e dados, em comparação com as primeira e segunda janelas ópticas de transmissão [2].

CAPÍTULO II

CARACTERÍSTICAS DA PROPAGAÇÃO NA FIBRA ÓPTICA

2.1 Velocidades de propagação do feixe óptico

Nas análises de transmissão da onda eletromagnética, identificam-se as velocidades de fase e de grupo, que determinam o seu comportamento associado a diversos efeitos na propagação [3]. A velocidade de grupo refere-se à transmissão de um sinal composto, com frequências próximas entre si, como o que ocorre no fluxo de informações. A avaliação de seu valor é possível na medida em que a forma original fique preservada. Isto exige que seu cálculo exato seja feito em termos de valores incrementais de frequência em torno de um valor central. As não-linearidades envolvendo transmissões por fibra óptica acarretam deformação de pulsos guiados, com alterações em diversos aspectos do sinal transmitido. Para se avaliar a qualidade da comunicação é necessário conhecer as suas diversas causas, quantificando eventuais novas componentes que surgirem no processo de degradação. Por exemplo, por causa da não-linearidade, surgem componentes harmônicas do sinal original. Além disto, a presença de múltiplos sinais em um ambiente não-linear leva a misturas entre eles, dando origem a novas frequências. Algumas permanecem na faixa de passagem da fibra e contribuem para as alterações na forma de sinal guiado, que caracteriza a sua dispersão, com reflexos em sua descrição nos domínios do tempo e da frequência.

Genericamente, um sinal guiado u pode ser representado por uma função que inclua a distribuição de níveis em sua amplitude $A(\omega)$, sua composição harmônica no tempo e na distância $f(z,t)$, e um fator de fase β , da forma:

$$u = \sum_{\omega} A(\omega) f(z,t) \cos[\omega t - \beta(\omega)z] \quad (2.1)$$

Para estas condições, as velocidades de fase e de grupo são determinadas a partir do deslocamento da superfície de fase constante e da superfície de amplitude constante, que indica o movimento da envoltória de (2.1) por unidade de tempo. Estas velocidades são [4]:

$$v_p = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} \quad (2.2)$$

$$v_g = \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)^{-1} = 2\pi \left(\frac{\partial \beta}{\partial f} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Estes valores constituem parâmetros essenciais para a compreensão e a abordagem do es-

tudo da dispersão. As duas velocidades são relacionadas por algumas expressões que auxiliam na análise do desempenho do meio de transmissão. Tomando $\beta = \omega/v_p$ e substituindo na equação de v_g , encontra-se uma das formas usuais da denominada *equação de dispersão* [3]:

$$v_g = \frac{v_p}{1 - \left(\frac{\omega}{v_p}\right) \left(\frac{\partial v_p}{\partial \omega}\right)} \quad (2.4)$$

Usando ainda $\omega = \beta v_p$, obtém-se o valor em termos do comprimento de onda λ , mais adequado nas análises envolvendo frequências ópticas [3]:

$$v_g = v_p - \lambda \left(\frac{\partial v_p}{\partial \lambda}\right) \quad (2.5)$$

Observa-se que a velocidade de grupo é dependente do comprimento de onda e necessita-se conhecer sua variação. Derivando-se a equação anterior em relação a λ , vem

$$\frac{\partial v_g}{\partial \lambda} = -\lambda \frac{\partial^2 v_p}{\partial^2 \lambda} \quad (2.6)$$

Encontram-se muitos fatores que conduzem às variações na velocidade de fase e na velocidade de grupo. Citam-se as características do meio de propagação, incluindo as mudanças no índice de refração, os desdobramentos do feixe óptico em diferentes modos, efeitos não-lineares. As diversas causas permitem identificar diferentes tipos de dispersão, tais como a dispersão de material, a dispersão de guia de onda, a dispersão modal, a dispersão por modo de polarização. Quando a derivada do primeiro membro de (2.6) for igual a zero, significa que a velocidade de grupo não depende do comprimento de onda e todas as componentes viajam com a mesma velocidade. A forma de onda original será preservada, significando ausência de dispersão. Para isto ocorrer, a segunda derivada da velocidade de fase deve ser nula e, portanto, a derivada primeira deve ser constante. Isto é possível se a velocidade de fase for constante, quando sua derivada primeira é nula, ou variar linearmente com λ , resultando em derivada primeira constante. Por outro lado, existem condições em que as variações das velocidades de grupo e de fase ocorrem no mesmo sentido e tem-se uma condição conhecida como *dispersão normal*. Se as variações tiverem sinais opostos, resulta na condição de *dispersão anômala*.

2.2 Influência do índice de refração

As velocidades de propagação dadas em (2.2) e (2.3), em quaisquer meios, são relacionadas às suas propriedades eletromagnéticas. Em um meio ilimitado seu valor é determinado por

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu \epsilon}} \quad (2.7)$$

sendo μ a permeabilidade magnética e ϵ a permissividade elétrica. No vácuo, estes parâmetros assumem os valores $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{H/m}$ e $\epsilon_0 = 8,8542 \times 10^{-12} \text{F/m} \cong 10^{-9}/36\pi \text{ F/m}$ e resulta no valor conhecido para a velocidade de quaisquer frequências da onda eletromagnética [3]:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m/s} \cong 3 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (2.8)$$

Para outros meios, os correspondentes valores de permissividade e permeabilidade são descritos como $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ e $\mu = \mu_r \mu_0$, onde os fatores multiplicativos são, respectivamente, a permissividade relativa ou constante dielétrica e a permeabilidade relativa ou constante magnética. Nestas condições, para outros meios dielétricos, a velocidade fica determinada por

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \quad (2.9)$$

A relação entre a velocidade da onda eletromagnética no vácuo e a velocidade no meio define o índice de refração do meio (N), um valor maior do que a unidade e obtido por

$$N = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad (2.10)$$

Para a maior parte dos meios dielétricos e nas frequências que interessam para comunicações ópticas, a permeabilidade relativa é igual à unidade. Assim, o índice de refração fica determinado pelas características elétricas do meio:

$$N = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.11)$$

Em meios que possam introduzir dispersão no campo transmitido seu valor é diferente para as velocidades de fase e de grupo. Assim, destacam-se

$$N = \frac{c}{v_p} \quad (2.12)$$

$$N_g = \frac{c}{v_g} \quad (2.13)$$

2.3 Análise do caso particular da sílica

Os valores N e N_g de índices de refração são calculados por [3]

$$N = \sqrt{1 + \frac{A_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{01}^2} + \frac{A_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{02}^2} + \frac{A_3 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{03}^2}} \quad (2.14)$$

$$N_g = N + \frac{\lambda^2}{N} \left\{ \frac{A_1 \lambda_{01}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{01}^2)^2} + \frac{A_2 \lambda_{02}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{02}^2)^2} + \frac{A_3 \lambda_{03}^2}{(\lambda^2 - \lambda_{03}^2)^2} \right\} \quad (2.15)$$

onde as constantes A_n e λ_{on} são determinadas experimentalmente. Para a sílica, material relevante para as comunicações ópticas, como já mencionado, com os comprimentos de onda em micrometros e níveis de potência que garantam seu comportamento linear, têm-se os valores da Tabela 2.1.

Tabela 2.1- Extrato da Tabela de Sellmeier mostrando valores de níveis de potência associados a comprimentos de onda capazes de garantir comportamento linear

$A_1 = 0,6961663, A_2 = 0,4079426, A_3 = 0,8974794$
$\lambda_{01} = 0,0684043, \lambda_{02} = 0,1162414, \lambda_{03} = 9,896161$

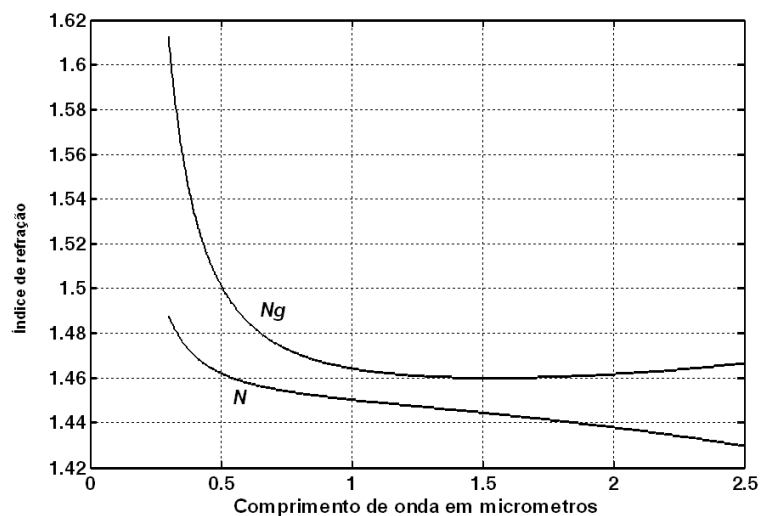


Figura 2.1 - Gráfico das variações dos índices de refração do material (N) e do índice de refração de grupo (N_g) em função do comprimento de onda.

Os levantamentos gráficos destes índices e das velocidades de fase e de grupo, mostrados nas Figuras 2.1 e 2.2, foram feitos com os coeficientes especificados para comprimentos de onda entre $0,3\mu\text{m}$ e $2,5\mu\text{m}$. Na Figura 2.2, por comodidade, as velocidades foram normalizadas em relação ao valor no vácuo. Para não haver alterações nos formatos do sinal que se propaga no meio é necessário que v_p seja constante ou varie linearmente com o comprimento de onda. Em meios como a sílica, sob pequenas potências ópticas, este comportamento é satisfa-

tório em torno de comprimento de onda de 1273nm. Abaixo deste valor, as variações de v_p e v_g ocorrem no mesmo sentido, ambas crescendo com λ , identificando a *dispersão normal*. Acima do valor especificado, as variações de v_p e v_g ocorrem em sentidos opostos, com $(\partial v_g / \partial \lambda) < 0$ e $(\partial v_p / \partial \lambda) > 0$, resultando na *dispersão anômala*.

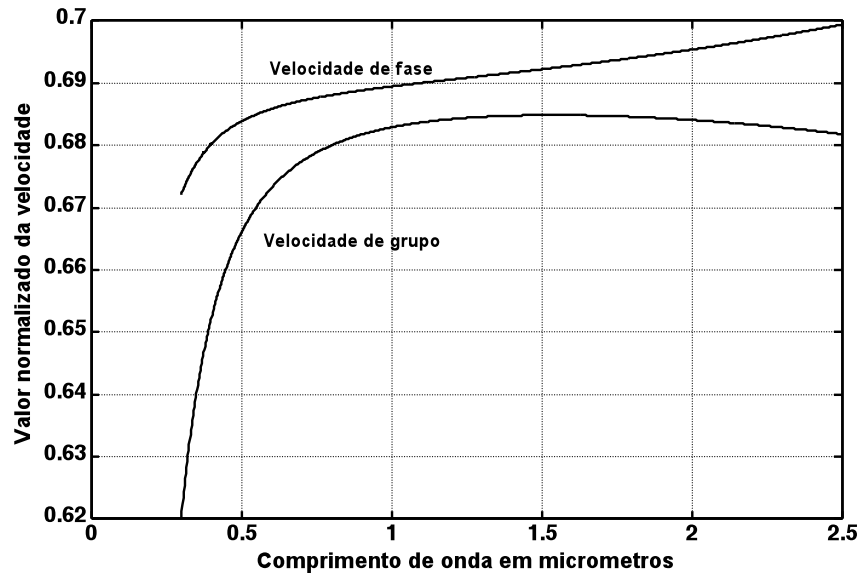


Figura 2.2 - Variações das velocidades de fase e de grupo na sílica em função do comprimento de onda.

2.4 Disponibilidade do espectro óptico

Geralmente, a faixa para as comunicações ópticas limita-se aos comprimentos de onda entre 850nm e 1700nm. A União Internacional de Telecomunicações (ITU-T) normalizou a ocupação do espectro óptico com a subdivisão de faixas indicada na Tabela 2.2 [5]. O crescimento dos sistemas levou à necessidade de multiplexagem em comprimento de onda, com os correspondentes efeitos das fibras ópticas relativas à atenuação e à dispersão no enlace. Com esta tecnologia, é possível aproveitar de maneira mais eficaz a faixa disponível, permitindo grande crescimento na capacidade instalada.

Tabela 2.2 – Divisão das bandas ópticas pelo ITU-T.

Nome	Significado	Limites (nm)	Faixa (nm)	Nome	Significado	Limites (nm)	Faixa (nm)
O	Original	1260-1360	100	C	Conventional	1530-1565	35
S	Short	1360-1460	100	L	Long	1565-1625	60
E	Expanded	1460-1530	70	U	Ultra long	1625-1675	50

A Figura 2.3 reproduz alguns resultados experimentais encontrados em alguns modelos de fibra [6]. Vêm-se os efeitos típicos da atenuação, representada pela curva 1, com um valor mínimo em torno de 1300nm e crescente a partir deste ponto. Alcança um valor máximo e

diminui atingindo novo mínimo próximo de 1550nm, crescendo novamente por causa das absorções em grandes comprimentos de onda. A curva 2 representa a dispersão do material e a curva 3 a dispersão de guia de onda. A soma destas duas costuma ser identificada como dispersão cromática. Os valores indicados são típicos de medições realizadas em diferentes laboratórios de pesquisa em alguns modelos de fibras.[7]. A faixa de comprimentos de onda que inclui as bandas C, L e S da Tabela 2.1 são valores especificados pela ITU-T para as fibras G652 e G652C. Esta última tem aplicação mais abrangente na ocupação do espectro óptico. Observa-se que a aplicação de (1.1) para o intervalo de 20nm em torno de 1,55 μ m leva a uma largura de faixa possível de 2,5THz.

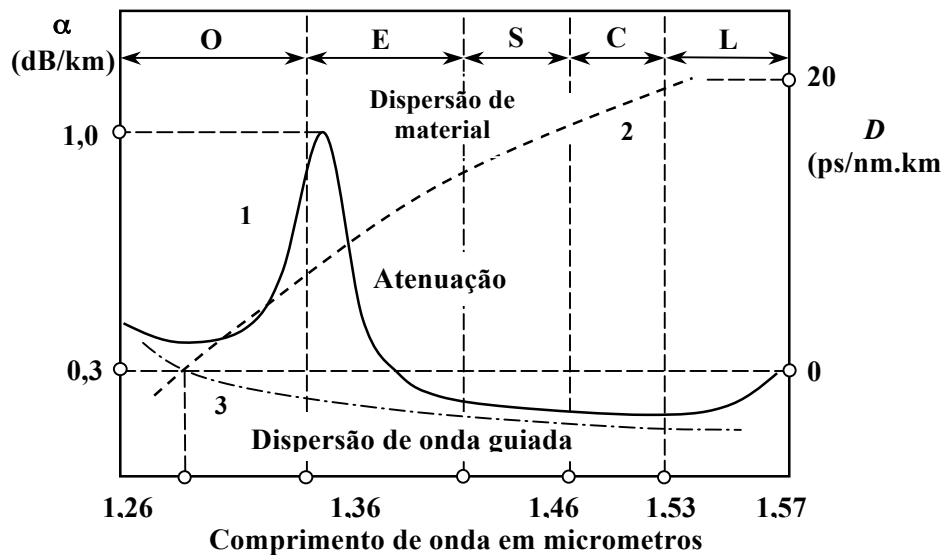


Figura 2.3 - Variações típicas de atenuação, dispersão de onda guiada e de dispersão de material em fibras ópticas comuns à base de sílica, em função do comprimento de onda do feixe guiado.

2.5 Alterações de forma no feixe óptico guiado

As exigências de enlaces mais extensos implicam em maiores potências ópticas e fibras com perdas menores. Em geral, pode-se afirmar que os processos modernos de fabricação já têm garantido fibras com perdas muito reduzidas [8]. São conhecidos os valores menores do que 0,5dB/km em 1,3 μ m e inferiores a 0,25dB/km na janela de 1,55 μ m. Assim, o aumento na extensão do enlace é conseguido com o acréscimo da potência aplicada. O aumento na potência é limitado por efeitos não-lineares sobre o feixe óptico que transporta a informação. Essas não-linearidades podem causar interferências, distorções, dispersões, aumento na atenuação, contribuindo de maneira significativa para a degradação do sistema. Um parâmetro importante para qualquer receptor é a *sensibilidade do receptor*, associado à taxa de erro de bit (*BER* de *bit error rate*), A maioria dos sistemas ópticos admite valores da ordem de 10^{-9} [1].

Em cada subdivisão do espectro óptico é necessário analisar as alterações introduzidas pela fibra no sinal transmitido, nos domínios do tempo e da frequência. É comum que o feixe óptico obtido a partir das fontes usuais para sistemas de alta capacidade tenha formato aproximadamente gaussiano no domínio do tempo [9]. A sua duração é computada como o intervalo entre os pontos de meia potência, isto é, quando houver uma redução de 3dB em relação ao valor máximo. É comum também efetuar esta medição entre os pontos nos quais o nível do campo guiado cai a $1/e$ de sua amplitude. Este sinal é representado no domínio da frequência por uma distribuição espectral também de formato gaussiano [10], como será discutido mais adiante. Assim, a emissão de luz entre o início e a extinção do pulso assume o formato esquematizado na Figura 2.4.

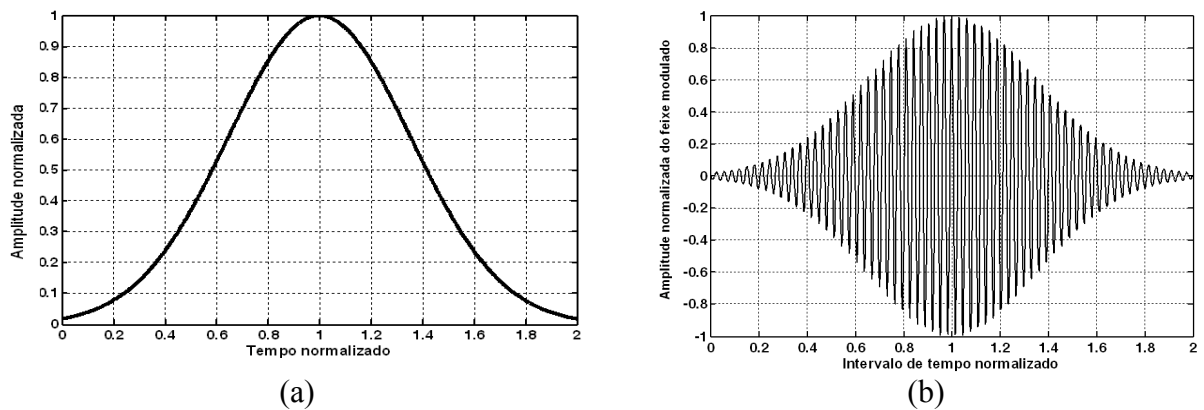


Figura 2.4 - Representação de um sinal óptico no domínio do tempo. (a) Pulso gaussiano de modulação; (b) Feixe óptico modulado em amplitude por um pulso gaussiano.

O sinal óptico transmitido em fibras sofre distorção de sua forma devido a diferentes mecanismos de dispersão da própria fibra e agravada pelo fato de não se ter a luz perfeitamente coerente. A distorção de um pulso gaussiano após a transmissão de luz monocromática através da fibra foi calculada por Kapron e Keck [7] e os resultados descrevem o aumento em sua largura temporal decorrente da dispersão da fibra frente às componentes de frequência do pulso de entrada. Foi levada em conta a largura de linha da fonte óptica, procurando-se analisar as mudanças na transmissão. Esta análise demonstra os efeitos do termo de segunda ordem sobre as alterações no pulso guiado. Assim, é importante identificar as causas da presença deste termo na transmissão do pulso guiado. Constataram-se diversos efeitos que afetam este parâmetro e diversas conseqüências na transmissão. Destacam-se o espalhamento estimulado de Brillouin, o espalhamento estimulado de Raman, a automodulação de fase, a modulação cruzada de fase, e a mistura de quatro ondas. Cada um desses efeitos não-lineares contribui de forma própria na degradação do feixe óptico guiado. Os espalhamentos estimulados de Brillouin e de

Raman, bem como a mistura de quatro ondas têm influências na amplitude e duração dos pulsos guiados. A modulação cruzada de fase e a automodulação de fase influem mais em sistemas que empregam modulação angular. Supõem-se modos fracamente guiados, tendo em vista a pequena diferença entre os índices de refração de núcleo e de casca. Nestas condições, as componentes longitudinais dos campos eletromagnéticos são muito menores do que as correspondentes componentes transversais [4]. A solução da equação de onda guiada pode ser feita com o método de separação de variáveis, admitindo-se que

$$u = u_t u(z, t) \quad (2.16)$$

onde u é a componente total e u_t descreve a variação da amplitude dos campos no plano transversal. Por outro lado, a função $u(z, t)$ pode ser escrita como

$$u(z, t) = \exp[-(\alpha + i\beta)z] \exp(i\omega t) = \exp(-\alpha z) \exp(i\omega t - \beta z) \quad (2.17)$$

sendo α e β , respectivamente, coeficientes de atenuação e de fase e ω a freqüência angular da luz guiada. Admitiu-se que a fibra seja uniforme em toda a sua extensão. Portanto, a descrição transversal do campo independe da coordenada longitudinal z . Para a representação dada em (2.17), supôs-se a aplicação de uma luz monocromática, descrita apenas pela componente de freqüência angular ω . Para um sinal composto, emprega-se o princípio de que as equações de Maxwell são lineares, efetuando-se a superposição das soluções relativas às diferentes freqüências. Na prática, α é considerado constante, pois varia muito pouco para as freqüências em torno do valor central em cada sub-faixa do espectro óptico que se tenha interesse nesta análise, como se constata na Figura 2.3 [9] [10]. A relação entre ω e β pode ser expressa através da expansão em série de Taylor em torno de uma freqüência central ω_0 , quando a função de distribuição $A(\omega)$ das amplitudes das componentes variar lentamente em relação ao valor central [1]. Portanto, pode-se descrever este parâmetro de uma das seguintes maneiras, conforme a conveniência para a análise em cada caso:

$$\begin{aligned} \beta(\omega) &= \beta_a + \beta_b \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) + \beta_c \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 + \dots = \beta_n + \beta_p \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) + \beta_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + \dots \\ &= \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.18)$$

Em (2.2) e (2.3) mostrou-se que o parâmetro β está relacionado com as velocidades de fase e de grupo. Por outro lado, (2.12) e (2.13) indicam as relações com os índices de refração do meio. Assim, as alterações nesses índices constituem fatores que levam à dependência de β em

relação a ω e às amplitudes dos campos na forma dada em (2.18). De maneira geral, é possível também expressar o índice de refração na forma

$$\begin{aligned} N(\omega) &= N_n + N_p \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) + N_q \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + \dots \\ &= N_a + N_b \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) + N_c \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.19)$$

indicando comportamento não-linear com a frequência. Para pequenas diferenças em torno de ω_0 , desconsideram-se os termos de ordens superiores à primeira e admite-se uma variação praticamente linear em torno de ω_0 :

$$N(\omega) \cong N_a + N_b \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \quad (2.20)$$

Como $\beta = \omega/v_p$, sendo v_p a velocidade de fase associada ao índice de refração por $v_p = c/N$, escreve-se

$$\beta = \frac{\omega N}{c} \cong \frac{\omega}{c} \left\{ N_1 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \right\} = N_1 \frac{\omega^2}{c \omega_0} \quad (2.21)$$

como no formato dado em (2.18) com expansão até o termo quadrático. A variação de β em torno de ω_0 é dada por

$$\frac{\partial \beta}{\partial \omega} = \frac{2N_1 \omega}{c \omega_0}$$

que permite a obtenção da velocidade de grupo do sinal em torno de ω_0 . Ou seja,

$$v_g = \left\{ \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right\}^{-1} = \frac{c \omega_0}{2N_1 \omega} \quad (2.22)$$

para quaisquer ω próximas a ω_0 . Quando $\omega = \omega_0$, têm-se as velocidades de grupo e de fase

$$v_g = v_{g0} = \frac{c}{2N_1} \quad (2.23)$$

$$v_p = v_{p0} = \frac{c}{N_1} \quad (2.24)$$

Considerando a transmissão do pulso com amplitude de formato gaussiano (Figura 2.4), pode-se representar seu campo no domínio do tempo $e(t)$ a partir da notação exponencial. Na origem da transmissão, tem-se

$$e(t) = E_0 e^{-at^2} e^{i\omega_0 t} \quad a > 0 \quad (2.25)$$

onde a é uma constante associada à duração do pulso e E_0 é sua amplitude. Para obter a sua descrição no domínio da frequência, utiliza-se a transformada de Fourier [10], resultando em

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0 e^{-at^2} e^{i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt = E_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-at^2} e^{-i(\omega-\omega_0)t} dt = E_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-a[t^2 + i\frac{(\omega-\omega_0)}{a}t]} dt \quad (2.26)$$

Para efetuar esta integração, multiplica-se o integrando por

$$e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} e^{+\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}}$$

e modifica-se a função para

$$E(\omega) = E_0 e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left\{\sqrt{a}\left[t+i\left(\frac{\omega-\omega_0}{2a}\right)\right]\right\}^2} dt \quad (2.27)$$

Neste ponto, sugere-se uma troca de variáveis da forma

$$\sqrt{a}\left[t+i\left(\frac{\omega-\omega_0}{2a}\right)\right] = u \quad (2.28)$$

$$du = \sqrt{a} dt \quad \text{ou} \quad dt = \frac{du}{\sqrt{a}} \quad (2.29)$$

Então, vem:

$$E(\omega) = E_0 e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} \frac{du}{\sqrt{a}} \quad (2.30)$$

Sabe-se que [13]

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-u^2} du = \sqrt{\pi} \quad (2.31)$$

de modo que

$$E(\omega) = E_0 \sqrt{\frac{\pi}{a}} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} \quad (2.32)$$

Usando a definição de duração do pulso gaussiano a partir do ponto em que a potência cai para $1/e$ em relação ao valor máximo, e como a potência é proporcional ao quadrado do campo, significa que esta grandeza deve cair de $e^{-1/2}$. Isto é, chamando de $2T$ a duração total do pulso, implica em $t = \pm T$, e tem-se

$$a = \frac{1}{2T^2} \quad (2.33)$$

Logo,

$$E(\omega) = E_0 \sqrt{\pi(2T^2)} e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} = \sqrt{2\pi} E_0 T e^{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{4a}} \quad (2.34)$$

Este campo desloca-se no meio com velocidade de grupo v_g , que assume valor v_{g0} em $\omega = \omega_0$ e v_g para outra frequência qualquer $\omega = \omega_a$. Para um percurso de transmissão z arbitrário, entre estas duas componentes haverá um atraso $\Delta\tau$. Seu valor é função da variação do espalhamento do pulso entre os sinais em torno das duas frequências [4]:

$$\Delta\tau = \frac{z}{v_g} - \frac{z}{v_{g0}} = \left\{ \frac{v_{g0} - v_g}{v_g v_{g0}} \right\} z \quad (2.35)$$

ou

$$\Delta\tau = z \left\{ \left[\frac{\partial\beta}{\partial\omega} \right]_{\omega_a} - \left[\frac{\partial\beta}{\partial\omega} \right]_{\omega_0} \right\} \quad (2.36)$$

De acordo com (2.18), a expansão com os primeiros termos da série permite que o fator de fase em torno de $\omega = \omega_0$ possa ser representado na forma

$$\beta(\omega) \cong \beta_0(\omega_0) + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 \quad (2.37)$$

de maneira que resulta

$$\beta(\omega_0) = \beta_0 \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial\beta}{\partial\omega} = \beta_1 + [\beta_2(\omega - \omega_0)]_{\omega=\omega_0} = \beta_1 \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} = \beta_2 \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (2.40)$$

Logo, em primeira aproximação, tem-se

$$\frac{\partial\beta}{\partial\omega} \cong \beta_1 + \beta_2(\omega - \omega_0) \quad (2.41)$$

Partindo destas considerações, calcula-se o atraso na propagação das componentes em ω_a e ω_0 dado em (2.36). Obtém-se

$$\Delta\tau = z \left\{ \beta_1 + \beta_2(\omega_a - \omega_0) - [\beta_1 + \beta_2(\omega_0 - \omega_0)] \right\} = z \beta_2(\omega_a - \omega_0) \quad (2.42)$$

onde $\beta_1 = \frac{1}{v_{g0}}$, enquanto $\left. \frac{d\omega}{d\beta} \right|_{\omega_0}$ é a velocidade de grupo da portadora [4]

Em (2.34), a amplitude cai para $e^{-1/2}$ quando $[(\omega_a - \omega_0)^2 / 4a] = 1/2$, de maneira que

$$(\omega_a - \omega_0)^2 = 2a = 2 \frac{1}{2T^2} = \frac{1}{T^2} \quad (2.43)$$

Substituindo em (2.42) sai que

$$\Delta\tau = \frac{z\beta_2}{T} \quad (2.44)$$

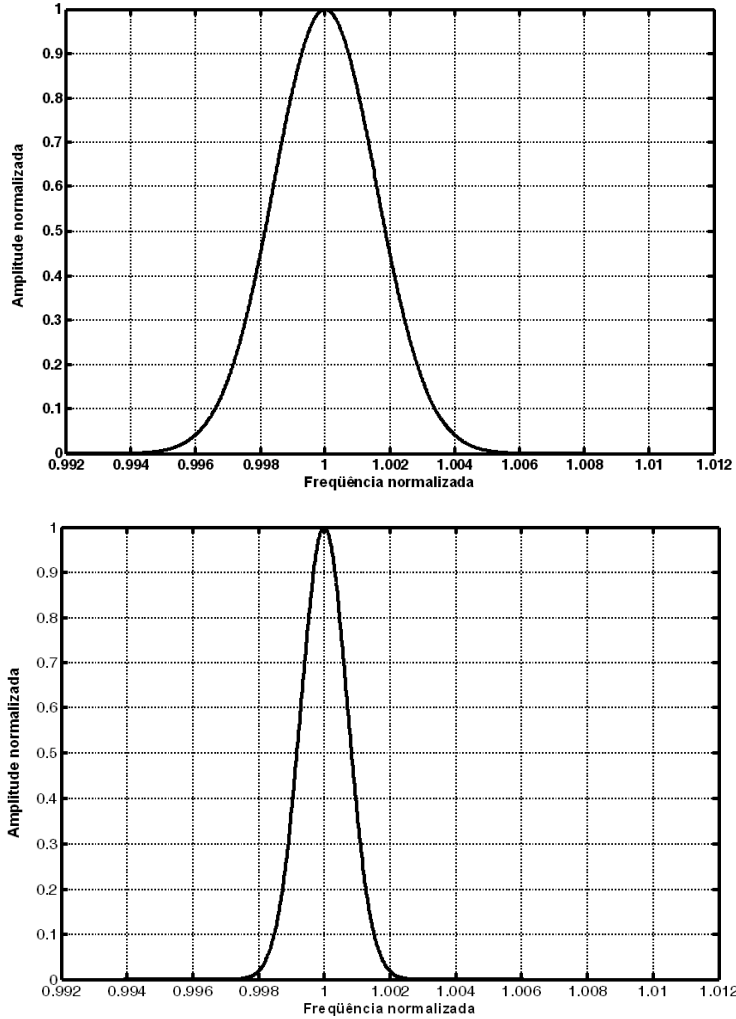


Figura 2.5 - Representação de pulso gaussiano de freqüência normalizada, conforme Eq. (2.38), com o espectro centrado em ω_0 e largura $\Delta\omega$ equivalente a $1/e$. A presença do coeficiente β_2 reduziu a largura de faixa, à medida em que o sinal avançou na fibra óptica.

Portanto, se o coeficiente β_2 do termo de segunda ordem de β for diferente de zero, como ocorre na presença de efeitos não-lineares, as componentes ω_a e ω_0 vão sofrer progressivo atraso com a distância. Tem-se

$$\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4a} = \frac{(\omega - \omega_0)^2}{4/2T^2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 T^2}{2} = \frac{(\omega - \omega_0)^2 z\beta_2}{2\Delta\tau} \quad (2.45)$$

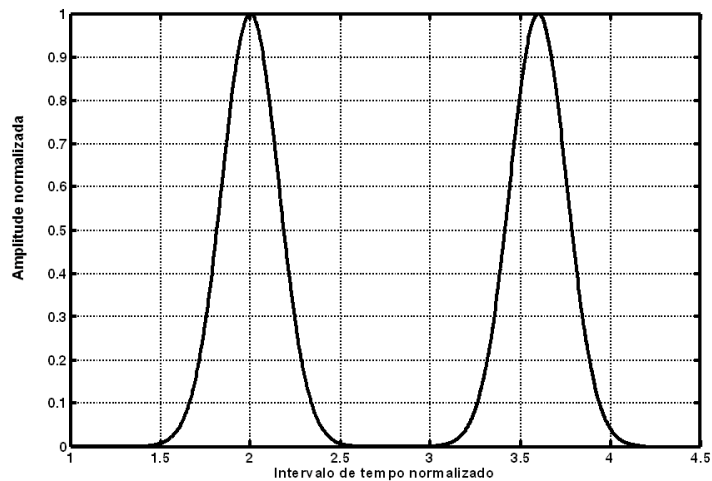
indicando que no domínio da freqüência,

$$E(\omega, z) = \sqrt{2\pi} E_0 T e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2 z\beta_2}{2\Delta\tau}} \quad (2.46)$$

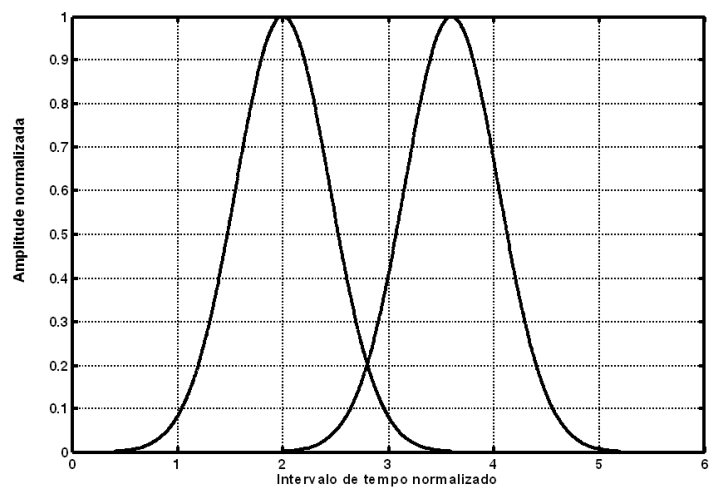
é uma distribuição gaussiana, como antecipado no capítulo anterior. Esta equação está representada na Figura 2.5 para duas distâncias, em valores normalizados de amplitude em relação ao máximo e de frequência em torno do valor central. O segundo gráfico mostra que percorrida maior distância tem-se menor largura de faixa do pulso com a mesma redução na amplitude do campo guiado.

Efetuada a transformada inversa de Fourier de (2.46), obtém-se nova descrição da função no domínio do tempo. Novamente, deve-se obter a duração do pulso medida nos pontos em que a potência cai para $1/e$ do valor máximo. Nestas condições, encontra-se a nova largura temporal do pulso, maior do que o pulso original [4]:

$$T_f = \sqrt{T^2 + (\Delta\tau)^2} = \sqrt{T^2 + \left(\frac{z\beta_2}{T}\right)^2} \quad (2.47)$$



(a)



(b)

Figura 2.6 - Alargamentos temporais dos pulsos de certo fluxo medidos em dois pontos distintos ao longo do meio de transmissão. A separação entre os valores máximos é a mesma e percebe-se que em um ponto mais distante da origem pode ocorrer a superposição por causa da dispersão.

Esta análise demonstra que uma seqüência de pulsos na entrada, como ilustrada na parte (a) da Figura 2.6, conduz ao resultado da parte (b). Nota-se a superposição em certo intervalo de tempo, com conseqüências sobre a informação transmitida. A diferença de duração dos pulsos é $\Delta T = T_f - T$ que depende de $\Delta\tau = z \beta_2/T$, sendo β_2 o termo dispersivo de velocidade de grupo que determina quanto o pulso óptico vai ser alargado através da fibra [1]. Trata-se do coeficiente do termo de segunda ordem de (2.37). De acordo com (2.47), admite-se a existência de uma duração ótima de pulso inicial para a qual se tem o pulso de saída com alteração mínima. Quando se diferencia essa equação em relação a T e iguala-se o resultado a zero, obtém-se o valor ótimo procurado, que é

$$T_{opt} = \sqrt{z\beta_2} \quad (2.48)$$

Se este resultado for aplicado em (2.44), chega-se à variação em τ .

$$\Delta\tau = \sqrt{z\beta_2} \quad (2.49)$$

que concorda com resultados sugeridos por outros autores [4]. Esta análise restringiu-se ao cômputo dos termos de segunda ordem no fator de fase e no índice de refração do meio de propagação. Tratamentos mais rigorosos devem levar em conta também termos superiores, procedimento não adotado neste desenvolvimento.

2.6 Causas e valores da parcela do termo dispersivo de segunda ordem (GVD)

De (2.37), acha-se a relação entre o coeficiente β_2 e o comprimento de onda. Tem-se

$$\left. \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \beta_2 = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right) \quad (2.50)$$

onde se identifica a relação que determina a velocidade de grupo. Seu valor é dado pela distância z percorrida pelo pulso no intervalo de tempo τ_g . Então,

$$\beta_2 = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\tau_g}{z} \right) \quad (2.51)$$

É conveniente reescrever esta relação em função do comprimento de onda,

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{2\pi c}{\omega} \quad (2.52)$$

Aplicando-se a regra da derivação em cadeia, vem:

$$\beta_2 = \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial \omega} \left(\frac{\tau_g}{z} \right) = -\frac{2\pi c}{z\omega^2} \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c z} \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} \quad (2.53)$$

Sob o ponto de vista da dispersão creditada à variação do índice de refração com a freqüência, considera-se a variação do atraso de grupo τ_g de uma amostra espectral centrada em uma

frequência genérica. Usando novamente seu valor obtido pela distância de propagação dividida pela velocidade de grupo, tem-se

$$\tau_g = z \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = z \frac{d(Nk_0)}{d\omega} = z \frac{d\lambda}{d\omega} \frac{d}{d\lambda}(Nk_0) \quad (2.54)$$

onde N é o índice de refração e λ o comprimento de onda no espaço livre, dado em (2.52).

Necessita-se da sua derivada em relação a ω :

$$\frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \quad (2.55)$$

Portanto, τ_g em termos de comprimento de onda fica

$$\tau_g = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \left(k_0 \frac{dN}{d\lambda} + N \frac{dk_0}{d\lambda} \right) = \frac{z}{c} \left(N - \lambda \frac{dN}{d\lambda} \right) \quad (2.56)$$

Como a velocidade do grupo é $v_g = z/\tau_g$, resulta em

$$v_g = \frac{c}{N - \lambda(dN/d\lambda)} = \frac{c}{N_g} \quad (2.57)$$

onde se definiu o índice de refração de grupo do material:

$$N_g = N - \lambda \frac{dN}{d\lambda} \quad (2.58)$$

Considerando o fator de fase β dado por $\beta = Nk_0 = N\omega/c$, chega-se a

$$N_g = N + \omega \frac{dN}{d\omega} \quad (2.59)$$

A diferença de tempo de propagação da envoltória com uma largura espectral $\Delta\omega$ ao longo do comprimento L da fibra pode ser determinado por

$$\Delta\tau_g = \frac{\partial \tau}{\partial \omega} \Delta\omega = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{L}{v_g} \right) = L \frac{d}{d\omega} \left(\frac{1}{v_g} \right) \Delta\omega = L \frac{d^2 \beta}{d\omega^2} \Delta\omega = L \beta_2 \Delta\omega \quad (2.60)$$

Esta alteração terá efeitos sobre a duração do pulso no domínio do tempo, na forma prevista em (2.47). Por esta razão, o parâmetro β_2 já definido, indica um fator de *dispersão de velocidade de grupo*, representado pela derivada segunda indicada. Se o seu valor for nulo, significa que não haverá alargamento temporal do pulso para a largura espectral $\Delta\omega$ especificada. Isto exige que a derivada primeira de β em relação a ω seja constante. Logo, β deve ser constante ou variar linearmente com ω . A expressão anterior pode ser reescrita em termos de comprimento de onda [4] e toma-se

$$\Delta\tau_g = L \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \Delta\omega \quad (2.61)$$

$$\Delta\omega = \frac{\partial\omega}{\partial\lambda} \Delta\lambda = \frac{\partial}{\partial\lambda} \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right) \Delta\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (2.62)$$

Portanto,

$$\Delta\tau_g = L \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} \left(-\frac{2\pi c}{\lambda^2} \right) \Delta\lambda \quad (2.63)$$

Neste ponto, define-se o parâmetro de dispersão cromática D como [1]

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\partial^2\beta}{\partial\omega^2} \quad (2.64)$$

normalmente dado em ps/(nm.km). Isto conduz a

$$\Delta\tau_g = DL\Delta\lambda \quad (2.65)$$

A dispersão cromática pode ser entendida como a soma das dispersões de material e de guia de onda com influência significativa no formato dos pulsos.

CAPÍTULO III

CAUSAS INTRÍNSECAS DO ALARGAMENTO TEMPORAL DO PULSO GUIADO

3.1 Condições gerais de transmissão

Sabe-se que linearidade é a propriedade de um meio de ter suas características eletromagnéticas (permissividade, permeabilidade, condutividade, etc) independentes das amplitudes das componentes do campo eletromagnético. Para haver linearidade do ponto de vista elétrico, é necessário que os vetores de campo elétrico \vec{E} e de polarização \vec{P} sejam diretamente proporcionais. O mesmo raciocínio deve ser feito para análise de linearidade do ponto de vista magnético. Todavia, em frequências muito altas, como as correspondentes à faixa óptica, é comum que os meios tenham comportamento semelhante ao vácuo no que concerne à permeabilidade [14]. Assim, a análise da condição de linearidade ou não-linearidade pode se ater ao comportamento relativo aos vetores associados ao campo elétrico. Em geral, os meios materiais são lineares enquanto as grandezas que descrevem o campo eletromagnético não ultrapassarem certos limites. A ocorrência de campos elevados altera algumas propriedades do meio, com as conseqüências já descritas sobre a transmissão e os efeitos comprometedores em sistemas de comunicações.

3.2 Oscilador harmônico simples

O estudo deste fenômeno visa estabelecer uma relação entre a vibração dos elétrons de um átomo com efeitos lineares e não-lineares nos meios materiais. Uma modelagem simples parte da idéia de uma pequena massa “ m ” fixada em uma mola e que pudesse ficar sujeita a uma força que introduzisse pequeno deslocamento de sua posição de repouso. (Figura 3.1). Considerando uma força de excitação sobre a massa e a componente restauradora da mola, da segunda lei de Newton tem-se

$$F = m a = -k_m x \quad (3.1)$$

em que a é a aceleração, x é o deslocamento e k_m é uma constante de proporcionalidade. Esta constante depende da intensidade da força de restauração. Desta equação obtém-se a aceleração do corpo como sendo $a = -k_m x / m$, que corresponde à segunda derivada do deslocamento. Tem-se:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{k_m}{m} x \quad (3.2)$$

que é a equação do oscilador harmônico simples. Sua solução pode ser dada em termos de seno e co-seno ou na forma compacta,

$$x(t) = A \operatorname{sen}(\omega t + \varphi) \quad (3.3)$$

sendo A a amplitude, φ um argumento arbitrário que define as condições em $t = 0$, ω é a frequência angular relacionada à frequência cíclica e ao período da função. Seu valor depende da constante de proporcionalidade e da massa da partícula [14]:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (3.4)$$

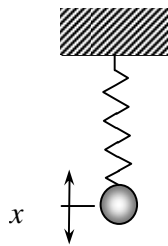


Figura 3.1. Modelo simples para representar o movimento de elétrons em um meio, sob ação de uma força externa e uma força de restauração.

3.3 Polarização dos átomos de um corpo

Uma nuvem de elétrons submetida um campo elétrico, interagindo com cargas positivas e negativas, forma um dipolo elétrico que tende a se movimentar segundo a direção do campo elétrico. As propriedades elétricas do meio sofrem influência de partículas em níveis atômicos ou moleculares. Decorrem das oscilações originadas no instante em que elétrons, moléculas ou átomos vibram a partir de seus estados de repouso. A excitação destas partículas gerará vários modos de vibração que explicam este fenômeno, que serão objetos de análises posteriores. Simultaneamente, este modelo de comportamento em níveis atômicos e moleculares serve de subsídio para a descrição da polarização dos materiais. No caso do elétron (carga negativa), a força restauradora dá-se pelo efeito do sinal oposto das cargas concentradas no núcleo. A frequência de oscilação dependerá do valor da força de restauração e da massa da partícula que se movimenta. A propagação da onda expressará a influência resultante de todos os dipolos induzidos com o campo eletromagnético. A presença de outros elementos no meio resultará na transferência de parte da energia devido às colisões inelásticas. Tal fenômeno indica um amortecimento sobre o movimento

de vibração. Equivale a uma força em sentido contrário à força elétrica e com valor diretamente proporcional à velocidade da partícula. A expressão para o movimento vibratório do elétron assume a forma mais completa [14]

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + m\xi \frac{dx}{dt} + k_m x = -eE \quad (3.5)$$

sendo ξ um coeficiente de amortecimento. Admitindo que o deslocamento tenha uma variação harmônica no tempo, é representado então por

$$x = \text{Re} \{ x_0 e^{i\omega t} \} \quad (3.6)$$

que substituído na equação anterior, resulta em

$$-\omega^2 x + i\omega \xi x + \frac{k_m}{m} x = -\frac{e}{m} E \quad (3.7)$$

Fazendo $k_m/m = \omega_r^2$, o deslocamento fica

$$x = \frac{-eE/m}{(\omega_r^2 - \omega^2) + i\omega\xi} \quad (3.8)$$

onde o denominador complexo denota um atraso no movimento da partícula em relação ao campo elétrico aplicado. O termo ω_r corresponde à frequência angular de ressonância. Em (3.5), se for suprimido o coeficiente de amortecimento ξ resultará um grande aumento no deslocamento quando a frequência ω aproximar-se de ω_r . Este deslocamento implica na formação de um dipolo elétrico em relação ao núcleo do átomo, que determinará a contribuição dos elétrons sobre a polarização do meio. É possível identificar em níveis submicroscópicos diversos desses dipolos elementares. Costuma-se definir o *momento de dipolo elétrico* como sendo o produto do valor da carga pela separação entre elas, associada a um vetor que aponta na direção da carga negativa [14]. A quantidade de momentos de dipolo por unidade de volume define o *vetor polarização* do meio \vec{P} . Esta grandeza é diretamente proporcional ao campo elétrico aplicado, depende do material e está alinhada com este.

3.4 Efeitos da polarização do meio

Quando o campo elétrico for estabelecido no vácuo, considera-se o deslocamento elétrico ou densidade de fluxo elétrico $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E}$ para o cálculo do fluxo elétrico e da distribuição de cargas na região. Nesta expressão, ϵ_0 representa a permissividade elétrica do vácuo, que vale $\epsilon_0 = (10^{-9}/36\pi) \text{ F/m}$. Nos meios materiais, em vista da nova distribuição de cargas resultante da

polarização, esta grandeza modifica-se conforme o valor de polarização \vec{P} . Por conveniência, opta-se por considerá-lo proporcional ao campo elétrico aplicado, escreve-se que a nova densidade de fluxo elétrico seja escrita como

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \chi_e \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (3.9)$$

sendo $\vec{P} = \chi_e \epsilon_0 \vec{E}$ e χ_e uma constante de proporcionalidade chamada *susceptibilidade elétrica* do meio. Por esta característica, haverá uma alteração na permissividade, computada através deste parâmetro, característica de cada meio [14]. Em meios isotrópicos, costuma-se resumir a expressão anterior na forma $\vec{D} = (1 + \chi_e) \epsilon_0 \vec{E} = \epsilon \vec{E}$,

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.10)$$

onde ϵ_r é a permissividade relativa ou constante dielétrica do meio, já definida. Em materiais lineares, χ_e e, conseqüentemente ϵ_r , não dependem da amplitude do campo elétrico. Conforme a relação com o índice de refração, tem-se [3]:

$$N = \sqrt{1 + \chi_e} \quad (3.11)$$

E meios com perdas, χ_e é uma grandeza complexa, geralmente com a parte imaginária bem pequena comparada com a parte real. Nesses meios, em função da histerese dielétrica, ocorre um atraso entre a aplicação do campo elétrico e a correspondente polarização do meio. Em consequência, a susceptibilidade elétrica inclui parte imaginária negativa. Portanto,

$$N = \sqrt{1 + \chi_{er} - i \chi_{ei}} = \sqrt{1 + \chi_{er}} \sqrt{1 - \frac{i \chi_{ei}}{1 + \chi_{er}}} \quad (3.12)$$

Como a parte imaginária χ_{ei} é muito pequena, o primeiro fator do membro da direita corresponde praticamente à parte real χ_{er} do índice de refração. Este valor aproxima-se muito do valor considerado para o meio sem perdas. Desta maneira, pode-se reescrever a equação anterior para a forma

$$N = N_r \sqrt{1 - \frac{i \chi_{ei}}{N_r}} \quad (3.13)$$

onde N_r é a parte real do índice de refração e N_i é a correspondente parte imaginária. Por isso, o segundo termo dentro da raiz quadrada é muito menor do que a unidade. Nestas circunstâncias, pode-se adotar a aproximação $\sqrt{1 - u} \cong 1 - u/2$ sempre que $u \ll 1$. Por conseguinte, tem-se:

$$N \cong N_r \left(1 - i \frac{\chi_{ei}}{2N_r} \right) = N_r - iN_i \quad (3.14)$$

Verificou-se que no domínio da frequência, esse campo é representado por

$$\begin{aligned} E &= E_0 \exp(-i\omega N / c) z = E_0 \exp[-i\omega (N_r - iN_i) / c] z = \\ &= E_0 \exp[-\omega N_i z / c] \exp[-i\omega N_r z / c] \end{aligned} \quad (3.15)$$

onde o primeiro fator exponencial indica decréscimo do campo com a distância percorrida, determinada pelo fator de atenuação do campo:

$$\alpha_c = \frac{\omega N_i}{c} = \frac{\omega \chi_{ei}}{2c N_r} \cong \frac{\omega \chi_{ei}}{2c N} \quad (3.16)$$

Levando em conta que a densidade de potência é proporcional ao quadrado do módulo do campo, o correspondente fator de atenuação será

$$\alpha = 2\alpha_c = \frac{\omega \chi_{ei}}{c N} \quad (3.17)$$

3.5 Efeitos de não-linearidade do meio sobre a polarização

Em condições de não-linearidades, a susceptibilidade passa a depender da amplitude do campo elétrico e uma forma de expressá-la é em uma expansão em série de potências do campo elétrico. Então,

$$\chi_e = \chi_e^{(1)} E + \chi_e^{(2)} E^2 + \chi_e^{(3)} E^3 + \dots \quad (3.18)$$

e o deslocamento elétrico fica

$$D = (1 + \chi_e) \varepsilon_0 E = (1 + \chi_e^{(1)} E + \chi_e^{(2)} E^2 + \dots) \varepsilon_0 E = \varepsilon_1 E + \varepsilon_2 E^2 + \varepsilon_3 E^3 + \dots \quad (3.19)$$

que engloba efeito linear e efeitos não-lineares de segunda ordem, de terceira ordem e superiores. Quando o campo aplicado tiver variação harmônica no tempo, $e = E_m \cos \omega t$, e possuir amplitude suficiente para aparecer o comportamento não-linear, desenvolve-se a expressão anterior como

$$D = D_0 + D_1 \cos \omega t + D_2 \cos 2\omega t + D_3 \cos 3\omega t + \dots \quad (3.20)$$

De acordo com esta análise, a polarização P induzida inclui os termos linear e não-linear. Sem levar em conta a direção do campo aplicado, esta grandeza pode ser representada como

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + P_{NL} \quad (3.21)$$

onde P_{NL} é a componente não-linear da polarização e $\chi^{(1)}$ o termo linear da susceptibilidade. Para os valores usuais de campo aplicado, $|P_{NL}|$ é muito menor que o termo linear. A não-linearidade

para campos intensos exige que a polarização seja expandida em potências crescentes de E , como:

$$P = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots, \quad (3.22)$$

onde $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$, são associados ao comportamento do meio. Estes coeficientes decaem rapidamente para os termos de ordens superiores à terceira e não são mostrados na equação. Em materiais cristalinos, o coeficiente $\chi^{(3)}$ é pequeno, porém diferente de zero. No quartzo, que não possui centro de simetria, considera-se apenas os termos significativos da série e escreve-se:

$$P \cong \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 \quad (3.23)$$

Supondo que se tenha uma onda harmônica no tempo e de amplitude E_0 , de maneira que o campo original seja descrito como $E = E_0 \cos \omega t$, ao se usar o valor ao cubo no segundo termo de (3.23), encontra-se

$$E^3 = E_0^3 \cos^3 \omega t = E_0^3 \left[\frac{3}{4} \cos \omega t + \frac{1}{4} \cos 3\omega t \right] \quad (3.24)$$

que decorre do desenvolvimento da exponenciação de terceira ordem de $E = E_0 \cos \omega t$, de maneira que a polarização no meio ficará determinada por

$$P \cong \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos \omega t + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left[\frac{3E_0^2}{4} \cos \omega t + \frac{E_0^2}{4} \cos 3\omega t \right] E_0 \quad (3.25)$$

O termo contendo 3ω indica uma frequência fora da faixa de pequena atenuação para a fibra óptica.. Por conseguinte, a equação anterior pode ser reescrita de forma aproximada, porém sem erro significativo para uma análise de transmissão em fibra óptica por [4]

$$P \cong \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos \omega t + \left(\frac{3\varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^2}{4} \cos \omega t \right) E_0 \quad (3.26)$$

É possível considerar que a propagação através da fibra óptica seja de uma onda quase plana e a densidade de potência seja relacionada ao campo elétrico através da impedância intrínseca do meio (η), um valor praticamente real para meios de baixa perda. Como E_0 é o valor de pico do campo transmitido, a densidade média de potência fica determinada por

$$I = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{\eta} = \frac{1}{2} \frac{N_0 E_0^2}{\eta_0} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c N_0 E_0^2 \quad (3.27)$$

onde η_0 é o valor da impedância intrínseca no vácuo e N_0 é o índice de refração linear do meio, c é a velocidade da luz e ε_0 a permissividade no vácuo. Partindo desta relação, o quadrado do valor

máximo do campo pode ser dado em termos da densidade de potência, permitindo que o valor máximo da polarização do meio fique representado por

$$P_{m\acute{a}x} \cong \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 + \left(\frac{3\chi^{(3)} I}{2c N_0} \right) E_0 = \varepsilon_0 \left\{ \chi^{(1)} + \left(\frac{3\chi^{(3)} I}{2c \varepsilon_0 N_0} \right) \right\} E_0 \quad (3.28)$$

Pela definição de susceptibilidade adotada em (3.9) e (3.10), a relação entre $P_{m\acute{a}x}$ e $\varepsilon_0 E_0$, dará a susceptibilidade nas condições de não-linearidade discutidas nas passagens anteriores. Resulta

$$\chi_r = \frac{P_{m\acute{a}x}}{\varepsilon_0 E_0} \cong \chi^{(1)} + \frac{3\chi^{(3)} I}{2c \varepsilon_0 N_0} \quad (3.29)$$

a partir do qual se encontra o índice de refração do meio:

$$N = \sqrt{1 + \chi_r} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3\chi^{(3)} I}{2c \varepsilon_0 N_0}} \quad (3.30)$$

Em (3.30), as duas primeiras parcelas no interior da raiz quadrada corresponde ao quadrado do índice de refração linear N_0 . Assim sendo, é conveniente reescrevê-la da forma

$$N = \sqrt{N_0^2 + \frac{3\chi^{(3)} I}{2c \varepsilon_0 N_0}} = N_0 \sqrt{1 + \frac{3\chi^{(3)} I}{2c \varepsilon_0 N_0^3}} \quad (3.31)$$

em que o segundo termo é muito pequeno comparado com o primeiro e permite que se utilize a aproximação $\sqrt{1+u} \cong 1+u/2$ quando $u \ll 1$. Então, o índice de refração final torna-se

$$N = N_0 + \frac{3\chi^{(3)} I}{4c \varepsilon_0 N_0^2} \quad (3.32)$$

Este resultado demonstra a presença de um termo dependente da intensidade óptica no meio e representa uma parcela não-linear do índice de refração. Por conveniência, pode-se colocar na forma

$$N = N_0 + N_2 I \quad (3.33)$$

onde o termo não-linear associado à susceptibilidade de terceira ordem é dada por

$$N_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4c \varepsilon_0 N_0^2} = \frac{90\pi\chi^{(3)}}{N_0^2} \quad (3.34)$$

tendo sido utilizados os valores conhecidos para a velocidade da luz e a permissividade do vácuo.

3.6 Equação de onda

Para se chegar à equação de onda, leva-se em consideração um meio homogêneo, livre de cargas, como a fibra óptica, tendo a propagação de campos ópticos regidos pelas equações de Maxwell. Tem-se o campo elétrico \vec{E} e o campo magnético \vec{H} , o deslocamento elétrico \vec{D} e a indução magnética \vec{B} relacionados por [4]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad \text{Lei de Faraday} \quad (3.35)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{Lei de Ampère} \quad (3.36)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad \text{Lei de Gauss para o campo elétrico} \quad (3.37)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Lei de Gauss para o campo magnético} \quad (3.38)$$

sendo σ , a condutividade do meio em siemens por metro (S/m), ρ e \vec{J} as densidades de carga (C/m^3), e de corrente de condução (A/m^2), respectivamente. A característica da resposta do material aos efeitos elétricos está contida no vetor \vec{P} de polarização. Sabe-se que \vec{D} está relacionado ao campo elétrico \vec{E} e a polarização \vec{P} do dielétrico, segundo $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$, e que esta relação depende da natureza do meio. De (3.21), vem $\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \vec{P}_{NL}$.

Dado que o interesse neste trabalho é o comportamento da fibra óptica, que não constitui meio condutor, não apresenta cargas, ($\rho = 0$), é do tipo não-magnético e dielétrico ($\vec{J} = 0$). Calculando o rotacional de (3.35), eliminando-se \vec{D} e \vec{B} com interação de (3.36) e (3.37) para meios sem cargas, vem

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \frac{-1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (3.39)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo. Expandindo o primeiro membro considerando que $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla \nabla \cdot \vec{E} - \nabla^2 \vec{E}$ e substituindo o vetor polarização dado em (3.33), obtém-se a equação de onda não-linear:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \chi_e \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_{NL} =$$

$$\frac{1}{c^2} (1 + \chi_e) \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}$$
(3.40)

sendo $(1 + \chi_e) = N^2$ onde N é o índice de refração do meio em condições de linearidade. Em vista de (2.12), pode-se refazer esta equação na forma [15]

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -S$$
(3.41)

$$S = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}$$
(3.42)

O laplaciano é desenvolvido em termos das derivadas parciais em relação às coordenadas do meio. Para variações harmônicas no tempo, o operador $\partial / \partial t$ implica em um fator $i\omega$ no domínio da frequência. Por outro lado, a velocidade da onda no espaço ilimitado é determinada por

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{\omega}{k_0 \sqrt{\epsilon_r}} = \frac{\omega}{k_0 N}$$
(3.43)

sendo k_0 o número de onda no espaço livre, N o índice de refração, ω a frequência angular e ϵ_r a constante dielétrica do meio, um valor geralmente dependente da frequência. Por outro lado, está sendo considerada que z é a direção de propagação, com um fator de fase β . Desta maneira a equação de onda fica reescrita como [15]

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + (k_0^2 \epsilon_r - \beta^2) \vec{E} = -S$$
(3.44)

A fibra óptica tem como base o dióxido de silício SiO_2 , cujo índice de refração depende do grau de pureza, do tratamento ao qual o vidro é submetido, e, como salientado, do nível de campo eletromagnético guiado. Os termos não-lineares da susceptibilidade implicam em não-linearidade no índice de refração, com uma componente N_2 , em geral de pequena amplitude. As medições da componente não-linear do índice de refração para diferentes materiais mostram certa correlação com o termo linear, segundo $P = P_L + P_{NL}$. Dependendo da configuração atômica e molecular, encontram-se coeficientes relativos aos termos de segunda e terceira ordens com resultados positivos ou negativos na expansão em série. Esta contribuição depende de forças de intera-

ção em níveis atômicos ou moleculares, bem como de modos de vibração das partículas carregadas [15].

3.7 Susceptibilidade elétrica no meio anisotrópico

Do ponto de vista ideal, a fibra óptica deveria ser um meio isotrópico, em que suas propriedades não dependessem das direções das componentes do campo eletromagnético guiado. Todavia, por causa dos processos de fabricação, esforços aplicados em diversas etapas dos processos e outros fatores, existe certo grau de anisotropia que pode ter influência nas características de propagação. Nos meios anisotrópicos, os dipolos resultantes da polarização elétrica não são alinhados com o campo elétrico. Embora estejam arranjados paralelamente, têm diferentes direções das correspondentes componentes do campo elétrico. Assim, conforme ilustração na Figura 3.2 o vetor de polarização elétrica \vec{P} devido ao campo elétrico vertical $\vec{E} = \vec{E}_v$ possui componente vertical \vec{P}_v e também parcelas que dão origem a uma componente horizontal \vec{P}_h . Por isto, são necessárias duas quantidades ($\chi_{vv}; \chi_{hv}$), para descrever a relação entre o campo elétrico vertical e a polarização elétrica. Os dois vetores:

$$\vec{P}_v = \chi_{vv} \vec{E}_v \quad (3.45)$$

$$\vec{P}_h = \chi_{hv} \vec{E}_v \quad (3.46)$$

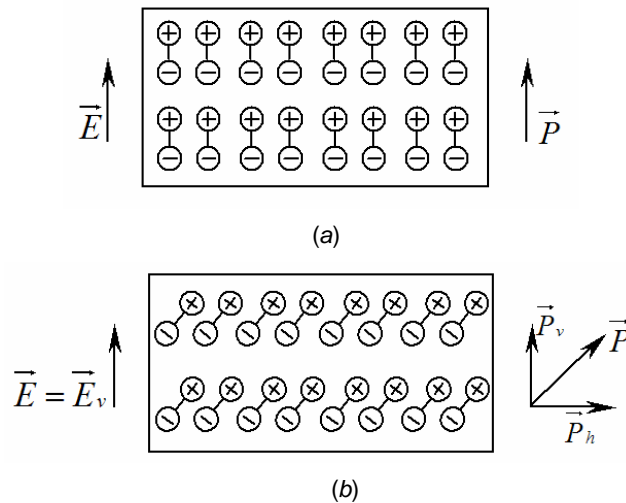


Figura 3.2: (a) - dipolos paralelamente dispostos e orientados na mesma direção de \vec{E} ; (b) - dipolos não arranjados de modo paralelo do campo elétrico \vec{E} .

Quando se investiga a polarização em uma região espacial em três dimensões, no sistema de coordenadas χ_1, χ_2, χ_3 com o vetor campo elétrico $\vec{E} = [E_1 \ E_2 \ E_3]$ e a polarização $\vec{P} = [P_1 \ P_2 \ P_3]$, estabelecem-se as relações gerais:

$$P_1 = \chi_{11}E_1 + \chi_{12}E_2 + \chi_{13}E_3 \quad (3.47)$$

$$P_2 = \chi_{21}E_1 + \chi_{22}E_2 + \chi_{23}E_3 \quad (3.48)$$

$$P_3 = \chi_{31}E_1 + \chi_{32}E_2 + \chi_{33}E_3 \quad (3.49)$$

Logo, há necessidade de um conjunto de nove parcelas para descrever a relação entre o campo elétrico e a polarização. A transformação linear indicada pode ser reescrita de forma compacta com uma das seguintes notações

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \chi_{ij} E_j \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.50)$$

$$P_i = \chi_{ij} E_j \quad (i = 1, 2, 3) \quad (3.51)$$

Esta anisotropia também pode contribuir para o alargamento dos pulsos guiados na fibra óptica por causa de efeitos na velocidade de propagação dos diferentes modos de polarização. Além disto, sob campos intensos, cada uma das componentes envolve termos não-lineares, com as conseqüências que serão discutidas mais adiante.

CAPÍTULO IV

DESCRIÇÃO DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS

4.1 Conceitos de comprimento efetivo e área efetiva

a. Comprimento efetivo. É de se esperar um decréscimo de densidade de potência do feixe óptico ao longo do percurso. Partindo de um valor inicial I_0 , é possível definir um *comprimento efetivo* L_{ef} de interação do feixe óptico com o meio material a partir de um critério previamente estabelecido. A intensidade óptica no meio decresce exponencialmente com a distância percorrida (z), segundo uma lei de variação [16]:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (4.1)$$

onde α é o fator de atenuação da intensidade óptica, dado em nepers por metro (Np/m) ou seu equivalente em decibels por metro (dB/m), z é o trecho em análise e $e \cong 2,7182$ é a base dos logaritmos naturais. Geralmente, considera-se o comprimento efetivo como sendo o valor que multiplicado por I_0 leve a um resultado igual ao obtido pela integração da intensidade óptica em todo o comprimento do meio de transmissão. (Figura 4.1). Assim, o comprimento efetivo fica determinado por [16]

$$L_{ef} = \frac{1}{I_0} \int_0^L I_0 e^{-\alpha z} dz = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (4.2)$$

Trata-se de um parâmetro importante na análise de vários efeitos na transmissão via fibra óptica, em particular a alguns associados a fenômenos não-lineares. No cômputo do comprimento efetivo da fibra utiliza-se

$$L_{ef} = \frac{(1 - e^{-\alpha L})}{\alpha} = \frac{1 - [1 - \alpha L + (1/2)\alpha^2 + \dots]}{\alpha} \quad (4.3)$$

Examinando o numerador desta equação, observa-se que para $\alpha L \ll 1$, tem-se $L_{ef} \cong L$ e para $\alpha L \gg 1$, $L = 1/\alpha$. Logo, em pequenas distâncias o comprimento efetivo é igual ao comprimento físico da fibra e em grandes extensões o comprimento efetivo tende para o inverso do fator de atenuação [16]. Esta última aproximação pode ser feita para $L \geq 5/\alpha$ com erro inferior a 1%.

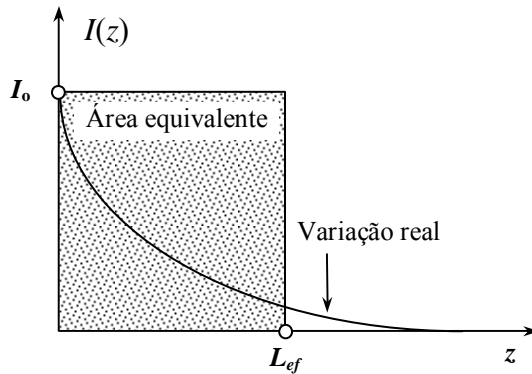


Figura 4.1 - Definição de comprimento efetivo para a propagação em um meio de características conhecidas.

b. Área efetiva. Além do comprimento efetivo, os efeitos das não-linearidades também tendem a aumentar em razão da intensidade óptica, que é inversamente proporcional à área do núcleo da fibra. Levando em conta que a potência não se distribui uniformemente na secção transversal da fibra, a quantificação das influências dos campos ópticos guiados depende de uma integral de superposição ao longo dessa secção transversal. Desta integração, é possível obter uma *área efetiva do núcleo* A_{ef} relacionada à *área real* A e à distribuição transversal do modo fundamental guiado. Descrevendo de uma forma genérica a distribuição transversal da intensidade óptica como $I(r, \theta)$, sendo r a distância radial e θ o ângulo em torno do núcleo, este parâmetro pode ser obtido por [16]

$$A_{ef} = \frac{\left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(r, \theta) r dr d\theta \right]^2}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I^2(r, \theta) r dr d\theta} \quad (4.4)$$

com sua representação na Figura 4.2 [16]. Nesta configuração, optou-se por representar uma distribuição aproximadamente gaussiana para o modo fundamental no guia [17]. Embora a integração na direção radial deva incluir as possibilidades até o infinito, em geral é possível truncar o limite em uma pequena distância no interior da casca da fibra, pois a intensidade nessa região já assume valores muito pequenos. Partindo da forma geométrica da área de um círculo $A = \pi r^2$, adota-se o conceito de área efetiva, considera-se a distribuição uniforme da intensidade óptica com simetria cilíndrica e com valor constante até um raio efetivo dado por

$$r_{ef} = \sqrt{\frac{A_{ef}}{\pi}} \quad (4.5)$$

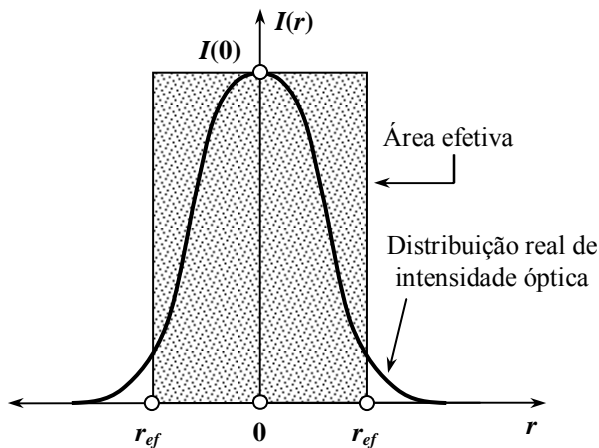


Figura 4.2 – Conceito de área efetiva, levando em conta a distribuição da intensidade óptica na seção transversal da fibra.

4.2 Discussão preliminar sobre alguns efeitos na fibra óptica

a. Abordagem proposta para análise das interações não-lineares. Como se antecipou, se a densidade de potência assumir valores acima de determinado limiar, sempre devem ser previstos fenômenos não-lineares. Seus efeitos impõem severas limitações aos sistemas de comunicações ópticas, principalmente os desenvolvidos para alta capacidade e que empregam fibras de tipo monomodo [4]. Algumas não-linearidades trazem alterações temporais e espectrais no feixe óptico, podendo ter ou não modificações nos níveis de energia total. Certas interações não-lineares envolvem ondas superpostas que se propagam no meio e prevêem-se alterações na potência em um dos sinais por influência de outro. Uma degradação possível é esquematizada na Figura 4.3 para a transmissão em dois canais. Cada canal está processado com sua própria seqüência de bits no estágio inicial de transmissão. Com a interferência entre eles, parte da energia de um bit é transferida para o correspondente no outro canal. Logo, bits de uma seqüência saem prejudicados às custas do benefício na transmissão da segunda portadora óptica. O fato pode conduzir a erro de bit nas mensagens enviadas. Tal efeito decorre da modulação cruzada de fase.

Para esta explicação, admitiu-se que os dois canais tenham espaçamento que permita a influência de não-linearidades. Nestas condições, caracterizando como P_1 e P_2 as potências individuais dos feixes guiados, em uma extensão $z = L$ na região analisada a potência em um deles modifica-se segundo uma lei

$$P_1(L) = P_1(0) \exp(g P_2 L / A) \quad (4.6)$$

onde $P_1(0)$ e $P_1(L)$ são a potência de entrada e de saída após o percurso L e g é o coeficiente genérico de ganho, que será utilizado em diferentes análises. Esta potência é associada à *onda incidente*, eventualmente denominada *onda de prova*. Seria possível fazer este tratamento

também com a equação especificando a intensidade óptica, pois se trata de uma grandeza proporcional à potência do feixe guiado. O valor de A refere-se à área geométrica do núcleo da fibra óptica.

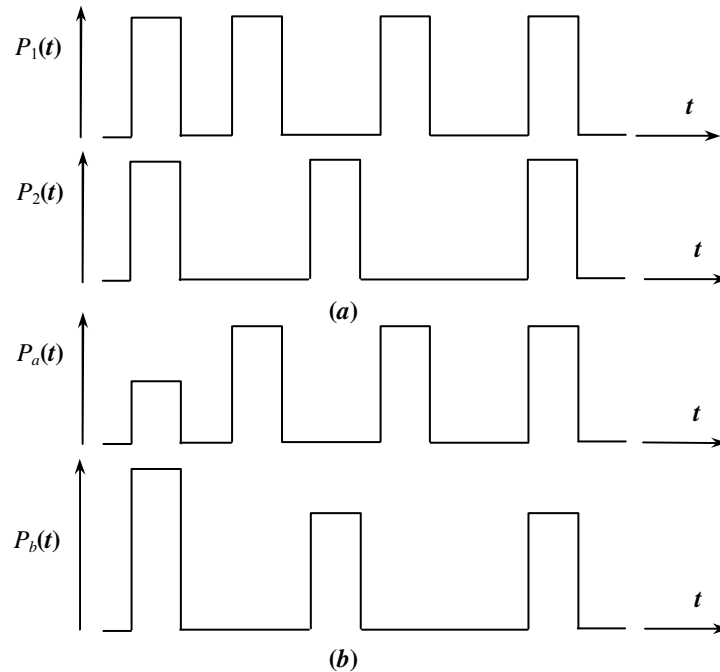


Figura 4.3 - (a) Seqüências de bits para dois canais multiplexados em comprimento de onda sem influência de não-linearidades. (b) Efeitos possíveis com a presença de efeitos não-lineares.

Esta equação mostra mudança no valor de $P_1(L)$ a partir de P_2 , com valor dependente do coeficiente de ganho g . Como o expoente de (4.6) deve ser uma grandeza adimensional, este parâmetro tem dimensão de comprimento de interação por unidade de potência do segundo feixe óptico. Normalmente, é dado em centímetros por watt (cm/W) ou metro por watt (m/W), sendo a escolha compatível com o expoente da expressão. Além disto, o coeficiente g depende do tipo de não-linearidade identificada na transmissão. O feixe correspondente à potência P_2 é chamado de *onda de bombeamento*, da qual parte da energia é transferida ao feixe óptico da onda incidente [18]. A equação mostra também a importância da área (A) na qual se concentra a potência e que influencia na intensidade óptica no meio.

É importante destacar algumas limitações desta equação. Em primeiro lugar, a sua formulação supõe que P_2 seja constante em todo o comprimento do enlace analisado. Ou seja, não ocorrem degradações ou atenuações originadas por não-linearidades. Depois, considera que as ondas de prova e de bombeamento tenham a mesma polarização. Nenhuma destas situações ocorre de maneira exata em uma fibra real. A atenuação em lances longos não pode ser desconsiderada e os estados de polarização das ondas de prova e de bombeamento podem ser diferentes. Uma maneira de torná-la mais adaptada às condições verdadeiras da fibra é admitir

que a interação exista ao longo do comprimento efetivo L_{ef} que permite supor a amplitude do feixe óptico constante nesta extensão e nulo para comprimentos superiores. Da mesma forma, em lugar da área geométrica, considera-se a área efetiva (A_{ef}), na qual se supõe a intensidade óptica constante e a equação fica

$$P_1(L) = P_1(0) \exp(g P_2 L_{ef} / b A_{ef}) \quad (4.7)$$

onde o parâmetro b é um o fator relacionado às propriedades de polarização do feixe óptico na fibra.

No tratamento dos efeitos não-lineares, adotam-se algumas aproximações e suposições. Uma delas é admitir que os termos da susceptibilidade elétrica sejam independentes da frequência e que a componente não-linear do vetor polarização do meio varie lentamente no tempo, de maneira que sua segunda derivada seja próxima de zero [19]. Pode-se provar que em meios que apresentem simetria de inversão em níveis moleculares, os termos de ordem par da susceptibilidade elétrica são nulos [18]. Esta simetria manifesta-se com a inversão de polarização sob efeito da inversão do campo elétrico aplicado. Logo, na descrição matemática da susceptibilidade restam os termos de ordens ímpares. Levando em conta os valores numéricos habitualmente encontrados, é possível desconsiderar os que tiverem ordens superiores à terceira. Embora estas aproximações sejam válidas para os níveis e comprimentos de onda comuns nos sistemas de comunicações ópticas, não são convenientes para sistemas de grandes extensões que operem com altas taxas de modulação.

b. Espalhamento de Rayleigh. Quando houver a interação do fóton com as partículas que compõem a estrutura do material, tal como um átomo, uma molécula ou agrupamento de moléculas, ocorrerá espalhamento de três maneiras diferentes. O principal é originado em irregularidades no meio, preservando-se a energia do fóton incidente. É associado a fenômenos elásticos e pode ser ilustrado como na Figura 4.4. Neste esquema, representa-se interação de fótons com partículas do meio sem perda de energia, preservando-se o comprimento de onda da irradiação incidente. A inclusão deste efeito linear na análise deve-se ao fato de que em lances longos de fibra óptica o seu somatório contribuirá para outras conseqüências a serem descritas, incluindo a perda de potência na transmissão em comprimentos de onda usuais para comunicações via fibra óptica.

Admite-se que o meio compõe-se de moléculas iguais, cada uma com estrutura própria de níveis de energia. A frequência do campo luminoso incidente não é igual nem próxima de quaisquer das frequências de ressonância das transições dentre os níveis de energia das moléculas. Assim, estas não podem absorver os fótons, mas podem espalhá-los mediante processos

de transição entre os estados de energia. Nas partes (a) e (b) da Figura 4.4 vêem-se o processo simples de espalhamento molecular por Rayleigh e o comportamento relativo à excitação do elétron. No primeiro passo, ocorre absorção de um fóton de frequência ν_0 e a molécula no estado a (ou c) é excitada para um nível intermediário. Quando a molécula retornar ao estado original de energia, há formação de um fóton emitido de igual frequência do feixe incidente (ν_0). Neste caso, não se dá troca de energia entre o campo incidente e o meio. Contudo, a direção de propagação do fóton emitido é, geralmente, diferente daquela do fóton incidente. Este comportamento caracteriza o fenômeno chamado *espalhamento ou dispersão de Rayleigh*.

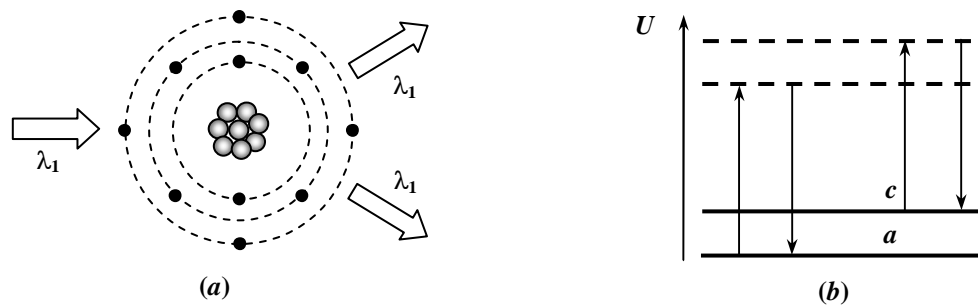


Figura 4.4 - (a) Esquema ilustrando a interação de um fóton com um átomo. **(b)** Diagrama de níveis de energia do espalhamento de Rayleigh, considerando que no choque elástico não existe perda de energia.

Em uma fibra óptica, as irregularidades mencionadas decorrem de flutuações microscópicas da densidade da sílica, surgidas durante o processo de fabricação. Resultam em flutuações aleatórias do índice de refração, em distâncias inferiores ao comprimento de onda λ . O espalhamento da luz verificado na sua seção transversal leva a um decréscimo da densidade de potência inversamente proporcional à quarta potência do comprimento de onda. A sua contribuição para a atenuação na fibra pode ser resumida na forma [1]:

$$\alpha_R = \frac{C}{\lambda^4} \quad (4.8)$$

onde C é uma constante que apresenta valores entre 0,7 e 0,9 (dB/km).(μm^4) [1]. Para comprimentos de onda de 1550nm (terceira janela de comunicações por fibras ópticas), valores utilizados em sistemas que envolvem a transmissão simultânea de vários canais. Em vista de (4.8), verifica-se que em comprimentos de onda acima de $3\mu\text{m}$ a sua influência pode ser reduzida a valores inferiores a 0,01 dB/km [1].

c. Espalhamentos espontâneos e estimulados. Existem espalhamentos capazes de gerar novas ondas através da troca de energia com o meio, associados a fenômenos espontâneos ou estimulados. Os espalhamentos estimulados surgem de uma parcela do espalhamento espontâneo, mas não necessariamente obedecem ao mesmo mecanismo básico. De modo geral, os espa-

lhamentos estimulados ocorrem quando um fóton de excitação dá origem a outro fóton através da troca de energia com o meio. Se houver transferência de energia do fóton para o meio, de acordo com a lei de Planck, resulta em uma frequência espalhada inferior, denominada *onda de Stokes*. É possível, também, o surgimento de uma onda espalhada com acréscimo de energia, valor esse que tenha sido absorvido do meio. Assim, sua frequência é superior à do fóton incidente, sendo conhecida como *onda anti-Stokes*. As interações com o meio envolvem um fônon com energia e momento suficientes para garantir os princípios de conservação de energia e da quantidade de movimento. Alguns efeitos de terceira ordem (ou cúbicos) são devidos à dependência do índice de refração em relação à potência óptica. Entre eles, conhecem-se o efeito de Brillouin, o efeito Raman, a mistura de quatro ondas, o efeito Kerr, a automodulação de fase (SPM) e a modulação cruzada de fase (XPM) [1]. O *espalhamento de Raman*, estimulado ou espontâneo, baseia-se nos movimentos vibratórios intramoleculares. Os espalhamentos estimulados tanto de Raman quanto de Brillouin resultam de efeitos inelásticos de segunda ordem (ou quadráticos) relacionados com as características eletromagnéticas e mecânicas do meio. Alguns destes fenômenos serão avaliados e analisados do ponto de vista da degradação do feixe óptico na fibra monomodo.

4.3 Espalhamento de Brillouin

a. Descrição do fenômeno. No *efeito Brillouin*, o espalhamento espontâneo é causado por ondas acústicas oriundas de ações térmicas no meio. Neste caso, a origem são os movimentos de vibração espontâneas de átomos e moléculas. O *efeito Brillouin estimulado* baseia-se na interação da luz incidente de alta potência e a eletroatividade induzida pelas ondas acústicas. Trata-se de um espalhamento inelástico, isto é, com perda de energia, resultante da interação de fônons acústicos originados das vibrações de átomos e moléculas. Implica na excitação de uma onda óptica com deslocamento em sentido contrário ao da onda incidente. Da interação com o meio, tem-se uma modificação no índice de refração, formando uma espécie de rede de difração que se propaga no mesmo sentido da luz incidente (copropagação). Por causa da alteração na energia, segundo a lei de Planck ocorrerá mudança na frequência da onda espalhada. Na sílica, em função de suas características físicas e eletromagnéticas, no comprimento de onda relativo à terceira janela de transmissão, esta diferença será um pouco superior a 10GHz [4]. A diferença é decorrente do efeito Doppler-Fizeau sobre o feixe óptico aplicado. Esta forma de propagação é identificada como onda retroespalhada ou contrapropagante. Representa o primeiro efeito não-linear que aparece quando a intensidade óptica ultrapassar deter-

minado limiar e constitui uma importante limitação para a potência a ser transportada pela fibra.

Está ilustrado na Figura 4.5, onde se admitiu que o eixo z seja coincidente com a direção de propagação [4]. A interação da luz com vibrações mecânicas envolve três ondas: o feixe óptico incidente, também chamada de onda de bombeamento, a onda acústica e a onda de Stokes, com frequências angulares ω_p , ω_a e ω_s , respectivamente [4]

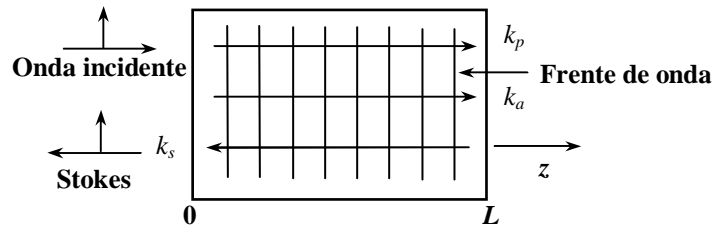


Figura 4.5 - Aspectos descritivos do retroespalhamento estimulado Brillouin, destacando a onda incidente, a formação da onda acústica e a onda de Stokes.

Essas ondas são definidas pelos vetores de propagação $\vec{k}_p = k_p \vec{a}_z$, $\vec{k}_s = -k_s \vec{a}_z$, $\vec{k}_a = k_a \vec{a}_z$. Admite-se que os campos tenham mesma direção de propagação sendo k_p , k_s e k_a os fatores de fase ou números de onda relativos às ondas incidente, de Stokes e acústica. Em suas representações no domínio do tempo estes campos ficam

$$E_s(z,t) = \frac{1}{2} E_{0s}(z) \exp[i(\omega_s t + k_s z)] + c.c. \quad (\text{onda de Stokes}) \quad (4.9)$$

$$E_p(z,t) = \frac{1}{2} E_{0p}(z) \exp[i(\omega_p t - k_p z)] + c.c. \quad (\text{onda de bombeamento}) \quad (4.10)$$

$$q(z,t) = \frac{1}{2} Q(z) \exp[i(\omega_a t - k_a z)] + c.c. \quad (\text{onda acústica}) \quad (4.11)$$

onde $c.c.$ indica o complexo conjugado em cada caso. O coeficiente $Q(z)$ corresponde ao deslocamento do ponto de equilíbrio de um pequeno volume no meio. Resulta da força eletrostática aplicada, que causa alteração pontual na densidade volumétrica do material. As energias destas componentes são relacionadas às suas frequências pela lei de Planck:

$$E_p = h \frac{\omega_p}{2\pi} \quad (4.12)$$

$$E_s = h \frac{\omega_s}{2\pi} \quad (4.13)$$

$$E_a = h \frac{\omega_a}{2\pi} \quad (4.14)$$

Para as três componentes obedecerem ao princípio da conservação da energia, a energia da

onda de bombeamento, que dá origem ao efeito de Brillouin, relaciona-se às outras ondas por

$$E_p = h \frac{\omega_p}{2\pi} = h \frac{\omega_s}{2\pi} + h \frac{\omega_a}{2\pi} \quad (4.15)$$

mostrando que a frequência de Stokes sofre um deslocamento dado pela diferença entre a frequência da onda de bombeamento e a da onda acústica. Logo, a vibração dá origem a uma onda eletromagnética de frequência angular ω_a , tal que

$$\omega_a = \omega_p - \omega_s \quad (4.16)$$

Ainda considerando o princípio da conservação da energia, na condição de casamento de fase e com as ondas de bombeamento e de Stokes propagando-se em sentidos opostos, é necessário que se tenha a seguinte relação entre os respectivos fatores de fase [4]:

$$k_a = k_p + k_s \quad (4.17)$$

Como as vibrações mecânicas que originam ω_a ocorrem com frequências muito menores do que as dos feixes ópticos relativos aos sinais de bombeamento e transmitido, tem-se $\omega_a \ll \omega_p$ e $\omega_a \ll \omega_s$. Conseqüentemente, $k_p \cong k_s$ e resulta em $k_a \cong 2k_p = 2\omega_p/v_p = 2\omega_p N/c$.

Por outro lado, como $k_a = \frac{\omega_a}{v_a}$, sendo v_a a velocidade de propagação da onda acústica, resulta $\omega_a/v_a \cong 2\omega_p N/c$ ou

$$\omega_a \cong 2\omega_p N \frac{v_a}{c} = 4\pi N \frac{v_a}{\lambda_p} \quad (4.18)$$

sob condições de casamento de fase de (4.17). Observa-se que a frequência de vibração associada ao efeito Brillouin fica inversamente proporcional ao comprimento de onda da frequência de bombeamento (λ_p). Para a fibra óptica à base de sílica, a velocidade da onda acústica é em torno de 5.680m/s e o índice de refração é próximo de 1,50. Portanto, no comprimento de onda de 1,55 μ m obtém-se uma frequência acústica em torno de 11GHz. Substituindo ω_a em (4.16), ω_s assume o valor particular

$$\omega_{so} = \omega_p - \omega_a = \omega_p - 2\omega_p N \frac{v_a}{c} = \omega_p \left\{ 1 - 2N \frac{v_a}{c} \right\} \quad (4.19)$$

A frequência angular da onda acústica relaciona-se à sua velocidade, à sua direção de propagação e ao seu fator de fase por meio de [1]

$$\omega_a = |k_a|v_a = 2v_a|k_p|\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (4.20)$$

quando $k_p \cong k_s$. Nesta relação, θ representa o ângulo formado pela direção de propagação da onda de bombeamento e das ondas espalhadas. O valor ω_a anula-se na direção original de propagação ($\theta = 0$) e atinge o máximo na direção oposta, quando $\theta = \pi$ [1].

b. Análise quantitativa do efeito Brillouin. No efeito Brillouin, não ocorre interação perceptível se as ondas incidente e de Stokes se propagarem no mesmo sentido. A interação máxima ocorre quando estas ondas se contrapuserem, com um feixe propagando-se no sentido da fonte de excitação, onda de Stokes [1]. Na solução da equação de onda em um meio sem interações, a intensidade óptica varia com a distância segundo a lei

$$I_p(z) = I_0 \exp(-\alpha_i z) \quad (4.21)$$

sendo α_i o respectivo fator de atenuação, que determina a redução da amplitude por unidade de deslocamento. Deve-se salientar que este fator é o dobro do associado à redução do campo elétrico ou do campo magnético guiados, uma vez que a densidade de potência óptica é proporcional ao quadrado do módulo de uma dessas grandezas. Portanto, o decréscimo dessa intensidade óptica com a distância é determinado por

$$\frac{dI_p}{dz} = -\alpha_i I_0 \exp(-\alpha_i z) = -\alpha_i I_p \quad (4.22)$$

Para a intensidade óptica relativa à onda de Stokes, a mesma equação conduziria a um comportamento dado por

$$\frac{dI_s}{dz} = +\alpha_i I_{so} \exp(+\alpha_i z) = +\alpha_i I_s \quad (4.23)$$

Com os dois feixes ópticos interagindo, isto é, a onda de Stokes e o sinal de bombeamento, há necessidade de incluir-se acoplamento entre eles. Desta maneira, as novas equações envolvendo as ondas são [1]:

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_s I_p + \alpha_i I_s \quad (4.24)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_s I_p - \alpha_i I_p \quad (4.25)$$

onde o g_B é o *fator de ganho de Brillouin*, expresso em metros por watt (m/W), como na expressão geral (4.6). Seu valor relaciona-se a diversos parâmetros que envolvem a interação do feixe óptico com as características elétricas e mecânicas do meio. Entre esses parâmetros inclui-se o *coeficiente eletroestrutivo* γ , que estabelece a mudança na permissividade em função da densidade de massa do material. Demonstra-se que o valor de g_B é determinado por [4]

$$g_B = \frac{\gamma_p^2 k_a k_p \eta \alpha_p}{2\varepsilon_0 N^3 \rho \left[v_a^2 \alpha_p^2 + 4(\omega_s - \omega_{so})^2 \right]} \quad (4.26)$$

sendo γ_p o coeficiente eletroestrutivo na frequência de bombeamento, α_p o fator de atenuação nessa mesma frequência, ρ a densidade de massa do material, α_a o fator de atenuação na frequência da onda acústica e η a impedância intrínseca do vácuo. Os demais parâmetros já foram apresentados anteriormente.

Esta equação é válida quando se consideram os fatores de fase das ondas de Stokes e de bombeamento aproximadamente iguais. O cálculo mostra a dependência do efeito Brillouin com a frequência e indica uma frequência para a qual o coeficiente de ganho atinge o máximo, o que ocorre quando $\omega_s = \omega_{so}$. O valor deste coeficiente cai para a metade quando $\omega_s - \omega_{so} = \pm v_a \alpha_a / 2$. Ou seja, encontra-se uma frequência acima e outra abaixo do valor ótimo, cuja diferença representa a largura de linha de Brillouin [4]:

$$\Delta\omega_B = v_a \alpha_a \quad (4.27)$$

Para os valores típicos de v_a e α_a na sílica operando em 1,55 μ m, este cálculo corresponde a uma largura de linha de cerca de 20MHz. Trata-se de um valor que não é tão significativo em face dos valores de frequência normalmente envolvidos nos processamentos ópticos através das fibras.

c. Potência de limiar para ocorrência do fenômeno. Considerando um único comprimento de onda guiado na fibra, pode-se ter uma degradação no feixe de luz se o efeito for significativo. A potência crítica capaz de alterar o desempenho do sistema depende do comprimento efetivo L_{ef} , da área efetiva do núcleo A_{ef} e do coeficiente do ganho de Brillouin g_B . Uma expressão prática que leva a este valor é [1]:

$$P_c = \frac{21bA_{ef}}{g_B L_{ef}} \quad (4.28)$$

Conforme os parâmetros envolvidos neste cálculo, podem ser encontrados valores críticos para esta potência a partir de 1mW ou 2mW [1]. Para fibras que mantenham a polarização do campo óptico guiado (conhecidas como *PMF*, de *polarisation maintaining fibre*), emprega-se $b = 1$. Para fibras convencionais, que não garantem a estabilidade desta polarização do feixe em toda sua extensão, utiliza-se $b = 2$ [1]. Admite-se A_{ef} quase igual à área geométrica do núcleo da fibra se os comprimentos de onda forem próximos ao comprimento de onda de corte, posto que nesta situação as distribuições radiais dos campos guiados são mais uniformes.

O ganho de Brillouin g_B vale aproximadamente 4×10^{-11} m/W quando a operação ocorrer em regime contínuo [1]. Em sistemas com múltiplas portadoras ópticas, será considerado que cada canal interage com a fibra independentemente dos outros comprimentos de onda. Isto significa que a cada um associa-se sua própria potência crítica que conduzirá à degradação do desempenho desse feixe individual. Portanto, é possível evitar a troca de energia entre os canais pelo fato de a largura de banda do ganho de Brillouin ser muito pequena. Assim, o espaçamento intercanal deve equivaler, no máximo ao deslocamento de Brillouin (cerca de 11GHz em 1,55 μ m) e os feixes propagarem-se em sentidos opostos.

4.4 Espalhamento estimulado de Raman (SRS)

a. Descrição do fenômeno. No espalhamento de Raman, estabelece-se a propagação com maior intensidade do feixe espalhado no mesmo sentido da onda incidente (comportamento copropagante). Já se antecipou que a estrutura da sílica fundida compreende uma cadeia de tetraedros de SiO₂ em que os quatro átomos de oxigênio são compartilhados por vértices adjacentes. As interações causam movimentos dos átomos de oxigênio em uma direção, enquanto o átomo de silício o faz para a direção oposta. É possível haver transferência de energia do fóton para o meio, resultando em espalhamento de menor frequência (onda de Stokes). Gera-se também a onda anti-Stokes, quando o fóton absorver energia do meio, espalhando uma onda de maior frequência. Na Figura 4.6 são feitas as comparações entre os espalhamentos de Raman com alterações no nível de energia que resultam nas ondas de Stokes e anti-Stokes. As excitações advindas dos fótons podem conduzir a níveis de energia diferentes do estado original da molécula.



Figura 4.6 - Diagrama de níveis de energia envolvendo espalhamentos. (a) Espalhamento de Raman, envolvendo a onda de Stokes. (b) Espalhamento de Raman envolvendo a onda anti-Stokes.

As frequências de vibração das partículas atômicas e subatômicas são consideravelmente inferiores às dos feixes ópticos, devido às respectivas massas. No *espalhamento estimulado de Raman*, originam-se fônons ópticos relativos a movimentos vibratórios de elétrons [1]. Consideraram-se modificações de frequência em torno desta especificação, levando em conta a diferença entre a frequência aplicada e a do feixe espalhado. De acordo com a Figura 4.6, vêem-se o estado fundamental molecular a , o estado levemente excitado de nível de energia c . O espaçamento entre os dois níveis reais de energia $\Delta\nu_R$ relaciona-se à onda de Stokes ou à de anti-Stokes, conforme a situação [20]. Na parte (a) da Figura 4.6, vem a descrição sucinta do processo que resulta no deslocamento da onda de Stokes associado ao espalhamento de Raman. Em uma primeira fase, ocorre a absorção de um fóton incidente de frequência ν_0 e a excitação simultânea de uma molécula, levando-a do nível fundamental para um estado de energia intermediário. Em uma segunda etapa, a molécula retorna para o estado excitado c , isto é, ocorre uma perda de energia. Portanto, surge um fóton espalhado de frequência $\nu_0 - \Delta\nu_R$. Neste caso, a linha espectral espalhada é deslocada para uma frequência inferior, mostrando transferência de energia do fóton incidente para a molécula, da ordem de $h\Delta\nu_R$. De novo, a direção de propagação do fóton espalhado é geralmente diferente daquela do fóton incidente. Na parte (b) da Figura 4.6, descreve-se o deslocamento da onda de anti-Stokes originada pelo espalhamento de Raman. No primeiro passo há a absorção de um fóton incidente de frequência ν_0 e a excitação simultânea de uma molécula do nível fundamental para o nível intermediário c . Depois, a molécula retorna para o estado excitado a , após perder energia, e dá origem a um fóton espalhado de frequência $\nu_0 + \Delta\nu_R$. Agora, a linha espectral desloca-se para uma frequência superior, indicando transferência de energia $h\Delta\nu_R$ do fóton incidente para a molécula. A partir deste fato, as fibras podem ser utilizadas até como amplificadores ópticos, desenvolvidos para certa faixa de comprimentos de onda úteis em sistemas de comunicações. Para isto, estabelecem-se interações de dois feixes ópticos separados pela frequência de Stokes. O sinal de menor frequência será aumentado com a energia absorvida da onda de maior frequência via interações com o meio.

b. Quantificação do efeito Raman. O espalhamento estimulado de Raman ocorre quando interagirem dois campos com diferenças de frequência próximas de uma frequência de ressonância do meio [9]. A alteração na amplitude da intensidade óptica pode ser descrita como

$$\frac{dI}{dz} = g_R I_p I_S \quad (4.29)$$

onde g_R é denominado *coeficiente de ganho de Raman* especificado em metro por watt (m/W), I_p é a intensidade do feixe de bombeamento e I_S é a intensidade da onda de Stokes.

O coeficiente g_R não é constante, assumindo valores que dependem da diferença entre as frequências de bombeamento e de Stokes. Esta dependência costuma ser representada como $g_R(\Omega)$, onde Ω é a diferença entre as frequências mencionadas. A Figura 4.7 ilustra o comportamento aproximado de g_R para a fibra de sílica fundida excitada com um comprimento de onda de bombeamento de $\lambda_p = 1\mu\text{m}$. A máxima interação ocorre quando esta diferença for em torno de 13THz. Uma das principais características do ganho Raman em fibras de sílica é que g_R pode ocupar uma faixa total até em torno de 40THz, a partir de onde se torna praticamente nulo. Em torno de seu valor máximo, considerando uma variação limite de 3dB, é possível identificar a largura de faixa útil da ordem 13THz, denotando uma curva de perfil aproximadamente triangular [21]. Neste efeito, ao contrário do Brillouin, os níveis de energia vibratória dos átomos de silício ditam o valor do deslocamento de frequência de Raman $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$, e como não envolve onda acústica, o espalhamento espontâneo resume-se em um processo isotrópico, isto é, ocorre para todas as direções [1]. As equações que descrevem o comportamento do fenômeno de Raman são semelhantes às do efeito de Brillouin, observados o fato de neste último efeito os sinais têm propagações em sentidos opostos. No efeito Raman, são co-propagantes e representados por:

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_p I_S - \alpha_S I_S \quad (4.30)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = \frac{\omega_p}{\omega_S} g_R I_p I_S - \alpha_p I_p \quad (4.31)$$

onde α_S e α_p representam os fatores de perda na fibra para as respectivas frequências. Se na última equação o primeiro termo do lado direito for nulo, isto é, não ocorrer a interação dos dois feixes, a equação pode ser simplificada e reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{dI_p}{I_p} \cong -\alpha_p dz \quad (4.32)$$

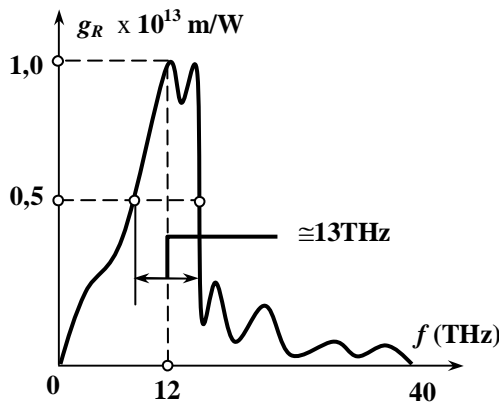


Figura 4.7 - Espectro de ganho de Raman para fibra de sílica fundida com bombeamento $\lambda_p = 1\mu m$. Identifica-se um valor máximo para diferença de frequência em torno de 12THz, com uma largura de faixa de aproximadamente 13THz em torno deste máximo. O efeito praticamente anula-se em uma diferença total de 40THz.

Integrando esta expressão, obtém-se uma equação do tipo $I_p = I_0 e^{-\alpha_p z}$, sendo I_0 a intensidade óptica no plano $z = 0$. Substituindo em (4.30), obtém-se

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_p z) I_s - \alpha_s I_s \quad (4.33)$$

Integrando de novo ao longo do trecho em que estiver ocorrendo a interação, chega-se às expressões seguintes, onde a segunda define o comprimento efetivo de interação, já apresentado:

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_0 L_{ef} - \alpha_s L) \quad (4.34)$$

$$L_{ef} = \frac{[1 - \exp(-\alpha_p L)]}{\alpha_p} \quad (4.35)$$

A solução dada por (4.35) mostra, novamente, que devido à absorção no feixe de bombeamento, o comprimento efetivo é menor do que o comprimento físico da fibra (L). Notar que (4.34) representa a intensidade de irradiação da onda de Stokes e o resultado exige o conhecimento do valor no ponto de partida das interações.

c. Determinação do limiar de Raman. O limiar de Raman é definido como sendo a potência de bombeamento na entrada da fibra para a qual a potência de Stokes torna-se igual em sua saída. Assim, se $P_0 = I_0 A_{ef}$ for a potência de bombeamento na entrada, na saída da fibra o seu valor é calculado por $P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L)$ em função da absorção. No limiar de Raman, este valor deve igualar-se à potência de Stokes no mesmo ponto. Quer dizer que

$$P_s(L) = P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L) \quad (4.36)$$

O espalhamento estimulado de Raman aumenta tal qual o espalhamento espontâneo ao longo da fibra. Para se calcular a potência Stokes, admite-se que a fibra transmita apenas um

modo e supõe-se a amplificação de cada componente de freqüência, cuja energia é determinada a partir da lei de Planck, ou seja, é o produto hf , sendo f a freqüência da irradiação. Portanto, encontra-se a potência por unidade de freqüência angular e integra-se a resultante em toda a extensão do espectro do coeficiente do ganho de Raman [9]. Obtém-se:

$$P_s(S) = \int_{-\infty}^{+\infty} h f \exp[g_R(\omega_p - \omega) I_0 L_{ef} - \alpha_s \cdot L] d\omega \quad (4.37)$$

em que $\omega = 2\pi f$ é a freqüência angular de cada componente introduzida na fibra óptica. Como o coeficiente de ganho varia com a freqüência, é possível expandi-lo em uma série de Taylor. Em termos aproximados, utilizam-se os dois primeiros termos da expansão

$$g_R \cong a(\omega_p - \omega) + b(\omega_p - \omega)^2 \quad (4.38)$$

onde os coeficientes são encontrados por

$$a = \left. \frac{\partial g_R}{\partial \omega} \right]_{\omega=\omega_p} \quad (4.39)$$

$$b = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right]_{\omega=\omega_p} \quad (4.40)$$

Conseqüentemente, (4.38) será representada como

$$g_R \cong \left(\frac{\partial g_R}{\partial \omega} \right) (\Omega_R) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right) (\Omega_R)^2 \quad (4.41)$$

onde as derivadas devem ser tomadas em $\omega = \omega_s$ e utilizou-se $\Omega_R = \omega_p - \omega = \omega_p - \omega_s$. Efetuando a integração, que envolve um processo direto, porém trabalhoso, chega-se a

$$P_s(L) = \frac{h\omega_s}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{I_0 L_{ef}}} \left[\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right]^{-1/2} \exp[g_R(\Omega_R) I_0 L_{ef} - \alpha_s L] \quad (4.42)$$

O fator que está multiplicando a função exponencial corresponde à potência efetiva na entrada da fibra, ou seja, no plano $z = 0$, que fica determinada por

$$P_{so}^{ef} = \frac{h\omega_s}{2\pi} \sqrt{\frac{2\pi}{I_0 L_{ef}}} \left[\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right]^{-1/2} \quad (4.43)$$

Costuma-se definir a largura de faixa efetiva B_{ef} como sendo o fator

$$B_{ef} = \sqrt{\frac{2\pi}{I_0 L_{ef}}} \left[\frac{\partial^2 g_R}{\partial \omega^2} \right]^{-1/2} \quad (4.44)$$

que embora seja dependente da intensidade de bombeamento e do comprimento da fibra, confirma a visualização de largura espectral total de aproximadamente 40THz do gráfico de g_R (Ω_R), da Figura 4.7.

Destas considerações, em (4.42) substitui-se a densidade de potência óptica pela relação entre a potência e a área efetiva e, para simplificar a notação, empregar-se-á $g_R = g_R(\Omega_R)$. Além disto, supõe-se que o fator de atenuação da fibra seja aproximadamente igual nas frequências de bombeamento e de Stokes. Usando o conceito de limiar de Stokes, a potência deve garantir que seja mantido o mesmo valor na saída da fibra óptica. Ou seja, do ponto de vista matemático é como se fosse anulado o efeito da atenuação. Escreve-se, portanto, que

$$P_{so}^{ef} \exp(g_R P_0 L_{ef} / A_{ef}) = P_0 \quad (4.45)$$

que fornece a potência de bombeamento crítica para ocorrer o limiar de Raman.

Existe uma aproximação empírica de aspecto semelhante à utilizada na análise do efeito Brillouin, que leva em conta também a influência dos estados de polarização dos dois feixes ópticos e do coeficiente de ganho de Raman. É apresentada na forma:

$$P_{th} = \frac{16b A_{ef}}{g_R L_{ef}} \quad (4.46)$$

Alguns dos parâmetros desta equação já foram apresentados, como a área efetiva e o comprimento efetivo. De novo, o fator b assume os valores 1 ou 2, dependendo das condições de manutenção ou não da polarização da onda guiada.

d. Influência do efeito Raman. O espalhamento estimulado de Raman nem sempre constitui problema significativo em sistemas que operam em um único canal óptico. A razão é o fato de ser elevada a potência de limiar para as características usuais do sistema de transmissão. Para comprovação, uma fibra monomodo com núcleo de $8\mu\text{m}$ de diâmetro terá área efetiva próxima de $50\mu\text{m}^2$. Para os modelos de boa qualidade atuais pode-se supor um fator de atenuação típico de 0,2dB/km (ou 0,023Np/km), típico no comprimento de onda de $1,55\mu\text{m}$. As experiências que levam ao comportamento da Figura 4.7 permitem prever um coeficiente de ganho em torno de $0,6 \times 10^{-13}$ m/W. Com estes valores, o cálculo anterior pode levar a um limiar de potência de dezenas de miliwatts.

Em sistemas que operam em WDM, a degradação de potência é mais significativa, pois a fibra óptica pode atuar como um amplificador de Raman. Esta ação faz com que canais de comprimentos de onda mais longos sejam amplificados pelos de comprimentos de onda mais

curtos, observada a diferença de frequência nos limites da largura de faixa do coeficiente de ganho de Raman. Como se mostrou, o espectro para as fibras de sílica é amplo o suficiente para ocasionar amplificação em canais espaçados de dezenas de nanômetros [1]. Para uma faixa de 100nm em torno de 1,55 μ m, tem-se a correspondente $\Delta f = -c \Delta \lambda / \lambda^2 \cong 12,5$ THz.

O canal de comprimento de onda mais curto é o mais afetado, pois pode atuar no bombeamento de muitos canais ao mesmo tempo. Disso pode resultar em degradação acentuada do sistema, conforme a seqüência de bits associada a cada canal óptico. As maiores influências ocorrem quando dois canais transportam um bit ao mesmo tempo. Experiências de laboratório, de campo e simulações computacionais mostram que um canal com frequência óptica mais elevada junto a outro de frequência mais baixa resulta em um alargamento do bit que gera a superposição simultânea dos canais [9]. É conveniente que o fator de amplificação G_m para cada canal seja dado por [1]:

$$G_m = \exp(g_m L_{ef}) \quad (4.47)$$

onde L_{ef} representa o comprimento efetivo de interação. O fator g_m é associado ao coeficiente de ganho de Raman e à diferença entre as frequências dos canais $\Omega_m = \omega_1 - \omega_m$, da forma

$$g_m = g_R(\Omega_m) \frac{P_{ch}}{A_{ef}} \quad (4.48)$$

onde P_{ch} é a potência envolvida em cada canal. Quando $g_m L_{ef} \ll 1$, o canal identificado pelo menor comprimento de onda em ω_1 é prejudicado devido à amplificação de Raman do outro canal. A depleção total para um sistema com M canais ópticos em sistema WDM é proporcional ao produto dos fatores de ganho de cada um. Por conseguinte, é determinado pelo somatório dos expoentes utilizados em (4.47):

$$D_R = \sum_{m=2}^M g_R(\Omega_m) \frac{P_{ch} L_{ef}}{A_{ef}} \quad (4.49)$$

No caso do efeito Brillouin, verificou-se que este para ocorrer exige condições específicas de propagação: espaçamento entre canais quase igual ao deslocamento de frequência de Brillouin, cerca de 10GHz para a região de 1550nm [1]. Para o efeito Raman, a Figura 4.7 mostra a dependência do coeficiente de ganho e valores para diferentes frequências de Stokes que permitem a transferência de energia. Em certa faixa, o coeficiente de ganho aumenta quase linearmente com a diferença de frequência entre as ondas de prova e de bombeamento. Assim,

qualquer número de canais separados por até 15THz sofrerá influências pelo espalhamento estimulado de Raman [1].

4.5 Efeito Kerr

Os efeitos de terceira ordem ou cúbicos ocorrem devido à dependência do índice de refração em relação à potência óptica. Um fenômeno não-linear sem troca de energia com o meio é o *efeito Kerr*, que expressa alterações do índice de refração com a intensidade do feixe óptico, isto é, proporcional ao quadrado do campo elétrico da onda. Dele resultam vários efeitos não-lineares, como, a automodulação de fase (SPM) e a modulação cruzada de fase (XPM) [22]. O efeito Kerr foi descoberto pelo físico escocês John Kerr (1824-1907) em 1875, ao fazer com que um líquido transparente sob intenso campo elétrico ficasse birrefringente [23]. Como está associado à variação do índice de refração com a intensidade do feixe óptico, é possível explicitar o seu comportamento em termos da intensidade do feixe óptico segundo a equação

$$N(I) = N_0 + N_2 I \quad (4.50)$$

onde N_0 é o índice de refração com o meio sob pequeno nível de potência. O segundo termo, proporcional a I , está relacionado à distribuição de potência no núcleo da fibra óptica. O fator N_2 é o coeficiente de Kerr, que demonstra a ação não-linear sobre o meio. Seu valor foi determinado anteriormente em (3.34):

$$N_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4c\epsilon_0 N_0^2} = \frac{90\pi\chi^{(3)}}{N_0^2} \quad (4.51)$$

onde $\chi^{(3)}$ é a componente de terceira ordem da susceptibilidade elétrica do meio [4]. Na sílica, o coeficiente N_2 varia de $2,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ a $3,4 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [1] e sua relação com a expansão da susceptibilidade demonstra o comportamento não-linear de terceira ordem.

Em vista de (4.50), a variação no índice de refração em função da não-linearidade é

$$\Delta N = N_2 I = N_2 \frac{P}{A_{ef}} \quad (4.52)$$

onde P é a potência do modo guiado e A_{ef} é a área efetiva do núcleo da fibra. Se essa fibra tiver uma área efetiva de $50\mu\text{m}^2$ e potência guiada de 5mW , tem-se ΔN situado entre $2,2 \times 10^{-12}$ e $3,4 \times 10^{-12}$. Qualquer um destes resultados não afeta a parcela linear do índice de refração.

Todavia, levando em consideração as grandes distâncias de um enlace real, o termo quadrático em (2.19) introduz uma modificação na fase esperada do campo. Um sinal monocromático com um comprimento de onda λ_0 que se propaga na direção z passa a ter sua fase modificada da forma

$$\phi(z) = \frac{2\pi N(I)}{\lambda_0} = \frac{2\pi N_0 z}{\lambda_0} + \frac{2\pi N_2 I z}{\lambda_0} \quad (4.53)$$

Por exemplo, para operação com $\lambda_0 = 1300\text{nm}$ e em um lance de 30km, tendo-se uma fibra excitada com 5mW e $50\mu\text{m}^2$ de área do núcleo ter-se-ia uma modificação em torno de 0,5rad. Este resultado não pode ser desconsiderado e algumas de suas possíveis conseqüências são discutidas a seguir.

4.6 Modulação induzida de fase (CIP)

a. Preâmbulo sobre o efeito no índice de refração. Admite-se que o índice de refração na sílica independe da potência óptica [1]. Na prática, os materiais apresentam comportamentos não-lineares quando submetidos a altas intensidades ópticas. Disto resulta aumento proporcional do índice de refração como resposta não-harmônica dos elétrons em relação aos campos ópticos, causando ainda não-linearidade na susceptibilidade elétrica $\chi^{(3)}$ [1]. Em uma primeira abordagem, inclui-se a refração não-linear através da alteração deste índice entre a casca e o núcleo da fibra de sílica, de acordo com [9]

$$N'_j = N_j + N_2 \left(\frac{P}{A_{ef}} \right) \quad (4.54)$$

para $j=1,2$. N_j é o índice de refração não-linear entre a casca e o núcleo, N_2 , o índice de refração do núcleo. Embora a parcela não-linear do índice de refração seja bem pequena (menor que 10^{-12} para a potência de 1mW), é suficiente para causar degradação de potência em enlaces longos de fibra e altera parâmetros de fase.

b. Automodulação de fase. Utiliza-se a teoria da perturbação para analisar como os modos da fibra são afetados pelo termo não-linear acima descrito. Conclui-se que a configuração modal não é alterada, mas a constante de fase β torna-se dependente da potência, e é reescrita por

$$\beta' = \beta + k_o N_2 \frac{P}{A_{ef}} = \beta + \gamma P \quad (4.55)$$

onde $\gamma = \frac{2\pi N_2}{A_{ef} \lambda}$ e constitui importante parâmetro de não-linearidade, cujo valor varia de $1\text{W}^{-1}/\text{km}$ a $5\text{W}^{-1}/\text{km}$, em função do valor da área efetiva (A_{ef}) e do comprimento de onda (λ), enquanto a fase óptica aumenta linearmente com a distância (z). O termo γ produz deslocamento de fase representado por:

$$\phi_{NL} = \int_0^L (\beta' - \beta) dz = \int_0^L \gamma P(z) dz = \gamma P_0 L_{ef} \quad (4.56)$$

De acordo com (4.56), $P(z) = P_0 \exp(-\alpha z)$ representa as perdas. A derivada dessa equação admite P_0 constante, mas na prática, P_0 depende do tempo. Conseqüentemente, o deslocamento de fase, também. Tem-se que a modulação de fase é auto induzida. Por isso, a denominação do fenômeno de automodulação de fase (SPM), que causa ainda, deslocamento de frequência *chirping* (gorgeio) dos pulsos ópticos proporcional à derivada $\frac{dP_0}{dt}$ e depende do formato do pulso. O gorgeio induzido da automodulação de fase afeta este formato e pode acarretar alargamento suplementar do pulso, aumentando a largura de faixa, o que compromete o desempenho do sistema.

c. Modulação de fase cruzada

Em sistemas WDM, os efeitos causados por não-linearidades mostram-se ainda mais expressivos devido ao deslocamento de fase não-linear sofrido em um campo causado pela interação com outros campos que se propagam na mesma fibra. Podem ser de diferentes comprimentos de onda ou campos ortogonalmente polarizados. Admitindo a transmissão simultânea de dois feixes ópticos de frequências diferentes, a resultante é a superposição linear dos campos individuais. É descrito por

$$E(z,t) = A_1 \cos(\omega_1 t - \beta_1 z + \phi_1) + A_2 \cos(\omega_2 t - \beta_2 z + \phi_2) \quad (4.57)$$

em que $\omega_1, \phi_1, \beta_1$ e $\omega_2, \phi_2, \beta_2$, são respectivamente, frequência angular da portadora, a fase inicial e o fator de fase, relacionados a cada canal. Os coeficientes A_1 e A_2 são os valores absolutos das amplitudes, uma vez que eventuais argumentos estão representados em ϕ_1 e ϕ_2 .

As amplitudes dos campos representados na equação anterior variam no plano transversal da fibra conforme o modo de propagação, embora estas variações não estejam explícitas na representação adotada. Nesta representação não houve necessidade deste maior rigor porque o interesse é o levantamento da modulação cruzada como fenômeno na transmissão sem seus

aspectos quantitativos globais. Demonstrou-se que valores elevados de campo conduzem a polarização do meio para uma resposta não-linear, com a presença de um termo de terceira ordem da susceptibilidade elétrica. Ou seja, esta parcela da polarização elétrica do meio pode ser representada como

$$P_{NL} = K \chi^{(3)} E^3 \quad (4.58)$$

sendo K uma constante de proporcionalidade equivalente à permissividade elétrica ϵ_0 , e E o campo dado em (4.63). Ao se substituir esta equação em (4.64), aparecerão termos proporcionais aos originais, termos contendo segundos harmônicos das frequências originais, termos com terceiros harmônicos, produtos de intermodulação que geram sinais com frequências $(2\omega_1 - \omega_2)$, $(2\omega_2 - \omega_1)$, etc.. Em geral, os termos de frequências muito diferentes das originais são rapidamente atenuados e não precisam ser considerados na análise do campo resultante. Assim, levam-se em conta somente as parcelas que possuem as mesmas frequências dos campos aplicados. Após as operações matemáticas convencionais, encontram-se:

$$P_{NL}(\omega_1) = K \chi^{(3)} \{A_1^2 + 2A_2^2\} A_1 \cos(\omega_1 t - \beta_1 z + \phi_1) \quad (4.59)$$

$$P_{NL}(\omega_2) = K \chi^{(3)} \{A_2^2 + 2A_1^2\} A_2 \cos(\omega_2 t - \beta_2 z + \phi_2) \quad (4.60)$$

Esta análise mostra que o vetor polarização tem componentes em cada uma das frequências dos campos elétricos, ω_1 e ω_2 . Os valores máximos das componentes não-lineares em ω_1 e em ω_2 dependem, portanto, das potências associadas a cada campo transmitido, uma vez que são modificadas pelos valores das respectivas amplitudes ao quadrado. Estas parcelas fornecem duas contribuições: uma proporcional à potência do próprio campo e outra proporcional a duas vezes a potência do outro campo propagante na fibra. Conforme (4.50), este fato mostra que a componente não-linear do índice de refração determina as seguintes variações finais nas duas frequências:

$$\Delta N(\omega_1) = N_2 (A_1^2 + 2A_2^2) = N_2 (I_1 + 2I_2) \quad (4.61)$$

$$\Delta N(\omega_2) = N_2 (A_2^2 + 2A_1^2) = N_2 (I_2 + 2I_1) \quad (4.62)$$

sendo I_1 e I_2 as densidades de potência em cada feixe óptico. Segundo o mesmo raciocínio estabelecido na análise da automodulação de fase, é possível escrevê-las em termos das respectivas potências e áreas efetivas. Portanto,

$$\Delta N(\omega_1) = N_2 \left(\frac{P_1}{A_{1ef}} + 2 \frac{P_2}{A_{2ef}} \right) \quad (4.63)$$

$$\Delta N(\omega_2) = N_2 \left(\frac{P_2}{A_{2ef}} + 2 \frac{P_1}{A_{1ef}} \right) \quad (4.64)$$

Com estes resultados, já se pode encontrar as correspondentes variações de fase nos campos individuais, seguindo o roteiro desenvolvido para o cálculo da automodulação. Obtêm-se as modificações:

$$\Delta\phi_1 = \frac{2\pi L}{\lambda_1} \Delta N(\omega_1) = \frac{2\pi L}{\lambda_1} N_2 \left(\frac{P_1}{A_{1ef}} + 2 \frac{P_2}{A_{2ef}} \right) \quad (4.65)$$

$$\Delta\phi_2 = \frac{2\pi L}{\lambda_2} \Delta N(\omega_2) = \frac{2\pi L}{\lambda_2} N_2 \left(\frac{P_2}{A_{2ef}} + 2 \frac{P_1}{A_{1ef}} \right) \quad (4.66)$$

Examinando estas expressões, é possível identificar a influência de cada termo isoladamente. Se não existisse um dos dois canais, a variação de fase indicaria a automodulação de fase (*SPM*). Assim, o primeiro termo no interior do par de parênteses quantificaria este fato. Por outro lado, a presença do segundo feixe óptico é responsável pela presença de outra parcela modificando o índice de refração na frequência do primeiro canal e vice-versa. Assim, estas segundas parcelas são responsáveis pela modulação cruzada de fase (*XPM*).

Na propagação de M canais ópticos, este fenômeno é responsável pela interferência entre todos eles, de maneira que a alteração total de fase em um dos canais é o somatório dos efeitos de todos os demais. De acordo com as equações anteriores, o resultado final será

$$\Delta\phi_{xpm} = \frac{4\pi L}{\lambda_m} N_2 \sum_{p \neq m} \frac{P_p}{A_{pef}} = \frac{4\pi L}{\lambda_m} N_2 \sum_{p \neq m} I_p \quad (4.67)$$

Este fenômeno representa uma modificação instantânea de frequência angular obtida a partir da derivada desta relação no tempo:

$$\Delta\omega = \frac{\partial(\Delta\phi_{xpm})}{\partial t} = \frac{4\pi L}{\lambda_m} N_2 \sum_{p \neq m} \frac{\partial I_p}{\partial t} \quad (4.68)$$

4.7 Mistura de quatro ondas (FWM)

A mistura de quatro ondas (*FWM*) em fibras monomodo tem sido objeto de freqüentes pesquisas teóricas e experimentais [24]. O fenômeno constitui importante fonte de degradação em sistemas ópticos que operam com múltiplos canais, dado que os sinais de maior energia contribuem para formação de componentes adicionais no processo de transmissão. A combinação entre eles resulta em alterações que podem ser bem expressivas no resultado final [25].

Neste processo, três feixes ópticos de diferentes freqüências geram uma quarta freqüência, e daí, novas componentes a partir da mistura dos sinais em um ambiente não-linear envolvendo a susceptibilidade elétrica de terceira ordem $\chi^{(3)}$ [1]. É mais um fato que exige uma separação conveniente entre canais em sistemas com multiplexagem em comprimento de onda, a fim de evitar o comprometimento do enlace. Se não forem atendidas as especificações, ocorrerá interferência mútua, fenômeno conhecido como conversação cruzada (*crosstalk*). A influência das novas ondas geradas dependerá da separação entre os canais, de fenômenos relativos à dispersão na fibra óptica, do comprimento da fibra e da diferença de fase entre as várias portadoras ópticas. Uma fórmula prática define o número M das novas resultantes [1]:

$$M = \frac{N^2}{2}(N - 1) \quad (4.69)$$

onde N , neste caso, refere-se ao número de canais envolvidos.

Em conseqüência de não-linearidades, a propagação simultânea de dois campos com freqüências f_i e f_j leva à geração de bandas laterais. Muitas dessas freqüências estarão fora da faixa de pequena atenuação na fibra e serão rapidamente atenuadas. Todavia, permanecem com amplitudes que não podem ser desconsideradas por apresentarem freqüências $2f_i - f_j$ e $2f_j - f_i$ de valores de interesse. A situação amplia-se com o aumento na quantidade de portadoras envolvidas. No caso de serem três os campos copropagantes, nas freqüências f_i, f_j e f_k ($i, j \neq k$), ocorre a geração de um quarto termo com freqüência $f_i + f_j - f_k$ para i, j, k assumindo valores 1, 2 e 3. As amplitudes das diferentes parcelas estão associadas ao casamento de fase entre as ondas ópticas, determinado pelos respectivos fatores de fase. Para esta análise, define-se o grau de descasamento de fase pela diferença entre os fatores de fase envolvidos no processo:

$$\Delta\beta = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_{ijk} \quad (4.69)$$

na β_i, β_j e β_k os fatores de fase nas freqüências f_i, f_j, f_k e f_{ijk} , respectivamente. Este resultado deve ser igual a zero quando ocorrer o casamento de fase perfeito e tem-se, portanto, a maior interação possível entre os feixes ópticos individuais [21].

Se o sistema for com operação de canais multiplexados em comprimento de onda, a interferência entre eles pode ser muito significativa. A potência óptica em cada componente gerada no processo será identificada por P_{ijk} e o valor depende da potência de cada componente, do fator de atenuação na fibra óptica, da extensão em que estiver ocorrendo o fenômeno e do comprimento efetivo de interação. Em análises deste tipo, é importante verificar os parâmetros que determinam as amplitudes das componentes geradas a partir da não-linearidade, entre eles a *eficiência relativa ao descasamento de fase* (η_d). Para defini-lo, considera-se a geração de um sinal espúrio com determinada potência em um trecho de fibra de comprimento L . Efetua-se a comparação entre esta potência sob condições de descasamento de fase e o valor que teria se o descasamento de fase fosse nulo [24]. Portanto, chamando P_{ijka} a potência na situação geral e P_{ijkn} o valor na mesma coordenada sob condições de casamento, a eficiência na mistura de quatro ondas seria [25]:

$$\eta_d = \frac{P_{ijka}}{P_{ijkn}} \quad (4.70)$$

Em termos dos parâmetros da fibra, como o fator de atenuação α na frequência de interesse, e do comprimento em que ocorre a interação dos feixes, este fator fica calculado por [24]

$$\eta_d = \left[\frac{\alpha^2}{\alpha^2 + (\Delta\beta)^2} \right] \left\{ 1 + \frac{4 \exp(-\alpha L) \operatorname{sen}^2(\Delta\beta L)}{[1 - \exp(-\alpha L)]^2} \right\} \quad (4.71)$$

Nos comprimentos de onda usuais para comunicações por fibras ópticas, quando ocorrer o descasamento de fase o valor de $\Delta\beta$ será muito grande comparado com o fator de atenuação. Conseqüentemente, o resultado do cálculo anterior fica muito pequeno e a eficiência de casamento pode ser suposta praticamente nula. Assim, só se considera a geração das componentes adicionais quando ocorrer o casamento de fase, em que $\Delta\varphi = 0$, porque em termos de fator de fase β , tem-se [24]:

$$\beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 + \gamma P_0 + \gamma P_2 = \Delta\varphi \quad (4.72)$$

Quando $f_i = f_j \neq f_k$ e também $f_i \neq f_j \neq f_k$, existem diferentes fórmulas para se chegar à potência da componente gerada em um trecho de comprimento efetivo L_{ef} [25]. Uma forma simples e confiável supondo a condição de casamento de fase é utilizar [25]

$$P_{ijk}(L) = \frac{\eta_d}{9} d^2 \gamma^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L) (L_{ef})^2 \quad (4.73)$$

Nesta equação, d é um fator de degenerescência que assume valor de 3 ou 6, dependendo do número de canais transportados na fibra. Quando forem dois canais, adota-se o valor 3 e para três canais o valor 6. O fator γ já foi descrito em (4.55).

Com as operações indicadas e as condições impostas para as frequências das portadoras, é possível prever as distribuições das componentes originais e os novos termos gerados nas formas ilustradas na Figura 4.8. A parte (a) ilustra a interação de três frequências distintas f_1 , f_2 e f_3 e, em seguida, na parte (b), encontram-se nove frequências resultantes f_{ijk} , onde se considerou que $\Delta f = f_2 - f_1 = f_3 - f_2$ [24].

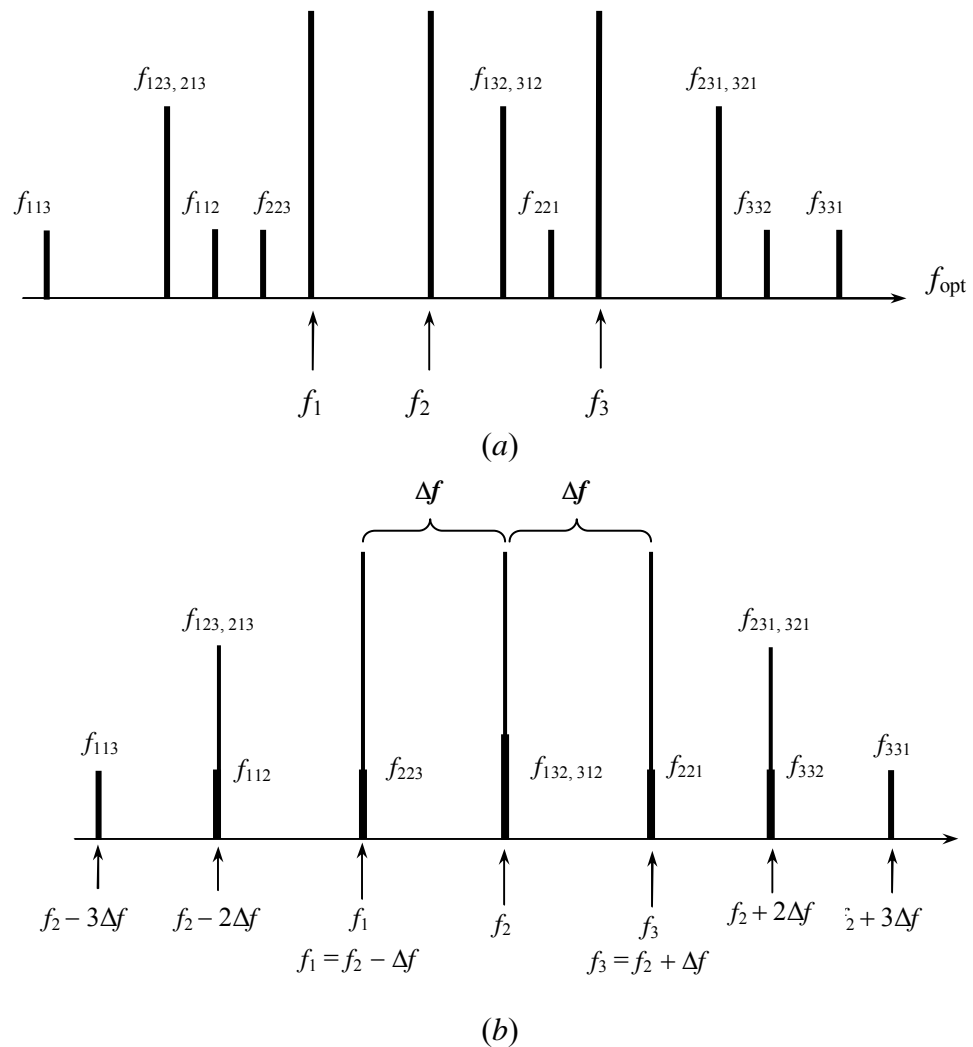


Figura 4.8 - Esboço representativo de três ondas de entrada e nove ondas geradas na mistura de quatro ondas. (a) para separação de intervalos diferentes de frequência; (b) para intervalos iguais de frequências.

CAPÍTULO V

CONSEQÜÊNCIAS DAS NÃO-LINEARIDADES

5.1 Introdução

Em razão dos efeitos não-lineares na fibra óptica, ocorrerão algumas limitações práticas nos sistemas. Necessita-se, conhecer os meios de controle da degradação dos sinais, a fim de garantir a qualidade da transmissão. As degradações causadas pela não-linearidade ficam mais sérias em instalações que empregam multiplexagem em comprimento de onda, principalmente nas tecnologias em que o espaçamento entre os canais ópticos é pequeno [24] como na multiplexagem densa (DWDM). Portanto, para se manter a confiabilidade de transmissão, é necessário garantir a taxa prevista de erro de bit, mesmo quando se constatarem efeitos não-lineares nas diferentes faixas do espectro óptico empregado.

5.2 Caracterização da fibra utilizada nas análises

Para a simulação em MATLAB conforme previsto no início do trabalho, considerou-se a multiplexagem densa em comprimento de onda (DWDM) em um enlace de fibra óptica monomodo de características conhecidas. Para o emprego desta técnica, costuma-se estabelecer separações entre os canais ópticos que podem estar entre 25GHz e 200GHz, correspondendo a diferenças de comprimento de onda entre 0,2nm a 1,6nm [26]. Como se mencionou, independentemente dos efeitos não-lineares, existem fenômenos de dispersão que afetam o formato dos pulsos transmitidos. Na fibra operando em modo único, o efeito predominante é o da dispersão cromática [27]. Um valor típico para este parâmetro é de 16ps/nm.km. Os efeitos não-lineares serão focalizados em suas penalidades e conseqüências para alguns sistemas de comunicações. Admitiu-se uma fibra com núcleo de 10 μ m de diâmetro e atenuação típica de 0,25dB/km (ou 0,029Np/km). Para este diâmetro, o núcleo apresenta uma área geométrica de $7,85 \times 10^{-11} \text{m}^2$. Para um enlace com extensão de 30km, o seu comprimento efetivo, de acordo com (4.2), é de 20km.

Com boa exatidão, é possível admitir que a distribuição da intensidade óptica no modo dominante varie de forma quase gaussiana ao longo da distância radial [4]. A taxa de variação depende da relação entre os índices de refração de núcleo e casca e da relação entre o comprimento de onda do feixe óptico e o comprimento de onda de corte do modo. Para esta

análise, supôs-se que no limite entre o núcleo e a casca a intensidade óptica caia a $1/e$ do valor no centro da fibra. Portanto, obedece à lei

$$I(r,\theta) = I_0 e^{-(r/a)^2} \quad (5.1)$$

conforme a Figura 5.1. A partir desta equação, determina-se a área efetiva do núcleo com a aplicação de (4.4). Efetuando as integrações e considerando que o campo praticamente anulava-se para $r \geq 3a$, obtém-se uma área efetiva de $1,57 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ para o raio geométrico de $5 \mu\text{m}$ no núcleo. Este valor indica um raio efetivo de $7,07 \mu\text{m}$, de acordo com (4.5).

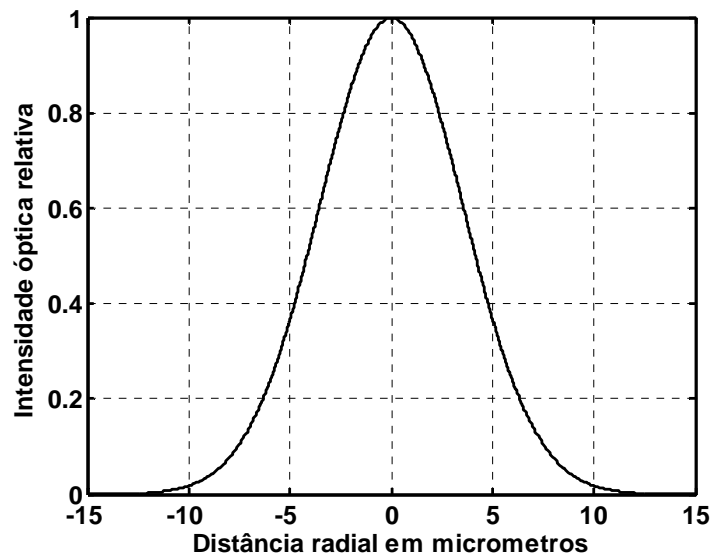


Figura 5.1 - Distribuição típica da intensidade óptica do modo fundamental em uma fibra de $10 \mu\text{m}$ de diâmetro do núcleo. Considerou-se a casca com diâmetro de $125 \mu\text{m}$ e o campo óptico é praticamente nulo para uma distância radial igual ou superior a três vezes o raio do núcleo.

5.3 Influência do espalhamento estimulado de Raman

Como discutido no capítulo 4, quando duas ondas ópticas separadas pela frequência de Stokes são injetadas simultaneamente na fibra especificada, o comprimento da onda maior vai sofrer ganho proporcionado pela onda de comprimento de onda menor, que atua como sinal de bombeamento. Este ganho de Raman é explicado por (4.38) e (4.41). Na situação em análise, o meio refere-se à fibra de sílica fundida para a qual se identifica uma distribuição contínua de frequências de Stokes com diferentes coeficientes de ganho, previstos naquelas equações e representado na Figura 4.7.

Observa-se que o coeficiente de ganho aumenta quase linearmente com a diferença de frequência entre as ondas de prova e de bombeamento até em torno de 12 THz . Para frequências maiores, a partir de determinado valor, a queda no coeficiente de ganho é muito

acentuada. Ainda assim, em torno de um valor central de 12THz, verifica-se a influência do espalhamento estimulado de Raman em uma faixa de aproximadamente 13THz. Por este fato, deve-se levar em conta que as interações para sistemas multicanais, decorrentes deste fenômeno, são mais intensas. Em geral, os canais de comprimentos de onda mais longos são amplificados pela absorção de energia daqueles de comprimentos de onda mais curtos. Logo, inevitavelmente, alguns canais serão degradados em benefício de outros.

De acordo com a Figura 4.7, a variação do coeficiente de ganho para diferenças de frequência entre 0 e 18THz tem perfil aproximadamente triangular, com uma faixa de valores de comprimentos de onda para os quais existe pequena alteração no coeficiente de ganho. Supondo N canais com potências idênticas P , separados por uma diferença de frequências Δf , o valor total aplicado à fibra é de NP . Análises do comportamento do efeito de Raman demonstram que, em torno dos valores especificados no seu perfil de coeficiente de ganho, a potência de cada canal não sofre variação superior a 1dB, se for satisfeita a condição [21]:

$$NP[(N-1)\Delta f] \leq 500\text{GHz W} \quad (5.2)$$

onde $(N-1)\Delta f$ é a largura de banda total ocupada pelos vários canais ópticos [21]. Portanto, o produto destes dois fatores deve ser inferior a 500GHz.W para que a degradação causada pelo espalhamento de Raman fique em níveis aceitáveis. Da equação anterior, verifica-se a necessidade de reduzir a potência por canal à medida em que se aumenta a quantidade de canais transmitidos. A limitação para a potência total é [21]:

$$NP \leq \frac{500\text{GHz W}}{(N-1)\Delta f} \quad (5.3)$$

Uma vez que a faixa de atuação do efeito de Raman é muito ampla, mesmo quando se introduzem muitos canais ópticos simultaneamente, é possível ocorrer degradação nos moldes já descritos. Conforme a análise acima, se a quantidade de canais for muito maior do que a unidade, o limite de potência total deve decair de um fator $1/N$ para se garantir pequena degradação por este efeito [21]. Isto implica em se impor que a potência por canal deva ser modificada de um fator $1/N^2$. Esta análise tem um caráter qualitativo, pois ao ser feita admitiu-se que as velocidades de grupo sejam iguais para todos os comprimentos de onda envolvidos. De acordo com o comportamento já descrito para a fibra óptica, este fato não se verifica, exceto em torno de alguns valores específicos do comprimento de onda guiado. O mais correto é incluir os efeitos da dispersão decorrente da mudança na velocidade de grupo. Em conseqüência, é recomendável que os níveis de potência sejam ainda modificados de um fator entre 1 e 2, conforme as taxas de modulação dos diferentes canais ópticos. Para altas

taxas de transmissão, considerando não-nula a dispersão de velocidade de grupo, a redução da potência deve ser corrigida do fator 2 [21]. Para satisfazer esta condição, a potência por canal a partir de (5.3) deve ser calculada como

$$P \leq \frac{500 \text{ GHz W}}{2N(N-1)\Delta f} \quad (5.4)$$

cujo comportamento está representado na Figura 5.2. Para este levantamento, supôs-se uma separação de 100GHz entre canais e uma quantidade de canais $2 \leq N \leq 500$.

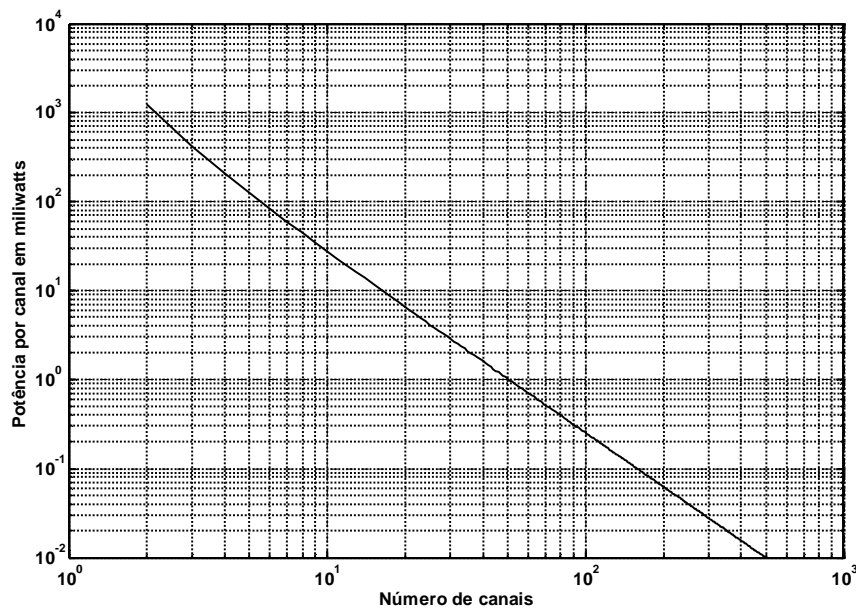


Figura 5.2 - Limitação na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação por efeito Raman seja inferior a 1dB.

Um detalhe relevante é que se considerou cada canal com uma potência constante. Isto ocorre quando os feixes ópticos forem modulados por sinais formatados com modulação digital do tipo FSK (frequency shift keying) e PSK (phase shift keying), isto é, com chaveamento em frequência ou chaveamento de fase. Nestes casos, a influência do efeito Raman é praticamente a mesma que ocorre nos feixes ópticos sem modulação. A justificativa é que este efeito é praticamente instantâneo, manifestando-se em um intervalo de tempo da ordem de poucos picossegundos. Para os sistemas que operam com ASK, por modificação chaveada na amplitude, existem espaços temporais sem sinal nos vários canais ópticos. Por conseguinte, nem sempre as potências coincidem em seus respectivos valores máximos. O levantamento envolve um estudo probabilístico e a partir deste resultado há necessidade de nova correção no fator de limitação de potência.

5.4 Influência da modulação induzida de fase

Como se destacou no capítulo anterior, identificam-se a automodulação de fase e a modulação cruzada de fase em uma transmissão por fibra óptica, sob determinadas condições de potência. Para efeitos práticos, costuma-se agrupar os dois fenômenos na designação genérica de *modulação induzida de fase* [21]. Há necessidade de estes efeitos serem considerados em um sistema que envolva a transmissão de um único canal óptico ou quando ocorrerem múltiplos comprimentos de onda na fibra. Os fenômenos ocorrem por causa de influência da não-linearidade sobre o índice de refração do meio, como discutido no Capítulo IV por meio das expressões (4.56) e (4.71), com a conclusão em (4.74). Essa última mostra a influência da não-linearidade sobre a fase resultante do campo guiado.

Eventuais flutuações no nível dos sinais transmitidos também induzem alterações de fase no campo óptico, o que se manifesta sob forma de um ruído de fase. Sob as condições normais de operação das fontes ópticas disponíveis, as flutuações da potência durante o processo de emissão são muito pequenas. Não são raros os casos em que as mudanças máximas nessa potência sejam inferiores a 1% do valor médio irradiado [21]. Logo, nem sempre há necessidade de computar as conseqüências sobre a fase final, quando se garantir que a potência emitida pelos lasers esteja nas condições especificadas.

Se a transmissão for com um único comprimento de onda, as alterações ocorrem sobre essa onda portadora. Em sistemas com múltiplos canais, a alteração no índice de refração ocasionado por um feixe produz modificações na fase do campo de outro canal adjacente. Este comportamento mostra a necessidade de uma atenção especial para as transmissões que envolvam qualquer modulação associada ao ângulo instantâneo da portadora. Portanto, modulações do tipo PSK podem ficar comprometidas em função de não-linearidades no índice de refração, de acordo com (4.50)

$$N = N_0 + N_2 I \quad (5.5)$$

onde N_0 é o índice de refração do material e N_2 relaciona a não-linearidade com a intensidade óptica. A experiência demonstra que a automodulação de fase na sílica inicia-se quando a intensidade óptica for tal que o coeficiente N_2 assume o valor $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Para dar origem à modulação cruzada de fase, a intensidade deve ser suficiente para que este assumo valor mínimo de $6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$. Embora sejam muito pequenos, não podem ser desconsiderados por causa das grandes extensões dos enlaces ópticos.

Quando o sinal elétrico modulado em fase agir diretamente sobre o diodo laser, ocorrerá uma flutuação mais acentuada na amplitude do feixe emitido. Isto pode ser interpretado como uma modulação parasita em amplitude, de valor muito maior do que as flutuações naturais de

emissão do laser. Neste caso, não pode mais ser desconsiderada a influência das variações de amplitude sobre a fase final do campo ou dos campos, em caso de múltiplos canais [21]. A consequência é uma degradação mais severa nas transmissões e que podem comprometer o desempenho final do sistema. Esta degradação manifesta-se em uma redução na potência do canal, que não deve ultrapassar um limite especificado [21]. Experimentalmente [21], comprovou-se que para a redução não ser superior a 1dB, é necessário que a potência em miliwatts por canal transmitido seja limitada a

$$P < \frac{21}{N} \quad (5.6)$$

Na Figura 5.3 apresenta-se esta limitação comparada com a causada pelo efeito Raman. Observa-se que se trata de uma limitação mais severa, pois leva a degradações mesmo com níveis de potência significativamente menores.

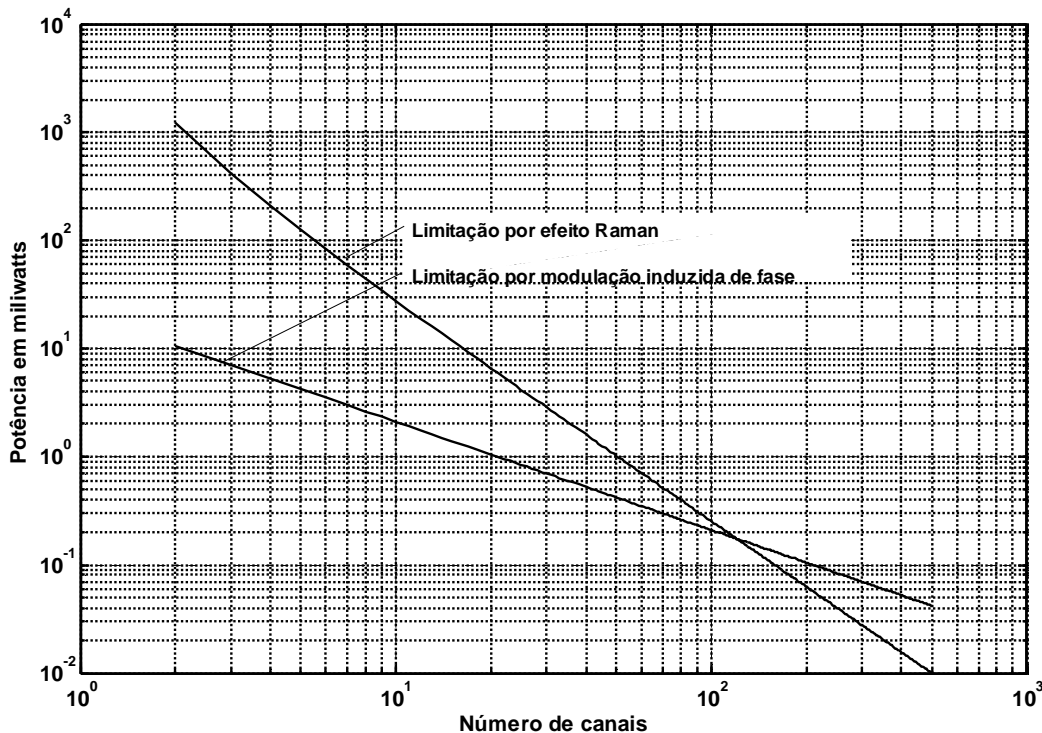


Figura 5.3 - Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação seja inferior a 1dB por efeito Raman e por efeito da modulação induzida de fase. Notar que esta última representa uma limitação mais severa.

5.5 Influência do espalhamento estimulado de Brillouin

Mostrou-se que o espalhamento estimulado de Brillouin (SBS) é semelhante ao de Raman (SRS), sendo que no primeiro há interações do feixe óptico com ondas acústicas e no segundo com vibrações moleculares. Ambos envolvem três ondas, onde a luz incidente (feixe de bombeamento) é convertida em luz de menor frequência (onda de Stokes), levando à

excitação simultânea de uma vibração molecular, no caso do SRS, ou a um fônon acústico, no SBS. Apesar das semelhanças, há diferenças significativas em suas conseqüências para os sistemas ópticos. Primeiramente, o valor de pico do coeficiente de ganho no SBS em fibra monomodo equivale a duas ordens de grandeza acima daquele encontrado no efeito de Raman ($g_B = 4 \times 10^{-11} \text{m/W}$) [21]. De acordo com o gráfico do comportamento do coeficiente de ganho de Raman, o seu valor altera-se muito pouco em torno do máximo para modificações em frequência até superiores a 6THz. Assim, este efeito acontece mesmo com fontes ópticas de elevada largura espectral. No efeito de Brillouin, a largura de faixa é muito pequena comparada à de Raman. É da ordem de 20MHz a 100MHz na faixa de 1,55 μm e varia inversamente com o quadrado do comprimento de onda [21]. Conseqüentemente, o efeito de Brillouin ocorre predominantemente quando a largura espectral da fonte óptica for compatível com estes valores. Conhecendo-se um valor g_B para certa faixa espectral Δf_B , se não ocorrer este valor e o verdadeiro for Δf_m maior do que o especificado, o novo coeficiente de ganho será [21]:

$$g_{Bm} = g_B \frac{\Delta f_B}{\Delta f_m} \quad (5.7)$$

Por outro lado, este parâmetro é quase independente do comprimento de onda. Por isso, é a não-linearidade dominante, que surge em níveis de potência menores. Em sistemas com múltiplas portadoras ópticas, cada canal interage na fibra independentemente dos demais. Daí ser constante o nível crítico de potência em relação a um número elevado de canais, como se ilustra na Figura 5.4. Conforme estudado, a limitação de potência imposta por este efeito está relacionada à área efetiva do núcleo A_{ef} , ao comprimento efetivo L_{ef} do enlace e ao fator de polarização b . Seu valor é obtido com

$$P = \frac{21b A_{ef}}{g_B L_{ef}} \quad (5.8)$$

Para a fibra sugerida em outro ponto deste trabalho, com área efetiva de 50 μm^2 e comprimento efetivo de 20km, supondo que não seja mantida a polarização do feixe guiado, esta potência, independentemente do número de canais, fica em 2,6mW.

A comparação dos três fenômenos analisados, mostra que em pequeno número de canais, o efeito de Brillouin apresenta limitação mais severa em relação à potência transmitida. Para grande quantidade de canais, os outros dois fenômenos são os predominantes para se estabelecer a limitação de potência.

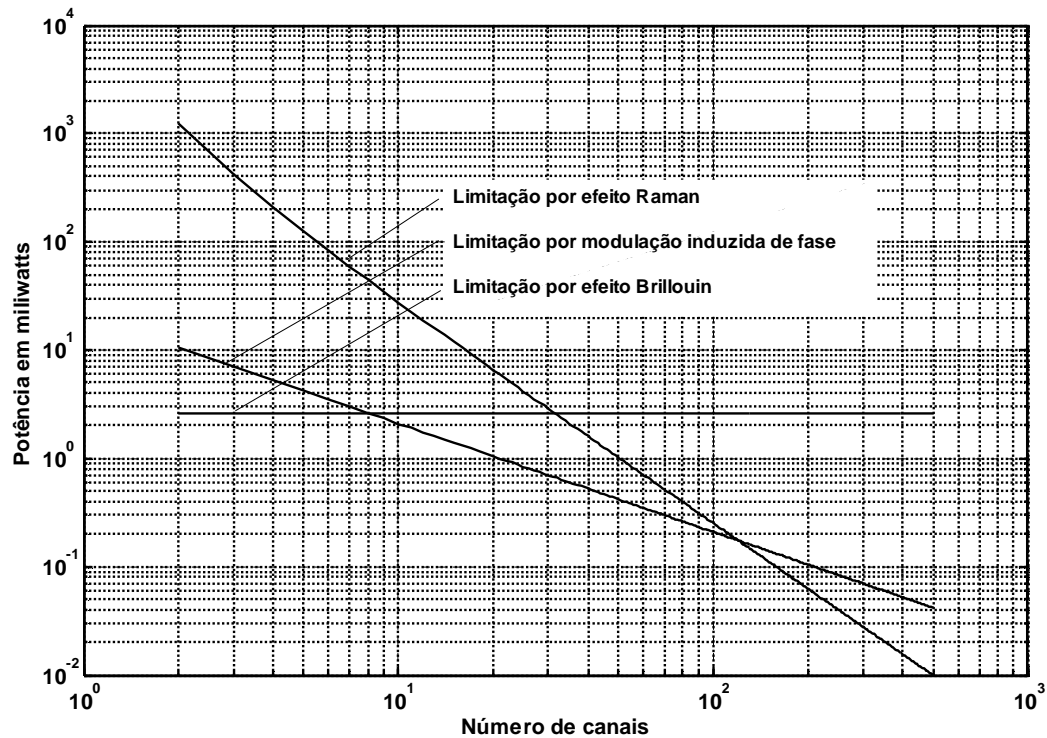


Figura 5.4 - Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, para a qual se garante que a degradação seja inferior a 1dB. Estão comparadas as limitações por efeito Raman, por efeito da modulação induzida de fase e por efeito de Brillouin.

5.6 Influência da mistura de quatro ondas

Os níveis dos sinais gerados a partir da mistura de quatro ondas dependem do espaçamento entre canais e da dispersão da fibra. A influência da dispersão é óbvia, uma vez que afetará a velocidade de grupo dos feixes guiados. Assim, se não houvesse a dispersão, a interação seria contínua em toda a extensão da fibra com uma diferença constante nas respectivas fases. A presença da dispersão modifica a fase de um campo em relação à do outro canal e reduz as amplitudes dos sinais gerados em decorrência desta não-linearidade. Portanto, quanto maior for a separação entre os canais e maior a dispersão na fibra, menores serão as amplitudes dos sinais espúrios. A relação entre a potência em uma frequência gerada e a potência no comprimento de onda de excitação que a ocasionou define a eficiência de conversão na mistura de quatro ondas. Seu valor depende de diversas características intrínsecas da fibra óptica. Entre elas, destacam-se o coeficiente de terceira ordem da susceptibilidade elétrica, o valor do índice de refração, a área efetiva do núcleo, o comprimento efetivo do enlace, o modelo de fibra. Além disto, depende do comprimento de onda do sinal aplicado, do nível de potência e de características de cada fibra em relação à não-linearidade e à dispersão. Em uma fibra convencional, seu valor é elevado, ficando entre 80% e 100% para separações entre canais inferiores a 10GHz e cai praticamente a zero para separações superiores a 25GHz. Nas chamadas fibras de dispersão deslocada (DSF) seu valor

fica em torno de 20% para os canais separados até 50GHz. Supondo excitações nas frequências f_i , f_j e f_k , devem ser incluídas as potências resultantes de todas as combinações que estejam na faixa de passagem da fibra óptica, segundo a expressão discutida anteriormente:

$$P_{ijk}(L) = \frac{\eta}{9} d^2 \gamma^2 P_i P_j P_k \exp(-\alpha L) (L_{ef})^2 \quad (5.9)$$

sendo conhecidos os diversos parâmetros. Considerando as misturas de duas e três ondas, tem-se $d = 3$ e $d = 6$, respectivamente. As conclusões para uma fibra óptica nas mesmas condições impostas para as demais limitações estão ilustradas na Figura 5.5. Neste caso, adotou-se a limitação nas potências em função do número de canais nas formas previstas para o efeito Raman.

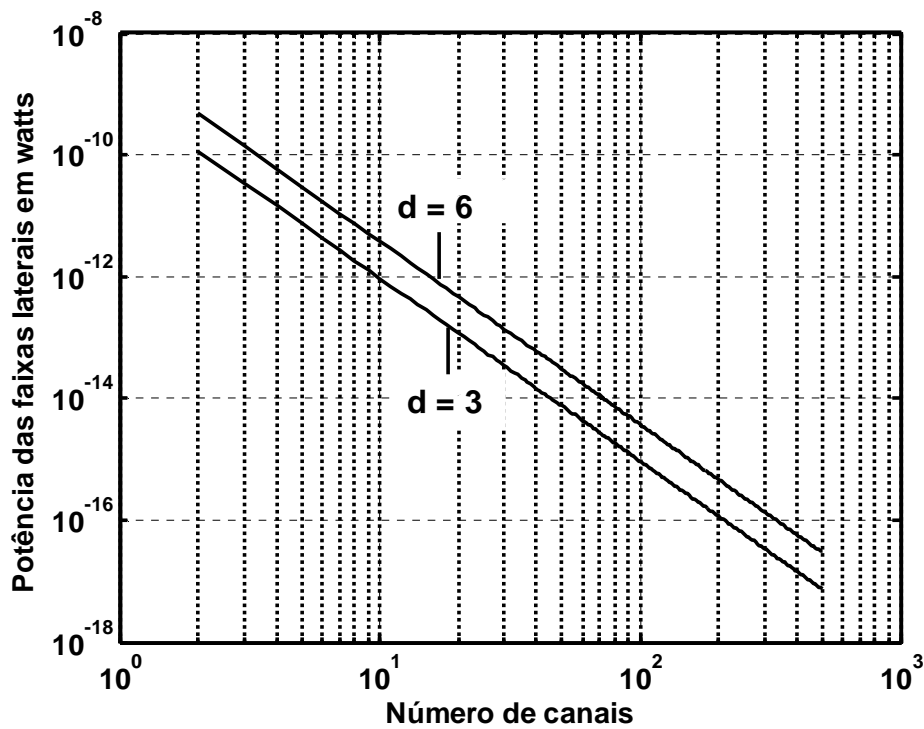


Figura 5.5 - Limitações na potência por canal óptico em função da quantidade de canais transmitidos, representando as componentes originadas pela mistura de quatro ondas.

CAPÍTULO VI

COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

6.1 Comentários gerais

Conforme visto, são várias as causas da degradação da onda óptica a partir da entrada do pulso na fibra monomodo. São inevitáveis e sempre presentes a deformação do pulso causada pela dispersão dos feixes ópticos e a atenuação do sinal injetado. A degradação é agravada com efeitos não-lineares, capazes de alterar o índice de refração da fibra monomodo, e os efeitos estimulados referentes ao espalhamento de Brillouin (SBS) e ao espalhamento de Raman (SRS). Devem ser incluídos, ainda, aqueles que afetam a potência óptica distribuída entre os canais, como a mistura de quatro ondas (FWM) e o efeito Kerr, responsável pela modulação de fase induzida *carrier induced phase modulation* (CIP) [21]. Este último processo compreende a automodulação de fase (SPM), e a modulação cruzada de fase (XPM). Com o intuito de analisar estes fatos, fez-se um estudo do comportamento dos sistemas ópticos, incluindo os que operam com múltiplos comprimentos de onda.

Abordaram-se as características gerais das fibras ópticas, destacando-se os fenômenos que causam dispersões, atenuações e não-linearidades. Com base na teoria desenvolvida, verificaram-se as alterações nos formatos dos pulsos causadas pelos efeitos não-lineares. Para subsidiar esta análise, desenvolveu-se um capítulo com a descrição e a quantificação dos diferentes processos de degradação. Para destacar a influência em um sistema prático, procurou-se mostrar a limitação exigida na potência aplicada para operações com múltiplas portadoras ópticas. Nesta comparação fica bem evidenciada a influência de cada efeito não-linear, de acordo com a quantidade de canais ópticos e com a potência associada a cada um.

6.2 Conclusões

O espalhamento estimulado de Brillouin envolve onda contrapropagante na fibra monomodo, que degrada a onda incidente e gera espalhamento potencialmente intenso no feixe óptico. Exige limitação da potência óptica transmitida através enlaces longos. Destaca-se que o pico do coeficiente de ganho de Brillouin, $g_B = 4 \times 10^{-11} \text{ m/W}$ na fibra monomodo é superior em duas ordens de grandeza ao ganho de Raman $g_R = 6 \times 10^{-13} \text{ m/W}$ para um comprimento de onda de 1550nm, típico da banda C em comunicações ópticas.

Em sistemas multicanais, cada um interage com a fibra independentemente dos demais. De acordo com a Figura 5.4, o limiar de potência envolvida neste efeito é detectável nas vizinhanças de 1,3 mW para um lance de 30km em fibra monomodo com núcleo de 10 μ m de diâmetro e uma atenuação de 0,25dB/km. Portanto, a identificação do fenômeno é possível com valores relativamente pequenos das potências envolvidas. No entanto, a potência crítica mostra comportamento estável, independentemente do número de canais.

O espalhamento estimulado de Raman é um efeito não-linear muito significativo em sistemas de transmissão que operam com multiplexagem densa em comprimento de onda (DWDM) onde o espaçamento entre os canais varia de 25GHz a 200GHz (0,2nm a 1,6nm). A luz injetada na fibra interage com as vibrações moleculares no material da fibra, de forma a gerar espalhamento de comprimento de onda superior e, na presença de outro sinal de igual comprimento de onda gerado inicialmente, pode causar amplificação em um feixe óptico, degradando o desempenho do sistema. Faz-se necessária a avaliação desta amplificação e da perda da potência óptica nos feixes originais.

De acordo com a Figura 5.2, quanto o maior o número de canais envolvidos na transmissão, maior será o débito de potência do sistema. A modulação de fase induzida decorre de flutuações de fase devidas aos efeitos não-lineares, envolve o campo elétrico e o índice de refração do meio, afetando a intensidade óptica do feixe guiado. Na transmissão em um único comprimento de onda ocorrerão alterações sobre essa portadora, o que caracteriza a automodulação de fase (SPM). Em sistemas com múltiplos canais, a alteração no índice de refração ocasionado por um feixe produz modificações na fase do campo do outro canal adjacente, o que indica uma modulação cruzada de fase (XPM). Tal processo manifesta-se na forma de ruído de fase induzido na portadora. Tem maior importância na modulação em amplitude (ASK), tornando o sistema menos eficaz. A solução é utilizar diodos laser modulados nos formatos FSK ou PSK, isto é, com chaveamento em frequência ou chaveamento de fase. Na Figura 5.3, observa-se que o aumento no número de canais exige redução drástica no nível de potência envolvida por canal.

Por último, a mistura de quatro ondas constitui um fator importante na transmissão de múltiplos canais. A interação entre os sinais e a conseqüente geração de novas frequências ópticas contribuem para a degradação e afeta severamente as redes ópticas previstas para grandes capacidades de transmissão. A eficiência da mistura de quatro ondas depende do espalhamento entre os canais e da dispersão da fibra, conforme Figura

5.5, e diminui com o aumento do descasamento entre as respectivas velocidades de grupo. Conclui-se portanto que o aumento da distância de transmissão compromete o parâmetro de espaçamento entre canais em relação à potência óptica, principalmente nos casos dos efeitos de Raman e FWM.

6.3 Sugestões para trabalhos futuros

Dada a extensão do tema, sugere-se estudos aprofundados para a solução de diferentes problemas para sistemas que operam com ASK. Em particular, os que incluem lacunas temporais e acarretam variações imprevisíveis nas amplitudes das potências individuais. O caminho para tal avaliação envolverá um tratamento probabilístico do fenômeno e permitirá quantificar e corrigir as eventuais limitações de potência. Outro tópico de interesse refere-se à flutuação acentuada presente na amplitude do feixe emitido quando o sinal elétrico modulado em fase atuar diretamente sobre o diodo laser. Tal flutuação encerra uma amplitude parasita de módulo superior às flutuações inerentes à emissão do laser, e que deve ser convenientemente analisada e abordada em um tratamento mais rigoroso do sistema.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] - AGRAWAL, G. P. *Fiber - Optic Communications System.*, 3rd Ed. New York: J. Wiley. 2002.
- [2] - KARTALOPOULOS, S. *Introduction to DWDM Technology.* Piscataway: *IEEE Communications Society*, 2001.
- [3] - RIBEIRO, J. A. J. *Comunicações Ópticas.* São Paulo: Editora Érica, 2002.
- [4] - BUCK, J.A. *Fundamentals of Optical Fibers* : New York, J. Wiley, 1995.
- [5] - KAPRON, F.P. *Baseband response function of monomode fibers: Source and modulation effects in monomode fibers-* Optical Fiber Communication Conference (OFC), Washington, D.C. MAR 1979.
- [6] - MARCUSE, D. Pulse distortion in single mode fibers. *Applied Optics*, v..19, p.1653-1655, 1980
- [7] - KAPRON, F.P., KECK, D.B. Pulse transmission through a dielectric optical waveguide, *Appl. Opt.* v..10, 1519-1523, 1971.
- [8]- JÜRGENSEN, K. Gaussian pulse transmission through monomode fibers, accounting for source linewidth, *Appl. Opt.* v..17, 2412-2415, 1978.
- [9] - AGRAWAL, G.P. *Nonlinear Fiber- Optics.* San Diego: Academic Press 3rd. Ed. (2001)
- [10]- HSU, H.P. *Análise de Fourier.* Trad. Paulo Ivo Queiroz. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 1973.
- [11]- Catálogo Teleco Inteligência em Telecomunicações 2004
- [12] - Norma ITU-T Tabela 1 anexo 4, série G, G-692 , Genebra 1998
- [13] - SPIEGEL, M. R. *Manual de fórmulas, métodos e tabelas de matemáticas.* Trad. Roberto Chioccarello. São Paulo: McGraw-Hill, 1992.
- [14] - ALONSO, M., FINN, E.J. *Física, v. 2: Campos y ondas.* México City: Addison-Wesley Iberoamericana 1987
- [15] - BLOEMBERGEN, N., *Nonlinear Optics-* World Scientific Nobel Prize 1981, 1996.
- [16]-SINGH,S.P., SINGH,N.- *Nonlinear effects in optical fibers:origin,management and applications*,PIER 73, p.249-275, 2007.
- [17] - GRATTAN, K. V., MEGGIT, B.T. *Optical fiber sensor technology: fundamentals*, London: Kluwer, 1997.
- [18] - CHRAPLYVY, A. R. , HENRY,P. S. Performance degradation due to stimulated Raman

- scattering in wavelength-division-multiplexed optical-fibre systems, *Electron. Letters*, v. 19, p. 641-643, 1983.
- [19] - RAMASWAMI, R.SIVARAJAN, N. *Optical Networks*, San Francisco: Morgan Kaufmann, 2002.
- [20] - GUANGSHENG, H. & HE, S.H.L. *Physics of Nonlinear Optics*, World Scientific 2 ed. 2003
- [21] - CHRAPLYVY, A.R.- *Limitations on Lightwave Communications Imposed by Optical-Fiber Nonlinearities*. *J. Lightwave Technol.*, v.8, n° 1, p.1549-1555 Oct.,1990.
- [22] - SABELLA, R. & LUGLI, P. *High Speed Optical Communications*.. Kluwer A.Publis,1999.
- [23] - MCGRAW-HILL Staff, *Encyclopedia of Science & Technology*, New York: MCGRAW-HILL 2002
- [24] - SHIBATA, N., BRAUN, R.P., WAARTS, R.G., Phase-Mismatch Dependence of Efficiency of Wave Generation Through Four-Wave Mixing in a Single-Mode Optical Fiber. *IEEE, J. Quant. Electronics*, v.. QE-23, n.. 7, p.1205-1210, 1987
- [25] - SONG, S., ALLEN, C.T., DEMAREST, K.R., HUI, R., Intensity-Dependent Phase-Matching Effects on FWM between Optical Fibers, *IEEE, J. Lightwave Technol.*, v.17, n. 11, p.2285-2290, 1999.
- [26] - ALWAYN, V. *Optical network design and implementation*, Indianapolis, Cisco Press (2004)
- [27] - STOLEN, R.H. Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers. *IEEE J. Quant. Electronics*, v. QE-18, p. 1062-1072, 1982.