



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
LABORATÓRIO DE TELECOMUNICAÇÕES E CIENCIA E ENGENHARIA DE
MATERIAIS-LOCEM



Amplificação Raman de Pulsos Curtos em Fibras Ópticas com Ganho Periódico

por

José Miranda da Silva Filho

A Dissertação Submetida à Coordenação do Curso
de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática
Universidade Federal do Ceará como parte dos
requisitos exigidos para obtenção do Grau de
Mestre em Engenharia de Teleinformática

Fortaleza - Ceará

- 2008

RESUMO

Amplificadores Óticos amplificam a luz incidente através de emissão estimulada, o mesmo mecanismo que é usado pelos lasers. Com certeza, um amplificador ótico, não é nada mais do que um laser sem realimentação. Seu principal ingrediente é o *ganho ótico* que é percebido quando o amplificador é sujeito a um bombeio (oticamente ou eletricamente) para conseguir a inversão de população nos subníveis. O ganho ótico, em geral, depende não somente da frequência (ou comprimento de onda) do sinal incidente, mas também da intensidade do feixe local em qualquer ponto dentro do amplificador. Esse trabalho foi motivado por uma procura contínua do conhecimento e entendimento das características e dos fenômenos envolvidos na amplificação de regime de pulso curto que seriam relevantes como aplicações para processos nos quais tais fenômenos não podem ser negligenciados. Sem perda de generalidade, evitamos sistemas de vários canais, consideramos aqui um único canal com relação a outro, pelo fato de que o ganho e o índice de refração ambos dependem do número de canais envolvidos. Neste trabalho foi simulada inicialmente a amplificação óptica onde o ganho era constante de modo a comparar com um novo modelo proposto aqui, aonde o ganho é periódico. Neste caso modelamos as parcelas de transferência de energia do bombeio e do sinal em funções periódicas de onde foi simulado com diferentes parâmetros das funções periódicas escolhidas. Além do mais, os efeitos de dispersão, automodulação de fase, pulso **walk-off**, efeito Raman e depleção de pulso foram considerados como fatores importantes para amplificação Raman de pulsos curtos. Com relação à forma dos pulsos de bombeio e a semente Raman para as simulações toma um pulso Gaussiano e um sinal CW fraco respectivamente. O pulso de bombeio transfere energia para o sinal CW ao longo da fibra. Todas as simulações foram realizadas usando um método numérico espectral bem conhecido como *Split-Step Fourier Method* resolvendo as equações acopladas não lineares de Schrödinger.

ABSTRACT

Optical Amplifiers amplify incident light through stimulated emission, the same mechanism which is used by lasers. Indeed, an optical amplifier, it is not but a laser without feedback. Its main ingredient is *optical gain* which is realized when the amplifier is under pumping process (optically or electrically) in order to cause population inversion at electronic sublevels. In a long run, the optical gain will not only depend on frequency (wavelength) of incident signal, but it also depends on the local beam intensity of the optical gain that is entailed to the amplifier medium. This thesis was stimulated by the continuous pursue of knowledge and understanding of characteristics and phenomena involved in the Raman amplification process in the regime of short pulses which would be relevant as the appliance for processes in which such phenomena can not be neglected. Without loss of generality, we considered the case of where there is an only one channel to another one by the fact that the gain and the refractive index both depend on the number of channels. In this thesis, it has also been simulated the optical amplification where the gain was constant in order to comparing to the periodic gain presented in this thesis. In addition, the effects of dispersion, self phase modulation, pulse walk-off, Raman effects and pulse depletion were considered as important factors for Raman amplification of short pulses. That was also considered for our simulations a weak CW signal or a Raman seed to be amplified by an intense pump Gaussian pulse. All the simulations were achieved using a well-known spectral numerical method namely Split-Step Fourier Method for solving the coupled Nonlinear Schrödinger Equations.

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO TECNOLÓGICO
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
LABORATÓRIO DE TELECOMUNICAÇÕES E CIENCIA E ENGENHARIA DE
MATERIAIS-LOCEM

Amplificação Raman de Pulsos Curtos em Fibras Ópticas com Ganho Periódico

José Miranda da Silva Filho

Projeto submetido ao Departamento de Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para obtenção de título de qualificação para a obtenção do grau de mestre.

Banca Examinadora:

Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra
UFC – Orientador

Dr. Elvio César Giroudo
UFC – Doutor

Dr. Marcio Gomes da Silva
UVA

Dr. Sergio Antenor
UFC - Doutor

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a minha mãe, que com sua inesgotável paciência e apoio proporcionou-me as condições essenciais para alcançar degrau a degrau as etapas do meu desenvolvimento intelectual, ajudando em todas as formas, nunca deixando faltar nada especialmente nos momentos cruciais da minha vida.

Ao meu orientador, Sérgio Sombra, pela oportunidade inestimável de trabalhar neste projeto de extremo enriquecimento para o meu crescimento acadêmico, além de sempre se fazer disponível para ajudar e orientar nos momentos de dúvida.

Aos professores, Sérgio Antenor, pelo conhecimento adquirido nas disciplinas curriculares ministradas pelo mesmo, onde tive a oportunidade de ampliar minha visão para resultados de interesse.

A todos os colegas do curso de mestrado e doutorado do Departamento de Engenharia de Teleinformática, pela solidariedade, dicas acerca dos programas e procedimentos dos mesmos e essencialmente uma amizade que fomentou a procura do conhecimento científico em proveito de todos.

A minha esposa Cleo que com poucas palavras, mas com atitudes louváveis sempre me apoiou acreditando nos meus objetivos e tomando os como dela também.

A minha filha, Ana Clara, que me trouxe mais energia para continuar lutando e a ela dedico esse trabalho com carinho especial.

A minha irmã, Mercedes que, mesmo estando distante, sempre acreditou em mim demonstrando seu amor e carinho e ao meu sobrinho, Matheus, que amo muito.

A minha sogra, Alda, mesmo não compreendendo muito, mas pelos pensamentos positivos e suas orações que sem dúvida me ajudaram muito.

À Coordenadora de Administração da Faculdade Farias Brito, Danielle Accioly que, me deu oportunidade de trabalhar como professor nesta instituição, sendo assim um suporte financeiro imprescindível.

Ao Coordenador do CLC do Colégio Christus, Werttyme que, sempre foi compreensivo na adequação dos meus horários nesta Instituição de Ensino.

A todos os funcionários da secretaria da pós-graduação em Engenharia de Teleinformática, pela atenção prestada.

E por último, mas não menos importante, a todas as pessoas que direta ou indiretamente, contribuíram no desenvolvimento deste trabalho.

DEDICATÓRIAS

A minha mãe, Mercedes e minha esposa Cleo e minha Filha Ana Clara.

CONTEÚDO

LISTA DE FIGURAS	X
LISTA DE ABREVIATURAS	XV
LISTA DE SÍMBOLOS	XVI
LISTA DE TABELAS.....	XIX
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 MOTIVAÇÃO	1
1.2 OBJETIVOS DO TRABALHO	6
1.3 DESCRIÇÃO DO TRABALHO.....	6
1.4 ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO	7
2 PROPAGAÇÃO DE PULSO EM FIBRA ÓPTICA.....	8
2.1 EQUAÇÕES DE MAXWELL.....	8
2.2 MODOS DA FIBRA.....	10
2.2.1 Equação de Autovalor.....	10
2.2.2 Condição de Modo Único.....	13
2.2.3 Características do Meio	13
2.2.4 Polarização do Meio	14
2.3 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO DO PULSO.....	16
2.3.1 Propagação Não Linear do Pulso.....	17
3 EFEITOS LINEARE E NÃO LINEARES NAS FIBRAS ÓPTICAS....	29
3.1 EFEITOS LINEARES.....	29
3.1.1 Atenuação.....	32
3.1.2 Dispersão de Velocidade de Grupo.....	32.

3.1.3	Dispersão Normal e Anômala	32
3.2.3	Regimes de Propagação	32
3.2.4	Alargamento Induzido pela Dispersão.....	36
3.3	EFEITOS NÃO LINEARES.....	41
3.3.1	Automodulação de Fase (SPM)	41
3.3.1.1	Mudança de Fase Não Linear	10
3.3.1.2	Efeito da Dispersão de Velocidade de Grupo.....	44
3.3.2	Modulação de Fase Cruzada (XPM)	46
3.3.2.1	Efeito do Atraso Inicial entre os Pulsos Co-Propagantes (Walk-off)	52
3.3.3	Mistura de Quatro Ondas (FWM)	52
3.3.4	Espalhamento Raman Estimulado (SRS)	54
3.3.4.1	Conceitos Básicos	54
3.3.4.2	Espectro de Ganho Raman	55
3.3.4.3	Equações Acopladas de Amplitude	56
3.3.5	Amplificadores de Fibra Raman.....	58
3.3.6	SRS com Pulsos Curtos de Bombeio.....	60
3.3.6.1	Equações de Propagação de Pulso.....	61
3.3.6.2	Efeitos de GVD	62
3.3.6.3	Amplificação Raman para Pulsos Curtos com Ganho Constante	63
4	AMPLIFICAÇÃO RAMAN COM GANHO PERIÓDICO	70
4.1	Definição das Funções de Ganho Periódico	70
4.2	Comparação dos Regime Periódicos e Não Periódico.....	87
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	97
5.1	CONCLUSÕES.....	95
5.2	TRABALHOS FUTUROS.....	96
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	100

PARTICIPAÇÃO EM TRABALHOS E APRESENTAÇÃO DE TRABALHOS.....	101
TRABALHOS SUBMETIDOS/ACEITOS EM REVISTAS INTERNACIONAIS.....	102
ANEXO - A : Método Split-Step Fourier.....	103

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Ilustração da teoria da aproximação de dipolos elétricos em uma distribuição de cargas [5]	15
Figura 2.2: (a) Polarização de um átomo sem a aplicação de um campo elétrico externo e (b) com a aplicação de um campo elétrico externo [5]	15
Figura 3.1: Curva de atenuação da fibra em função do comprimento de onda.....	30
Figura 3.2: Escalas de comprimento do enlace, do comprimento não-linear e do comprimento de dispersão. Neste caso temos $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$	34
Figura 3.3: Escalas de comprimento da fibra, do comprimento não-linear e do comprimento de dispersão. Neste caso temos $L \ll L_{NL}$ e $L > L_D$	34
Figura 3.4: Escalas de comprimento para o caso onde os efeitos não-lineares governam a propagação do pulso, com as seguintes condições $L \ll L_D$ e $L > L_{NL}$	35
Figura 3.5: Escalas de comprimento para o caso onde a não-linearidade e a dispersão governam a propagação do pulso, segundo as seguintes condições $L > L_D$ e $L > L_{NL}$	35
Figura 3.6: Alargamento induzido pela dispersão de um pulso gaussiano incidente em uma fibra para $z = 2L_D$ e $z = 4L_D$. A curva superior mostra o pulso incidente em $z = 0$ com $L_D = 50$ km.....	39
Figura 3.7: Alargamento induzido pela dispersão de um pulso supergaussiano incidente em uma fibra para $z = L_D$ e $z = 2L_D$. As curvas r mostram os pulsos incidentes com o parâmetro que controla a agudeza da extremidade $m = 3$	40
Figura 3.8: Variação Temporal de mudança de fase induzida por SPM ϕ_{NL} e chirp de frequência $\delta\omega$ para pulso Gaussiano (linha tracejada) e super Gaussiano (linha sólida).....	44

Figura 3.9: Espectro Óptico de dois pulsos propagando-se juntos exibindo alargamento assimétrico com $\frac{P_2}{P_1} = 0.5$, $\gamma_2/\gamma_1 = 1.2$, $\frac{L}{L_W} = 5$	48
Figura 3.10: Deslocamento de comprimento de onda induzido pela XPM, em função do atraso inicial normalizado entre os pulsos para $\tau_d=0$	51
Figura 3.11: Processo da FWM para dois canais injetados na fibra com frequências f_1 e f_2	53
Figura 3.12: Processo da FWM para três canais injetados na fibra, com frequências f_1 , f_2 e f_3 , para mesma separação de canais.....	53
Figura 3.13.: Processo da FWM para três canais injetados na fibra, com frequências f_1 , f_2 e f_3 , para separação de canais diferentes.....	53
Figura 3.14: Espectro do ganho Raman em função do deslocamento de fase.....	54
Figura 3.15: Representação esquemática do ganho do Amplificador Raman, onde comprimentos de onda maiores são amplificados a partir de comprimentos de onda menores.....	55
Figuras 3.16 e 3.17: G. Agrawal, Fiber Optical Communication System, pp.246-247.....	59
Figuras 3.18: Amplificador Raman e alguns lasers de bombeio utilizados em sistemas de comunicações.....	59
Figura 3.19: mostra a evolução do pulso Raman por três comprimentos de walk-off para os casos $L_D = 1000L_W$, $L_W = 24L_{NL}$, e $L_W = 12L_G$	64
Figura 3.20: semente Raman e pulso de bombeio após $z=L_W$	65
Figura 3.21: semente Raman e pulso de bombeio após $z=2L_W$	65
Figura 3.22: semente Raman e pulso de bombeio após $z=3L_W$	65
Figura 3.23: semente Raman e pulso de bombeio após $z=4L_W$	65
Figura 3.24: Espectro do pulso de bombeio (esquerda – superior) e chirp do pulso de bombeio (esquerda – inferior); espectro do pulso Raman (direita – superior) e chirp do pulso Raman (direita – inferior).....	66
Figura 4.1: Pulso de bombeio e pulso Raman após $z = L_W$	70
Figura 4.2: Pulso de bombeio e pulso Raman após $z = 2L_W$	71

Figura 4.3: Pulso de bombeio e pulso Raman após $z = 3L_W$	73
Figura 4.4: Pulso de bombeio e pulso Raman após $z = 4L_W$	74
Figura 4.5: Pulsos de Bombeio e Raman após $z = 5L_W$	75
Figura 4.6: Ganho Raman Periódico e ω_0 para $A = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ em $3L_W$	76
Figura 4.7: Ganho Raman Periódico e A para $\omega_0 = 0, 2, 8$ e 20 em $z = 3L_W$	77
Figura 4.8: Ganho Raman e $\xi = \frac{z}{L_W}$ para diferentes valores de ω_0 com $A = 0.4$	78
Figura 4.9: Ganho Raman e $\xi = 3$ para diferentes valores de A e $\omega_0 = 2.47$	79
Figura 4.10: Pulso Raman Amplificado na saída $z = 3L_W$ para $A = 0.6$	80
Figura 4.11: Forma do pulso Raman periódico na saída para $A = 0.6$ em $\xi = 3$	80
Figura 4.12: Forma do pulso Raman e A na saída $z = 3L_W$ para $\omega_0 = 2.47$	81
Figura 4.13: Pulso Raman e o comprimento walk-off para $\omega_0 = 6$ e $A = 0.4$	82
Figura 4.14: Pulso Raman e comprimento walk-off para $\omega_0 = 8$ e $A = 0.4$	83
Figura 4.15: Pulso Raman e comprimento walk-off para $\omega_0 = 4$ e $A = 0.4$	84
Figura 4.16: Pulso Raman e comprimento walk-off para $\omega_0 = 0$ e $A = 0.0$	85
Figura 4.17: Largura temporal e A para diferentes valores de ω_0	86
Figura 4.18: Largura temporal e ω_0 para diferentes valores de A	86
Figura 4.19: Largura temporal e ξ para diferentes valores de ω_0 com $A = 0.4$	87
Figura 4.20: Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) para três comprimentos walk-off para o regime de ganho constante, isto é, $\omega_0 = 0$ ou $A = 0$	88
Figura 4.21: Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho constante, isto é, $\omega_0 = 2.47$ e $A = 0.2$	89
Figura 4.22: Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho periódico $\omega_0 = 4$ e $A = 0.4$	92
Figura 4.23: Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho periódico $\omega_0 = 4$ e $A = 0.4$	91

Figura 4.24: Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho constante, isto é, $\omega_0=8$ e $A=0.4$	92
Figura 4.25: Pulsos Raman para regimes constante e periódico.....	93
Figura 4.25: Espectros dos pulsos de bombeio e Raman (linha superior) em regime de ganho periódico e espectros dos pulsos de bombeio de Raman (linha inferior) em regime de ganho constante em $z=2L_W$	94
Figura 4.26: Espectros dos pulsos de bombeio e Raman (linha superior) em regime de ganho periódico e espectros dos pulsos de bombeio e de Raman (linha inferior) em regime de ganho constante em $3L_W$	96
Figura A. 1: <i>Representação do método SSF</i>	103

LISTA DE ABREVIATURAS

WDM	Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda
GVD	Dispersão de Velocidade de Grupo
SPM	Auto Modulação de Fase
FWHM	Metade Máxima da Largura Completa
EDFAs	Amplificadores de Fibra Dopada com Érbio
LEDs	Diodos de Emissão de Luz
TAT	Telefone Transatlântico
TW	Onda Caminhante
SSFM	Método de Passo Dividido de Fourier (Split-Step Fourier Method)
TPC	Cruzamento Transpacífico
XPM	Modulação de Fase Cruzada
FWM	Mistura de Quatro Ondas
c.c	Conjugado Complexo
SRS	Espalhamento Raman Estimulado
SBS	Espalhamento Brillouin Estimulado
NLSE	Equação Não Linear de Schrödinger
CW	Onda Constante
FFT	Transformada Rápida de Fourier
GNLSE	Equação Não Linear Generalizada de Schöedinger

LISTA DE SÍMBOLOS

$A(z, t)$ – Envoltório que varia lentamente do campo ótico.

A_{ef} – A área efetiva do núcleo da fibra .

β - Componente de fase ou constante de propagação de uma onda eletromagnética propagando-se na direção z .

$\beta^{(m)} = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$ - Componente de ordem m da expansão em serie de Taylor de β .

$\beta^{(2)}$ - Parâmetro de ordem mais baixa da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{1}{v_g} \right) = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \beta_2$ - Parâmetro de Dispersão

C – Parâmetro de CHIRP: variação da frequência instantânea da portadora óptica ao longo de um impulso óptico.

c - Velocidade da luz no vácuo.

d – Valor da diferença das velocidades de grupo inversas do sinal e do bombeio.

\mathbf{E} - Vetor campo elétrico de uma onda eletromagnética.

ϵ - Tensor de permissividade dielétrica do meio.

$\Delta\epsilon$ - Variação no tensor de permissividade dielétrica.

ϵ_0 - Permissividade dielétrica do espaço livre.

G – Ganho do Amplificador Ótico

\mathbf{H} - Vetor campo magnético de uma onda eletromagnética.

i – Utilizado em números complexos para representar a sua parte imaginária.

L_D – Comprimento de dispersão.

L_{NL} – Comprimento de não linearidade.

L_W – Distância **Walk-off** $L_W = \frac{T_0}{\left| \nu(\lambda_1)_{gp}^{-1} - \nu(\lambda_2)_{gs}^{-1} \right|} \approx \frac{T_0}{|D\Delta\lambda|}$

L_G – Distância do ganho Raman

μ_0 – Permeabilidade magnética do espaço livre.

f_R – Parâmetro da Contribuição fracional do Raman

N – Define a ordem de um sóliton.

n - Índice de refração do meio.

n_{NL} - Índice de refração não linear.

n_L - Índice de refração linear.

\mathbf{P}_P – Vetor de polarização devido a perturbação.

\mathbf{P}_L – Vetor de polarização linear.

\mathbf{P}_{NL} – Vetor de polarização não linear.

\mathbf{p}_j - Vetor unitário que descreve o estado de polarização de \mathbf{E}_j ($j = 1$ ou 2).

p_{qr} - Coeficiente acústico óptico (dependem das características intrínsecas do meio).

t – Tempo medido em um referencial propagando-se na mesma velocidade do pulso.

v_g - Velocidade de grupo.

ω - Frequência qualquer do espectro eletromagnética.

ω_o - Frequência óptica central de um pulso ($\omega_o = 2\pi f_o$).

$\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ - Suscetibilidades de 1ª, 2ª e 3ª ordem, respectivamente.

z - Distância propagada pela onda e as amplitudes A_1 e A_2 .

z_0 – comprimento da fibra

∇ - Vetor utilizado para o cálculo do rotacional ou divergente de outro vetor.

ϕ - Fase total do campo óptico.

ϕ_{NL} - Mudança de fase não linear do campo óptico.

$\delta\omega_{NL}$ – “*chirp*” não linear de fase.

$\delta\omega_L$ – “*chirp*” linear de fase.

$\delta\omega_o$ – “*chirp*” inicial de fase.

γ – Coeficiente de não linearidade básica

τ_d - tempo de atraso de um pulso para o outro

LISTA DE TABELAS

Tabela 1-1: Os Maiores Progressos da Comunicação Óptica.	3
Tabela 3-2: Os Progressos da Comunicação Óptica.	3
Tabela 3-3: Valores de Parâmetros tomando para as simulações.....	63-64
Tabela 4.1: Valores de Ganho para diferentes valores de ξ para $\omega_0=2$ e $A=0.1$ para o ganho periódico e para o ganho constante.....	86

CAPÍTULO

1

INTRODUÇÃO

MOTIVAÇÃO

Já faz tempo que temos nos defrontado com o advento de uma sociedade multimídia construída em torno do compartilhamento de voz, texto, e dados de vídeo. É previsto que o número de usuários de computadores aumente nos próximos anos pelo fato de alguns governos de países em desenvolvimento estejam minimizando o gargalo educacional facilitando a aquisição de computadores pessoais para famílias de baixa renda além de um programa de informatização nas escolas públicas. Uma dos alicerces chaves desta sociedade informatizada é a comunicação por fibra ótica de alta capacidade.

Nos anos oitenta, o aparecimento dos amplificadores de fibra dopada com érbio (EDFA) foi um das descobertas mais notáveis na tecnologia das comunicações por fibra ótica. Antes do surgimento do EDFA, o método padrão de compensação de perda da fibra obrigava que houvesse um espaçamento periódico entre os geradores eletrônicos ao longo da conexão de transmissão. O gerador consiste de um detector de fóton, processamento eletrônico e um bloco de amplificação e um transmissor. Funcionalmente, ele realiza a conversão de eletrônico para ótico, processamento eletrônico, e a conversão de ótico para eletrônico, e a retransmissão do sinal restaurado. A vantagem dos sistemas de restauração que os prejuízos na comunicação como, por exemplo, o ruído, a dispersão, e as não linearidades não acumulam, o torna isso fácil de projetar as conexões de transmissão. Todavia, os blocos eletrônicos nos geradores antecipam a exploração da grande maioria da largura de banda da fibra. Além do mais, desde que os dispositivos eletrônicos sejam normalmente projetados para uma taxa de bit e formato de modulação específica, é necessário substituir todos os repetidores de restauração do sinal ao longo da conexão quando a capacidade do sistema for preciso aumentar. Por outro lado, os amplificadores óticos como os EDFAs simplesmente amplificam o sinal ótico em diversas ordens de

magnitude sem ser limitados pela rapidez eletrônica. Além do mais, a amplificação ótica é independente do formato da modulação e da taxa de bits, o que implica que as conexões amplificadas opticamente podem ser melhoradas substituindo os equipamentos terminais unicamente. As linhas de transmissões amplificadas opticamente podem ser consideradas como um tubo que transparente ao formato do sinal e à taxa de bits.

Todavia, as imperfeições na transmissão, que em geral não são significantes nos sistemas regenerativos, acumulam ao longo da conexão de transmissão quando os amplificadores lineares (repetidores analógicos) são usados, de modo que eles não podem simplesmente ser ignorados, que expõe um novo desafio a Engenharia de projetos de transmissão. Entre esses danos, a dispersão, as não linearidades da fibra, e a acumulação de ruído oriunda dos amplificadores óticos são os fatores limitantes mais importantes. A dispersão, um fenômeno linear, é relativamente bem entendido, e várias técnicas de compensação de dispersão efetiva têm sido projetadas para competir de igual para igual com a degradação do desempenho induzido pela dispersão. As não linearidades da fibra, por outro lado, não tem completamente analisadas e entendidas especialmente quando outras penalidades ou danos estão também presentes. Seus efeitos no desempenho do sistema são geralmente estimados por simulações numéricas ou por experimentos. Portanto, é de interesse ter ferramentas de análise para uma estimativa da degradação do desempenho induzida pela não linearidade da fibra que nos forneça um melhor entendimento físico em projetar e analisar os sistemas óticos. Este é o principal objetivo dessa Dissertação enfatizando os processos de amplificação baseados em amplificadores semicondutores.

Mesmo embora um sistema de comunicação ótica já tivesse sido concebido nos meados do século dezoito (XVXXX) por um engenheiro francês Claude Chappe que construiu um telégrafo ótico, os sistemas de comunicação elétrica tornou-se o primeiro método de comunicação moderna dominante desde o advento do telégrafo nos anos de 1830. Até o começo dos anos oitenta, a maioria da transmissão de sinal (sem rádio) era feita por sistemas de cabos metálicos (pares de fios transados e cabos coaxiais). Contudo, a grande atenuação e a largura de banda limitada dos cabos coaxiais limitavam sua melhoria na qualidade da capacidade. A taxa de bits de um sistema de cabo coaxial que foi empregado nos Estados Unidos nos anos de 1975 era de 276 MB/s. Quase no mesmo espaço de tempo, houve uma necessidade de conversão de transmissão analógica para

digital para melhorar a qualidade de transmissão, a qual exigia futuros aumento da largura de banda de transmissão. Muitos esforços foram feitos para superar as desvantagens do cabo coaxial durante os anos sessenta e setenta. Em 1966, Kao e Hockham propuseram o uso da fibra ótica como meio de guia para o sinal ótico. Quatro anos mais tarde, uma grande descoberta ocorreu quando a perda da fibra foi reduzida aproximadamente para 20 dB/km dos valores anteriores de mais do que 1000 dB/km. Desde desse momento, a tecnologia de comunicação ótica tem se desenvolvido rapidamente para conseguir capacidade de transmissão maior e distância de transmissão mais longa. A capacidade de transmissão tem aumentado em torno de cerca de 100 vezes a cada 10 anos. Houve diversas superações tecnológicas durante as ultimas duas décadas alavancando um rápido desenvolvimento, e suas características são resumidas na Tabela 1-1 com o primeiro ano quando houve os maiores progressos e a disponibilidade comercial dos dispositivos de comunicação ótica.

A distância de transmissão de um sistema de comunicação em fibra ótica é limitada por perdas da fibra, como acontece para qualquer material que se preste a transmitir sinais quaisquer que sejam. Uma dessas perdas é a atenuação quem vem a ser o enfraquecimento da potência do sinal ótico do ponto de transmissão a ponto de recepção havendo uma variação em função do comprimento de onda de luz, ou seja, dentro de uma mesma fibra ótica a atenuação não é a mesma para diferentes comprimentos de onda de luz. Disto resulta a definição de janelas de transmissão que são faixas dentro do espectro eletromagnético onde a atenuação em uma determinada fibra é menor. Temos por exemplo as seguintes janelas de transmissão 0.85×10^{-6} m 1.30×10^{-6} m e 1.55×10^{-6} sendo que a terceira janela tem sua importância diferenciada pelo fato experimental de que as fibras óticas não lineares de silício em distancias de 1 km possuem uma atenuação desprezível, em particular para comprimentos de onda de 1.0×10^{-6} m a 1.6×10^{-6} m para fibras com janela de transmissão 1.55×10^{-6} m de valor mínimo de aproximadamente 0.2dB/km. Porém, a exceção relevante ocorre para fibras óticas que perfazem grandes distancias acima de 100 km. Uma solução para essa perda por atenuação foi a utilização de regeneradores que transformam o sinal ótico para sinal elétrico e posteriormente de elétrico para sinal ótico. Tal dispositivo regenerador é deveras complexo e oneroso para sistemas de transmissão através de fibras óticas. Assim, a alternativa de um amplificador ótico terá grandes benefícios a estes sistemas de transmissão pelo fato da sua

amplificação é feita diretamente no sinal óptico.

Os amplificadores ópticos amplificam luz incidente através de emissão estimulada, o mesmo mecanismo usado pelos lasers. Com certeza, um amplificador óptico nada mais é do que um laser sem "*realimentação*". Seu principal ingrediente é o ganho óptico compreendido quando o amplificador é bombeado (ópticamente ou eletricamente) para conseguir a inversão de população. O ganho óptico, em geral, depende não somente da frequência (ou comprimento de onda) do sinal incidente, mas também da intensidade do feixe local em qualquer ponto dentro do amplificador. Os detalhes da frequência e dependência da intensidade do ganho óptico dependem do meio do amplificador. A utilização dos amplificadores ópticos em particular possui uma importância diferenciada para sistemas de fibra óptica de múltiplo canal por realizar-nos mesmos, um processo de demultiplexação dos canais anterior à regeneração de cada canal, fazendo uso neste processo de receptores e transmissores separados. Os amplificadores com uma largura de banda relativamente grande são os preferidos para sistemas de comunicação óptica, desde que o ganho seja então quase constante sobre a largura de banda inteira até mesmo para um sinal de múltiplo canal.

Como a atenuação causa um enfraquecimento ao longo da fibra óptica, isto é, o sinal óptico perde potência, os amplificadores ópticos podem ser usados para aumentar o poder de transmissão, colocando um amplificador após um transmissor, assim, eles são conhecidos como amplificadores de potência ou pelo termo inglês "*boosters*" que significa "incentivadores" que na acepção da palavra que dizer que os amplificadores de potência estimulam o sinal enfraquecido pela atenuação. Outra aplicação do amplificador de potência é no propósito de aumentar a distância de transmissão pela colocação de um amplificador antes do receptor para o aumento da potência do sinal recebido, e esses amplificadores são conhecidos como pré-amplificadores.

No início dos anos setenta (1970s), Stolen e Ippen demonstraram a amplificação Raman em fibras ópticas. Contudo, por todos os anos setenta (1970s) e primeira metade dos anos oitenta (1980s), os amplificadores Raman permaneceram primariamente como curiosidades de laboratório. Na metade dos anos oitenta (1980s), muitas publicações de pesquisa elucidaram a promessa dos amplificadores Raman, porém muito daqueles trabalhos eram ofuscados pelos amplificadores de fibra dopada de érbio (EDFAs) no final dos anos oitenta (1980s). Todavia, na metade para final dos anos noventa (1990s), houve

um interesse ressurgido pela amplificação Raman. Próximo do começo dos anos dois mil (2000s), quase todo o sistema de transmissão em fibra óptica de longas distâncias ou ultralonga já usavam amplificação Raman. Há algumas razões tecnológicas e fundamentais nos amplificadores Raman que iremos explorar nesse corrente trabalho.

Tabela 1-1 Os maiores Processos das Comunicações Óticas

Ano	Taxa de Bit	Espaçamento do Repetidor	Maiores Tecnologias
1980	45 Mb/s	10 km	<ul style="list-style-type: none">– $\lambda = 0.8 \mu m$– Fibra Multi-Modo– GaAs LED
1987	1.7Gb/s	50 km	<ul style="list-style-type: none">– $\lambda = 1.3 \mu m$– Fibra Modo Único– InGaAsP Laser Diode
1990	2.5 Gb/s	60~70 km	<ul style="list-style-type: none">– $\lambda = 1.55 \mu m$– Fibra de Dispersão Variada
1996	5 Gb/s	Espaçamento do Amplificador Ótico 33~82 km	<ul style="list-style-type: none">– $\lambda = 1.55 \mu m$– Amplificador Ótico– WDM

1.2 OBJETIVOS DO TRABALHO

Realizar o estudo quantitativo e qualitativo dos amplificadores do tipo Raman, no tocante as suas aplicações em pulsos curtos com ganho periódico detalhando seus principais efeitos e procurando também as vantagens ou desvantagens que serão agregadas ao processo de amplificação. Tais desvantagens serão identificadas para serem analisadas sempre na procura de encontrar soluções para o melhor desempenho do amplificador.

Com o ganho modelado com perfil periódico, isto é, duas funções periódicas, uma para o pulso de bombeio e a outra para a semente Raman, abre a possibilidade de procurar valores convergentes às condições iniciais. Além do mais, os valores colhidos é analisado cuidadosamente de maneira a não levantar dúvidas de suas preferências no que diz respeito a uma futura melhoria da amplificação do sinal.

Como os temas aqui abordados são relevantes e favoráveis ao desenvolvimento tecnológico atual, isto é, um meio de controle da dosagem do ganho Raman ao longo da fibra mediante uma função periódica merece destaque em sistemas de comunicações ópticas com utilização de amplificadores ópticos tipo Raman.

Por fim, serão feitas análises nos sistemas de comunicações em questão com a introdução de formas de pulso de bombeio como, por exemplo, secante hiperbólica e mais adiante a inclusão do ruído, tão comum nos canais de transmissão de dados a distância.

1.3 DESCRIÇÃO DO TRABALHO

Esta dissertação foi elaborada nas seguintes etapas: estudar os efeitos relacionados à amplificação óptica. Tomando como amplificador óptico o de tipo Raman que se origina do efeito de espalhamento espontâneo Raman. Modelar o ganho com uma roupagem periódica e as etapas que a constituem; definir um modelo de Algoritmo Genético aplicado a essa nova modelagem de forma que tenhamos o conhecimento das possíveis melhorias no processo de amplificação; programar uma ferramenta computacional para as simulações que forneça subsídios para avaliar o modelo aqui apresentado; e o estudo de casos onde os parâmetros da função ganho periódico são

relevantes para um futuro controle; é de suma importância que para chegar ao modelo aqui apresentado foi preciso conhecer todos os parâmetros (da fibra e dos pulsos envolvidos) atuando individualmente para uma apreciação específica do efeito que tais parâmetros acarretam ao processo como um todo.

1.4. ORGANIZAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação está dividida em cinco capítulos, descritos a seguir:

O **capítulo 1** mostra uma panorâmica geral dos sistemas de comunicação por fibra ótica ressaltando a importância do amplificador ótica sendo a fonte de motivação dessa dissertação; **capítulo 2** objetiva um entendimento do fenômeno de não linearidade em fibras ópticas de modo a obter uma equação base que governa a propagação dos pulsos ópticos em fibras de modo único, também é apresentada as equações de Maxwell e conceitos importantes concernentes ao processo de propagação do pulso não linear; **capítulo 3** aborda os principais efeitos de linearidade e não linearidade que o pulso é sujeito separadamente para uma melhor apreciação do fenômeno e posteriormente serem incluídos no modelo de ganho constante para comparação com o modelo periódico ; **capítulo 4** apresenta o modelo diferencial desse trabalho onde são delimitados os pontos principais do novo modelo, além da análise comparativa com o modelo de ganho constante; **capítulo 5** resume esse trabalho e projeta os futuros trabalhos nessa linha de estudo.

CAPÍTULO 2

PROPAGAÇÃO DE PULSO EM FIBRA ÓPTICA

2.1 EQUAÇÕES DE MAXWELL

Como todo o fenômeno eletromagnético, a propagação dos campos ópticos em fibras é governada pelas equações de Maxwell.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{\text{livre}}, \quad (2.1.3)$$

As equações de Maxwell podem ser usadas para obter a equação de onda que descreve a propagação da luz nas fibras ópticas. Tomando o rotacional da equação (2.1.1) e usando as equações (2.1.2), (2.1.3) e $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ e $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{M}$, temos

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}, \quad (2.1.4)$$

, no domínio da frequência usando a transformada de Fourier e as condições de contorno que veremos mais abaixo, temos a equação de onda no domínio espectral:

$$\nabla^2 \vec{E} + n^2(\omega) \frac{\omega^2 \vec{E}}{c^2} = 0. \quad (2.1.5)$$

, onde \vec{E} e \vec{H} são respectivamente os vetores campo elétrico e campo magnético e \vec{D} e \vec{B} as densidades do fluxo elétrico e magnético respectivamente. \vec{J} é a densidade de corrente e ρ_{livre} é a densidade de carga livre.

Sob as seguintes condições de contorno

(a) não há cargas livres ($\vec{J} = \rho_{\text{livre}} = 0$), sendo uma aproximação razoável para a fibra óptica,

- (b) o meio não magnético ($\vec{M} = 0$),
- (c) o comprimento de onda da luz propagada está longe de qualquer ressonância do material ($0.5-2\mu m$),
- (d) a aproximação de dipolo elétrico é válida, devido aos processos paramétricos de segunda ordem tais como FWM e a geração de harmônicos que podem ser negligenciados (na prática eles realmente ocorrem por causa dos efeitos de quadrupolo e de dipolo magnético, mas com uma incidência muito baixa),
- (e) o meio só responde localmente, o qual é uma aproximação válida para o corrente projeto aqui considerado,
- (f) a polarização não linear P_{NL} pode ser levada em conta como uma perturbação em relação a perturbação induzida \vec{P} , a qual é justificada já que os efeitos não lineares são relativamente fracos para os resultados aqui apresentados,
- (g) os efeitos de não linearidade de ordem elevados, isto é, maiores que 2 (dois) e a perda da fibra não são levados em conta enquanto os efeitos FWM, GVD, SPM. XPM são incluídos,
- (h) a parte imaginária da constante dielétrica $\mathcal{E}(\omega)$ é pequena comparada com a parte real (baixa perda, que é uma boa aproximação para os regimes de comprimento de onda e os comprimentos da fibra que foram considerados),
- (i) o comprimento de onda da luz é mais elevado do que o comprimento de onda de corte da fibra de modo que a condição de modo único transversal é satisfeita (ou por outro lado haveria propagação de multimodo e a dispersão modal não uniforme teria de ser considerada),
- (j) a fibra óptica é de polarização não variável, isto é, mantêm a polarização e o pulse de luz está viajando ao longo de um dos dois eixos principais da fibra, uma aproximação muito boa para os resultados correntes, essa aproximação é amenizada enquanto a luz incidente viaja ao longo de ambos os eixos da fibra, assim exigindo um conjunto de duas equações acopladas (NLSEs) para a simulação, uma para cada eixo,

(l) a aproximação do envoltório que varia lentamente é válida, isto é, $\frac{\Delta \omega}{\omega_0} \ll 1$ onde $\Delta \omega$

é a largura espectral do espectro do pulso que está centrado em ω_0 , esta aproximação é válida para os resultados considerados no capítulo 3 e capítulo 4, a onda Stokes Raman considerada como um envoltório separado que varia lentamente da onda de bombeio, enquanto as duas tomadas juntas não satisfazem esta condição, a resposta não linear do meio é instantânea, uma aproximação válida para larguras de pulso 70 fs, que corresponde a negligenciar a contribuição das vibrações moleculares diante de $\chi^{(3)}$ (o efeito Raman), que é incluído neste projeto. A propagação do envoltório de lenta variação $A(z, x)$ de um pulso de luz ao longo de uma fibra óptica é governada por equações diferenciais parciais não lineares.

2.2 MODOS DA FIBRA

Em qualquer frequência ω , as fibras ópticas podem garantir um número finito de modos guiados cuja distribuição espacial $\tilde{E}(\vec{r}, \omega)$ é uma solução da equação de onda (2.1.5) e satisfaz todas as condições de contorno acima citadas. Além do mais, a fibra pode garantir um contínuo de modos de radiação não guiados.

2.2.1 EQUAÇÃO DE AUTOVALOR

Por causa da simetria cilíndrica das fibras, é útil expressarmos a equação de onda (1.9) nas coordenadas cilíndricas $\rho, \phi, e z$:

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.2.1)$$

, onde $k_0 = \omega/c = 2\pi/\lambda$ e \tilde{E} é a Transformada de Fourier do campo elétrico E ,

$$\tilde{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\vec{r}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (2.2.2)$$

As relações similares existem para o campo magnético $\tilde{\vec{H}}(\vec{r}, t)$.

$\tilde{\vec{H}}(\vec{r}, t)$ e $\tilde{\vec{E}}(\vec{r}, t)$ \tilde{E}_z e \tilde{H}_z $\tilde{E}_\rho, \tilde{E}_\phi, \tilde{H}_\rho$, e \tilde{H}_ϕ \tilde{E}_z e \tilde{H}_z . \tilde{E}_z e \tilde{H}_z s \tilde{E}_z é facilmente resolvida resultando na seguinte forma geral:

$$\tilde{E}_z(r, \omega) = A(\omega) F(\rho) \exp(\pm im\phi) \exp(i\beta z), \quad (2.2.3)$$

, onde A é uma constante normalizada, β é a constante de propagação, m é um inteiro, e $F(\rho)$ é a solução de

$$\frac{d^2 F}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F = 0 \quad (2.2.4)$$

, onde o índice de refração $n=n_1$ para $\rho \leq a$ temos um fibra de raio de núcleo a , porém toma valores n_2 do lado de fora do núcleo ($\rho > a$).

A equação (2.13) é a equação bem conhecida como equação diferencial para as funções de Bessel. Sua solução dentro do núcleo pode ser escrita como

$$F(\rho) = C_1 J_m(\kappa\rho) + C_2 N_m(\kappa\rho), \quad (2.2.5)$$

, onde J_m é a função de Bessel, N_m é a função de Neumann, e $\kappa = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}$. (2.2.6).

As constantes C_1 e C_2 são constantes determinadas usando as condições de contorno. Enquanto $N_m(\kappa\rho)$, tem uma singularidade em $\rho = 0$, $C_2 = 0$ para uma solução fisicamente significativa. A constante C_1 pode ser absorvida em A surgindo na equação (2.12). Assim,

$$F(\rho) = J_m(\kappa\rho), \quad \rho \leq a \quad (2.2.7)$$

Na região da casca ($\rho \geq a$) o $F(\rho)$ que deveria ser tal que ela decai e g

$$F(\rho) = K_m(\gamma\rho), \quad \rho \geq a,$$

na função de Bessel

onde (2.2.8)

$$\gamma = (\beta^2 - n_2^2 k_0^2)^{\frac{1}{2}}.$$

O mesmo procedimento pode ser seguido para obter o componente do campo magnético. A condição de contorno que as componentes tangenciais de $\tilde{\vec{E}}$ e $\tilde{\vec{H}}$ sejam contínuas através da interface da casca e do núcleo da fibra exige que os componentes $\tilde{E}_\rho, \tilde{E}_\phi, \tilde{H}_\rho$, e \tilde{H}_ϕ sejam os mesmos quando $\rho = a$ é aproximado do lado interno e do lado externo do núcleo. A igualdade dessas equações de autovalor cujas soluções determinam a constante de propagação β para os modos da fibra. Já que todo o procedimento é bem conhecido [5] [7], podemos escrever sem delongas a equação de autovalor:

$$\left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{K'_m(\gamma a)}{\gamma K_m(\gamma a)} \right] \left[\frac{J'_m(\kappa a)}{\kappa J_m(\kappa a)} + \frac{n_2^2 K'_m(\gamma a)}{n_1^2 K_m(\gamma a)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n_1^2 - n_2^2)}{an_1 \kappa^2 \gamma^2} \right)^2, \quad (2.2.9)$$

, onde linhas superiores denotam diferenciação com respeito ao argumento e utilizando a importante relação:

$$\kappa^2 + \gamma^2 = (n_1^2 - n_2^2)k_0^2. \quad (2.2.10)$$

A equação de autovalor (2.2.9) em geral tem diversas soluções para β a cada valor inteiro de m . É costume expressar essas soluções por β_{mn} onde os n e m tomam valores inteiros. Cada autovalor β_{mn} toma um modo específico garantido pela fibra. A distribuição do campo modal correspondente é obtida da equação (2.2.3). Isso leva [1]-[2] a notarmos que há dois tipos de modos de fibra, designados como HE_{mn} e EH_{mn} . Para $m=0$, esses modos são análogos aos modos do campo elétrico transversal (TE) e do campo magnético (TM) de um guia de onda planar por causa do componente axial do campo elétrico ou do campo magnético, somem. Contudo, para $m>0$, os modos da fibra tornam-se híbridos, isto é, todos os seis componentes do campo eletromagnético são diferentes de zero.

2.2.2 CONDIÇÃO DE MODO ÚNICO

O número de modos fornecidos por uma fibra específica em um dado comprimento de onda depende de seus parâmetros de projeto, isto é, o raio do núcleo a e a diferença do índice de refração do núcleo e da casca. Um parâmetro importante também para cada modo é sua frequência de corte. Esta frequência é determinada pela condição $\gamma = 0$. O valor de κ quando $\gamma = 0$ para um dado modo determina a frequência de corte da equação (2.2.10). É útil definir uma frequência normalizada V pela relação

$$V = \kappa_c a = \kappa_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad (2.2.11)$$

A equação de autovalor (2.2.9) pode ser usada para determinar os valores de V no quais os modos diferentes alcancem o corte. O procedimento é complicado, mas tem sido descrito em muitos textos [1]-[2]. Já que nós estamos interessados principalmente nas fibras de modo único, limitaremos a discussão à condição de corte que permite que a fibra garanta somente um único modo. A fibra de modo único garante somente o modo HE_{11} , também referente ao modo fundamental. Todos os outros modos além do corte se o parâmetro $V < V_c$, onde V_c é a menor solução $J_0(V_c) = 0$ ou $J_0(V_c) \approx 2.405$. O valor real de V é um parâmetro crítico de projeto. Geralmente, as perdas de micro curvas aumentam com o decréscimo de V/V_c . Na prática, portanto, as fibras são projetadas tal que V esteja próximo de V_c .

2.2.3 CARACTERÍSTICA DO MEIO

A polarização \vec{P} depende da natureza do meio e, dependendo do comportamento deste meio, podemos simplificar a modelagem do sistema consideravelmente. Para isso, uma apresentação minuciosa das propriedades do meio e seus efeitos entre \vec{E} e \vec{P} se faz necessária. A seguir temos os três meios mais relevantes:

a) Meio com resposta local – apresenta a característica que a polarização $\vec{P}(\vec{r})$ em $r_1 = r_2$, dependa somente de \vec{E} , ou seja, o campo elétrico \vec{E} não tem efeito quando $r_1 \neq r_2$. Em outras palavras, para uma dada polarização obtida a partir de $r_1 = r_2$ ($\vec{P}(\vec{r}_1)$), o único campo eficaz $\vec{E}(r_1)$, sendo que os campos em outros pontos não exercem um papel

significativo na polarização. Esta aproximação é válida para as fibras de sílica na faixa de comprimento de onda que vai de $0.5-2\mu m$, amplamente usada para sistemas de comunicação ópticos atuais [3], [4].

b) Meio Homogêneo – os meios que possuem esta característica têm suas propriedades eletromagnéticas constantes em todos os pontos. Desta forma, independentemente da região situada, o comportamento eletromagnético será sempre o mesmo. Logo, pode se aceitar que a suscetibilidade linear $\chi^{(1)}$ é independente da posição do vetor \vec{r} . Apesar de a fibra óptica ser fabricada a partir de um material homogêneo, ela não poderá, por si só, fornecer a propriedade da homogeneidade. Esse fato decorre do fato de que a fibra é composta de dois índices de refração diferentes. Entretanto, uma fibra óptica de índice de refração degrau, o núcleo e a casca caracterizam-se por um meio homogêneo de forma individual.

c) Meio Isotrópico – é caracterizado, por exemplo, pelo fato de que \vec{E} e \vec{P} possuem a mesma orientação. Tomando a fibra como uma estrutura perfeitamente cilíndrica, podemos afirmar esse guia é isotrópico [4] [5]. Deve-se ressaltar aqui que, na prática, algumas imperfeições na fibra aparecem oriundas de esforços laterais assimétricos, núcleos não circulares e variações nos perfis de índice de refração, sendo esses de origem da fabricação, da instalação dos cabos, degradando a característica isotrópica da fibra.

2.2.4 POLARIZAÇÃO DO MEIO

Considera-se, inicialmente, uma porção da matéria colocada sob a influência de um campo elétrico aplicado externamente, e de tal forma que suas moléculas sofrem a ação do campo que tende orientar seus dipolos na direção do campo elétrico local. Em função desta orientação dos dipolos da molécula, diz que a molécula está polarizada. Dielétricos são meios que sofrem a polarização por um campo elétrico, e esse é o caso da sílica, matéria prima usada na fabricação das fibras [4], [5]. Considerando-se uma distribuição de duas cargas iguais, Q_1 e Q_2 , com sinais opostos e separados por uma distância d arbitrária e pequena, como é mostrado na Figura 2.1, tem-se a visualização de dipolos elétricos.

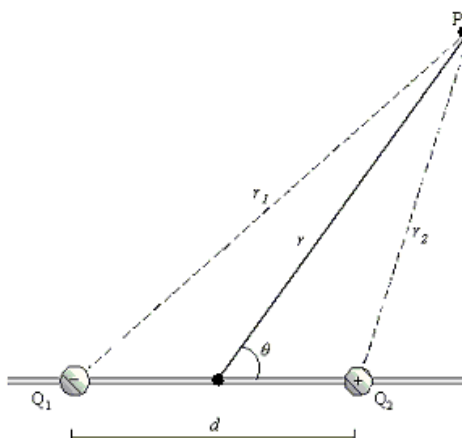


Figura 2.1: Ilustração da teoria da aproximação de dipolos elétricos em uma distribuição de cargas [5]

No dipolo elétrico, sendo as cargas iguais e com sinais opostos, a carga total será zero. Porém, devido ao fato de tais cargas estarem levemente separadas, o campo elétrico não desaparece [4], [5].

Seja agora um átomo, imerso em uma região sem a atuação de qualquer campo elétrico externo. O centro de massa dos elétrons coincide com o do núcleo resultando em um momento médio de dipolo elétrico do átomo igual a zero, como se pode ver na Figura 2.2 (a). Se houver a aplicação de um campo elétrico externo no átomo, este terá seus elétrons em movimento, e o centro de massa dos elétrons sofre um deslocamento x em relação ao núcleo, como é mostrado na Figura 2.2 (b).



Figura 2.2: (a) Polarização de um átomo sem a aplicação de um campo elétrico externo e (b) com a aplicação de um campo elétrico externo [5]

Tem-se, então, o átomo polarizado, ou seja, forma-se um dipolo elétrico com momento \vec{p} , sendo este proporcional ao campo elétrico aplicado. Como resultado deste campo externo aplicado, tem-se uma carga positiva resultante em um lado da matéria e uma carga negativa resultante no outro lado. Deste modo, tem-se uma porção da matéria comportando-se como um grande dipolo elétrico. Porém, pode-se ter momentos de ordem superior ou de múltiplos pólos elétricos, como é o caso da distribuição de quatro cargas elétricas, formando um quadrupolo elétrico. Para esse tipo de distribuição de carga, a distribuição do campo elétrico decresce com a distância numa razão r^{-4} , onde r é a distância entre o ponto onde está o campo radiado pelo quadrupolo e um ponto de referência P , como visto na Figura 2.1. Pode-se verificar que: quanto maior for a ordem do múltiplo (dipolo, quadrupolo, etc.), menor será o efeito do campo elétrico emitido por este múltiplo. No caso de dielétricos, uma aproximação usual é a de dipolos elétricos [5].

2.3 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO DO PULSO

Quando pulsos ópticos se propagam dentro da fibra, surgem os efeitos lineares tais como, dispersão e atenuação. Se a intensidade da luz for alta os efeitos não lineares, tais como auto modulação de Fase (*SPM*), modulação de fase cruzada (*XPM*) e mistura de quatro ondas (*FWM*), não podem ser desprezados. Assim, um pulso óptico, percorrendo a fibra, sofre a ação de efeitos lineares e não-lineares que influenciam tanto a forma temporal como o espectro do mesmo. Introduce-se, agora, a equação que governa a propagação dos pulsos ópticos em fibras dispersivas não-lineares, sendo esta obtida a partir da Eq. (2.2.11). Tomando-se a Eq. (2.2.11), e considerando a decomposição $P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t)$, obtém-se [3]:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.3.1) \Rightarrow \\ \nabla \times \nabla \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= -\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \end{aligned}$$

Da relação (2.3.1), tem-se:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (2.3.2)$$

, onde as partes lineares e não lineares da polarização induzida são descritas para o campo elétrico, através.

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \vec{E}(\vec{r}, t) dt' \quad (2.3.3)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \iiint \chi^{(3)}(t-t_1)(t-t_2)(t-t_3) : \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2.3.4)$$

2.3.1 PROPAGAÇÃO NÃO LINEAR DO PULSO

Para obter a equação de propagação do pulso em um meio não-linear é necessário fazer simplificações na Eq. (2.31). A primeira delas, a parte não-linear P_{NL} é tratada como uma pequena perturbação da linear P_L . Isso é justificado se considerar o regime de não-linearidade fraca, já citada anteriormente (Seção 2.1). A outra consideração é que o campo óptico mantém sua polarização ao longo do comprimento da fibra, de tal forma que possa ser adotada uma aproximação escalar. Outra simplificação é assumir um campo óptico quase monocromático, ou seja, o espectro do pulso, centrado em ω_0 , apresentando uma largura espectral $\Delta\omega$ tal que $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$. Considerando-se pulsos da ordem de 1 ps ou maiores, a aproximação da envoltória variando suavemente, resulta que, dentro do intervalo de duração de um pulso existem vários ciclos da portadora. Neste caso, é útil separar a parte de variação rápida do campo elétrico, reescrevendo-a [3]:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[\vec{E}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c. \right] \quad (2.3.5)$$

, onde: \hat{x} é o vetor unitário de polarização, $\vec{E}(\vec{r}, t)$ é uma função temporal de variação suave (relativa ao período óptico) e ω_0 é a frequência da portadora. As componentes de polarização, P_L e P_{NL} , podem também ser expressos de forma similar [3]:

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c. \right] \hat{x} \quad (2.3.6)$$

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \left[P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c. \right] \hat{x} . \quad (2.3.7)$$

A componente linear P_L pode ser obtida pela substituição de (2.3.6) em (2.14) e, depois, (2.3.7) em (2.3.3); tem-se, então:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left[P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c. \right] \hat{x} &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t-t') \frac{1}{2} \hat{x} [\vec{E}(\vec{r}, t') e^{-j\omega_0 t'} + c.c.] \cdot dt' \\ P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') e^{-j\omega_0 t'} \cdot dt' \Rightarrow \\ P_L(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') e^{-j\omega_0(t'-t)} \cdot dt' \end{aligned}$$

, usando o teorema de convolução, de [6]

$$f(t) * g(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \cdot g(t-\tau) d\tau = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) G(\omega) e^{-j\omega t} d\omega.$$

Fazendo:

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') E(\vec{r}, t') dt' &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega_0 t'} d\omega' \\ \tilde{P}_L(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \cdot \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega_0 t'} e^{-j\omega_0(t-t')} d\omega' \Rightarrow \\ \tilde{P}_L(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \cdot \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega_0 t} e^{j\omega t} e^{-j\omega_0 t'} d\omega \Rightarrow \\ \tilde{P}_L(\vec{r}, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \cdot \tilde{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega_0 t'} e^{j(\omega-\omega_0)t} d\omega. \end{aligned}$$

Usando a propriedade de deslocamento em frequência:

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{j\omega_0 t} dt \\ \Im \left[E(t) e^{-j\omega_0 t} \right] &= \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-j\omega_0 t} e^{j\omega t} d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{j(\omega-\omega_0)t} d\omega. \end{aligned}$$

Logo:

$$\tilde{P}_L(\vec{r}, \omega) = \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) e^{-j(\omega - \omega_0)t} d\omega,$$

, onde \Im representa a transformada de Fourier.

A componente não-linear, $P_{NL}(\vec{r}, t)$, é obtida pela substituição da Eq. (2.3.7) na Eq. (2.3.4). Simplificações consideráveis ocorrem se a resposta não-linear for assumida instantânea, de forma que a dependência do tempo de $\chi^{(3)}$, na Eq. (2.15), seja dada pelo produto de três funções delta de Dirac [19], na forma $\delta(t - t_j)$, $j = 1, 2, 3$. Assim, a Eq. (2.3.4) assume a forma descrita abaixo [3]:

$$\begin{aligned}\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \iiint \chi^{(3)}(t - t_1)(t - t_2)(t - t_3) \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \\ \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \iiint \chi^{(3)} \delta(t_1 - t) \delta(t_2 - t) \delta(t_3 - t) \vec{E}(\vec{r}, t_1) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \\ \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0 \iiint \chi^{(3)} \delta(t_1 - t) \vec{E}(\vec{r}, t_1) \delta(t_2 - t) \vec{E}(\vec{r}, t_2) \delta(t_3 - t) \vec{E}(\vec{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3,\end{aligned}$$

, onde os limites das integrais acima são $-\infty$ a $+\infty$.

Tem-se, pela propriedade da amostragem da função de Dirac ou função de impulso unitário:

$$\int f(t) \delta(t - t_0) dt = f(t_0). \quad (2.3.8)$$

Logo:

$$\vec{P}_{NL}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.3.9)$$

Dessa forma, a Eq. (2.3.9) é uma aproximação válida para pulsos com larguras temporais da ordem de 1 ps ou maiores [3]. A hipótese de resposta não-linear instantânea equivale a desprezar a contribuição das vibrações moleculares para $\chi^{(3)}$, conhecida como Efeito Raman; ou seja, a aplicação de um pulso óptico curto de alta intensidade, em uma molécula, perturba a estrutura eletrônica dessa e resulta numa mudança da sua polarização, dependente da intensidade, ou em um índice de refração com a mesma dependência. Em geral, ambos os elétrons e núcleo respondem ao campo óptico na forma não-linear, sendo a resposta do núcleo inerentemente mais lenta, comparada com a resposta eletrônica. Para fibras de sílica, o vibracional ou resposta Raman ocorre numa escala de tempo de 60 a 70 fs. Assim para pulsos de ps, a resposta não-linear pode ser considerada instantânea.

Levando a Eq. (2.3.7) na Eq. (2.3.9), obtém-se:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL} e^{-j\omega_0 t} + P_{NL}^* e^{j\omega_0 t}] &= \epsilon_0 \chi^{(3)} \hat{x} \cdot \left[\frac{E e^{-j\omega_0 t} + E^* e^{j\omega_0 t}}{2} \right]^3 \\
\frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL} e^{-j\omega_0 t} + P_{NL}^* e^{j\omega_0 t}] &= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} [E e^{-j\omega_0 t} + E^* e^{j\omega_0 t}]^3 \hat{x} = \\
&= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \hat{x} \cdot [E^3 e^{-j3\omega_0 t} + 3 \cdot E^2 e^{-j2\omega_0 t} \cdot E^* e^{j\omega_0 t} + 3 \cdot E^* e^{j2\omega_0 t} \cdot E e^{-j\omega_0 t} + E^{*3} e^{j3\omega_0 t}] \\
&= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \hat{x} \cdot [E^3 e^{-j3\omega_0 t} + 3 \cdot E^2 E^* e^{-j\omega_0 t} + 3 \cdot E^* E e^{j\omega_0 t} + E^{*3} e^{j3\omega_0 t}] \\
&= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \hat{x} \cdot [E^3 e^{-j3\omega_0 t} + 3 \cdot E^2 E^* e^{-j\omega_0 t} + c.c.].
\end{aligned}$$

Desprezando-se o terceiro harmônico, pois este necessita de condições apropriadas de combinação de fase, e considerando a relação:

$$E^2 \cdot E^* = E \cdot E^* \cdot E = E \cdot (|E| e^{j\phi} \cdot |E^*| e^{-j\phi}) = E \cdot |E|^2$$

, obtém-se:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} [P_{NL} e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \hat{x} &= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} [3 \cdot E \cdot |E|^2 e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \hat{x} = \\
\frac{1}{2} P_{NL} e^{-j\omega_0 t} &= 3 \cdot E \cdot |E|^2 e^{-j\omega_0 t} \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \\
P_{NL} &= \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \cdot \epsilon_0 E.
\end{aligned}$$

Pela definição de ϵ_{NL} , onde a contribuição não-linear para a constante dielétrica é definida como:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E(\vec{r}, t)|^2. \quad (2.3.10)$$

Logo:

$$P_{NL}(\vec{r}, t) \approx \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(\vec{r}, t) \quad (2.3.12)$$

, para obter a representação da equação de onda, para a amplitude $\vec{E}(\vec{r}, t)$, é mais conveniente trabalhar no domínio de Fourier. Isso não é geralmente possível quando a Eq. (2.3.2) for não-linear, por causa da dependência da ϵ_{NL} . Em uma primeira aproximação, pode-se tratar ϵ_{NL} como uma constante durante a dedução da equação de propagação. A aproximação é justificada devido à natureza perturbatória de P_{NL} .

Substituem-se as Eqs. (2.3.3) – (2.3.7) na Eq. (2.3.2) e considera-se, a transformada de Fourier $\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0)$, definida como:

$$\tilde{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{j(\omega - \omega_0)t} dt \quad (2.3.13)$$

, de modo a satisfazer as equações de Helmholtz, como segue. Considere inicialmente, a equação (2.3.2) substituindo $\vec{E}(\vec{r}, t)$ dado por (2.3.13). Assim:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \left\{ \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \right\} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{1}{2} \hat{x} [E(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \right\} = \\ \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \right\} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \right\} \end{aligned}$$

Desconsiderando os complexos conjugados, os vetores unitários e as componentes c.c., temos:

$$\begin{aligned} \nabla^2 [E(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t}] - \frac{1}{c^2} (-\omega_0^2) [E(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t}] = \\ = -\mu_0 \omega_0^2 [P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t}] - \mu_0 \omega_0^2 [P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t}]. \quad (2.3.14) \end{aligned}$$

Usando a equação (2.3.13):

$$\begin{aligned} P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') e^{j\omega_0 t'} e^{-j\omega_0 t} dt' \Rightarrow \\ P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') e^{-j\omega_0 t'} dt' \end{aligned}$$

Pela propriedade da convolução de Fourier:

$$P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega) e^{-j\omega_0 t}$$

Utilizando-se agora, a propriedade do deslocamento em frequência:

$$P_L(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0). \quad (2.3.15)$$

Considerando a equação (2.3.12) e aplicando o deslocamento para $P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t}$, temos:

$$P_{NL}(\vec{r}, t) e^{-j\omega_0 t} = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0). \quad (2.3.16)$$

Substituindo (2.3.13) (2.3.15) (2.3.16) em (2.3.14), tem-se:

$$\begin{aligned} \nabla^2 [E(\vec{r}, \omega - \omega_0)] + \frac{\omega_0^2}{c^2} [E(\vec{r}, \omega - \omega_0)] = \\ = -\mu_0 \omega_0^2 \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) E(\vec{r}, \omega - \omega_0) - \mu_0 \omega_0^2 \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(\vec{r}, \omega - \omega_0). \end{aligned}$$

Como:

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \text{ e } \mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2} :$$
$$\nabla^2 \tilde{E} + k_0 \tilde{E} = -k_0 \chi^{(1)}(\omega) \tilde{E} - k_0^2 \varepsilon_{NL} \tilde{E}$$
$$\nabla^2 \tilde{E} + k_0 [1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL}] \tilde{E} = 0$$

Sendo a relação:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \chi^{(1)}(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (2.3.17)$$

Tem-se:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.3.18)$$

A expressão (2.3.18) é conhecida equação de Helmholtz [3], onde:

$$\varepsilon(\omega) = [1 + \chi^{(1)}(\omega)] + \varepsilon_{NL} \quad (2.3.19)$$

, é a chamada constante dielétrica cuja parte não linear ε_{NL} é dada pela equação (2.3.10)

Similar à equação

$$\varepsilon_L = [n_L(\omega) + \frac{j \cdot \alpha(\omega) \cdot c}{2\omega}] \quad (2.3.20)$$

, a constante dielétrica pode ser relacionada com índice de refração \tilde{n} e o coeficiente $\tilde{\alpha}$.

Porém, \tilde{n} e $\tilde{\alpha}$ dependente da intensidade, por causa de ε_{NL} . É comum introduzir [3]:

$$\tilde{n} = n_L + n_2 |E|^2 \quad (2.3.21)$$
$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2$$

, onde \tilde{n} é o índice de refração não linear e $\tilde{\alpha}$ é o coeficiente de absorção.

Usando o método de separação de variável na equação (2.3.18) pode-se escrever a solução na forma:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{i\beta_0 t} \quad (2.3.22)$$

, onde: $\tilde{A}(z, \omega)$ é uma função de variável suave em z e β_0 é o número de onda em ω_0 [3].

Na equação (2.3.18) substitui-se a equação (2.3.22) na equação que segue:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} \tilde{A} e^{j\beta_0 z} + \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} [\tilde{A} e^{j\beta_0 z}] + \varepsilon(\omega) k_0^2 [F \tilde{A} e^{j\beta_0 z}] = 0 \quad (2.3.23)$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0 \quad (2.3.24)$$

$$2j\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + \tilde{A} [\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2] = 0 \quad (2.3.25)$$

A equação. (2.3.24) refere-se à distribuição do campo no sentido transversal à direção de propagação e sua solução leva aos modos propagantes da fibra [7] e [8]. A Equação (2.3.25) representa a propagação do campo ao longo do eixo z e sua solução leva à componente axial do campo. O número de onda $\tilde{\beta}$ é determinado resolvendo-se a equação de autovalor (2.3.24) para os modos da fibra [3], [9] e [10]. Para obter a Equação (2.3.25), a segunda derivada $\frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial z^2}$ foi desprezada, visto que $\tilde{A}(z, \omega)$ é uma função de z variando suavemente. A constante dielétrica $\varepsilon(\omega)$, na equação (2.3.24), pode ser aproximada por

$$\varepsilon = (n_L + \Delta n)^2 = n_L^2 + 2n_L \Delta n + \Delta n^2 \quad (2.3.26)$$

, onde Δn é uma pequena perturbação, dada por [3]:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + j \frac{\tilde{\alpha}}{2k_0} \quad (2.3.27)$$

A equação (2.3.24) pode ser resolvida usando a teoria da perturbação de 1ª Ordem que considera que Δn não altera a distribuição $F(x, y)$ do campo [6]. Deve-se, primeiro, substituir ε_L por n_L^2 e obtêm-se a distribuição modal de $F(x, y)$ e o número de onda $\beta(\omega)$ correspondente. Apesar da teoria da perturbação de 1ª Ordem acarretar que Δn não afeta a distribuição modal de $F(x, y)$, contudo, o autovalor $\tilde{\beta}$ torna-se [3]:

Apesar da teoria da perturbação de primeira ordem acarreta que Δn não afeta a distribuição modal, $F(x, y)$, contudo o autovalor $\tilde{\beta}$ torna-se [3]:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (2.3.28)$$

, onde:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \iint \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.3.29)$$

, sendo os limites das integrais de $-\infty$ a $+\infty$.

Esse processo completa a solução formal da Equação (2.31), em primeira ordem para a perturbação $P_{NL}(\vec{r}, t)$. Usando a Equação (2.3.5), o campo elétrico $\tilde{E}(\vec{r}, t)$ pode ser escrito no domínio do tempo na forma:

$$\tilde{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [f(x, y) A(z, t) e^{j\beta_0 z} \cdot e^{-j\omega_0 t} + c.c.] \quad (2.3.30)$$

Então:

$$\tilde{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [f(x, y) A(z, t) e^{j\beta_0 z - j\omega_0 t} + c.c.] \quad (2.3.31)$$

, onde $\tilde{A}(z, \omega)$ é a envoltória de variação suave do pulso. A transformada de Fourier $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$, de $A(z, t)$, satisfaz a Equação (2.3.25), e considerando a Equação (2.3.28) e, ainda, assumindo a aproximação:

$$\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2 \approx 2\beta_0^2 (\tilde{\beta} - \beta_0)$$

, resulta em:

$$-\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + j(\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0) \tilde{A} = 0.$$

Logo:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = j\tilde{A}(\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0). \quad (2.3.32)$$

O significado físico dessa equação é claro. Cada componente espectral, dentro da envoltória do pulso, quando se propaga na fibra, adquire um deslocamento de fase cuja magnitude é dependente da frequência e da intensidade [3], [9]. Nesse ponto, pode-se voltar no domínio do tempo, tomando a transformada inversa de Fourier da Equação (2.3.32), e obter a equação de propagação para $A(z, t)$. Contudo, dado que a dependência funcional exata de $\beta(\omega)$ é difícil de ser avaliada, então ela é geralmente expandida numa série de Taylor em função da frequência da portadora ω_0 [6]:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (2.3.33)$$

, onde:

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m=1, 2, 3, \dots). \quad (2.3.34)$$

Os termos cúbicos e de ordem superior na expansão acima podem ser desprezados, se a largura espectral $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$. Substituindo (2.3.33) na equação (2.3.32) e

tomando a transformada inversa de Fourier, definida como:

$$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) e^{-j(\omega - \omega_0)t} d\omega \quad (2.3.35)$$

, a equação resultante para $A(z, t)$ é:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = j\tilde{A}[\beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \Delta\beta - \beta_0].$$

Se $\beta_2 \approx 0$ para alguns valores específicos de ω_0 , situados próximo do comprimento de onda de dispersão zero da fibra, é necessário incluir o termo cúbico $\beta^{(3)}$. Passando para o domínio do tempo e substituindo $\omega - \omega_0$ por $j\partial/\partial t$, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} &= \left(j\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + j^2 \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \Delta\beta A \right) \Rightarrow \\ \frac{\partial A}{\partial z} &= -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + j\Delta\beta A. \end{aligned} \quad (2.3.36)$$

No caso de operarmos próximos ao comprimento de onda zero, a equação (2.3.36) deve incluir termos de ordem cúbica, conforme é mostrado abaixo:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3} + j\Delta\beta A(z, t). \quad (2.3.37)$$

O termo $\Delta\beta$ inclui o efeito de perda e de não linearidade na fibra. Usando as equações (2.3.27) e (2.3.29), $\Delta\beta$ pode ser calculada e substituindo na equação (2.3.36). Certamente, é possível escrever o terceiro termo do lado direito da equação (2.3.36):

$$j\Delta\beta A = jA \frac{k_0 \iint_{-\infty}^{\infty} (|E|^2 + j \frac{\tilde{\alpha}}{2k_0}) |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}$$

, de (2.3.31) advém:

$$\bar{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [F(x, y) A(z, t) e^{j\beta_0 z - j\omega_0 t} + c.c.]$$

$$\therefore |\bar{E}(\vec{r}, t)|^2 = |F(x, y)|^2 \cdot |A(z, t)|^2.$$

Temos então:

$$= jA \left\{ \frac{k_0 \iint_{-\infty}^{\infty} \left(|F(x, y)|^4 \cdot |A(z, t)|^2 + j \frac{\tilde{\alpha}}{2k_0} |F(x, y)|^2 \right) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \right\}$$

$$jA \left\{ \frac{k_0 n_2 |A(z, t)|^2 \iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy + j \frac{\tilde{\alpha}}{2k_0} \iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \right\}$$

$$= jk_0 n_2 A |A|^2 \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} - \frac{\tilde{\alpha}}{2} A.$$

Definindo a área efetiva como, A_{ef} , por [3]:

$$A_{ef} = \frac{\left(\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.3.38)$$

$$\therefore j\Delta\beta A = jn_2 \frac{\omega_0}{c} \frac{A |A|^2}{A_{ef}} - \frac{\tilde{\alpha}}{2} A.$$

Sendo que:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{A_{ef} c} \quad (2.3.39)$$

Assim temos:

$$j\Delta\beta A = jA |A|^2 \gamma - \frac{\tilde{\alpha}}{2} A.$$

Da equação (2.3.21): $\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2$; sendo $\alpha_2 \ll \alpha$ em fibras ópticas e considerando o regime de não linearidade fraca, tem-se: $\tilde{\alpha} \approx \alpha$. Adotando essa aproximação e considerando-se a equação (2.3.36), temos:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i A |A|^2 \gamma - \frac{\alpha}{2} A.$$

Portanto

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma A |A|^2. (2.3.40)$$

A amplitude do pulso A é considerada normalizada, tal que $|A|^2$ representa a potência óptica [3], [11]. A quantidade γ/A^2 é, então, medida em m^{-1} , se n_2 for expresso por m^2/W .

O cálculo do parâmetro A_{ef} requer o uso da distribuição $F(x, y)$ para o modo fundamental da fibra. Destaca-se, aqui, que A_{ef} depende claramente dos parâmetros da fibra, tais como: o raio do núcleo e a diferença dos índices do núcleo e da casca, sendo que A_{ef} pode variar numa faixa de 20 - 100 μm^2 na janela de 1550 nm, dependendo do tipo de fibra. Como resultado, γ apresenta valores em uma faixa de 1 até 10 W^{-1}/km , se for usado $n_2 \approx 2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. Vale salientar que existem tipos de fibra que apresentam uma grande área efetiva, sendo A_{ef} incrementada intencionalmente para reduzir o impacto da não-linearidade na fibra. A Equação. (2.3.40) descreve a propagação do pulso óptico de pico segundo numa fibra mono modo. Na literatura ela é referida como a equação Não-Linear de Schrödinger (*NLS*). A equação *NLS* inclui os efeitos de perda da fibra, através de α , da dispersão cromática de primeira ordem, através de β_2 , e da não-linearidade da fibra, através de γ . O significado físico do parâmetro β_2 pode ser interpretado como uma envoltória do pulso movendo-se a uma velocidade de grupo $v_g \equiv 1/\beta_1$, enquanto que os efeitos da dispersão de velocidade de grupo (*GVD*) são governados por β_2 . Este parâmetro pode ser negativo ou positivo, dependendo se o comprimento de onda de operação λ estiver abaixo ou acima do comprimento de onda de dispersão zero, λ_D , da fibra (ver Figura 2.3). Deve-se ter presente que, se estivermos trabalhando próximo da região de comprimento de onda zero, ou seja, $\beta_2 \approx 0$, torna-se necessário a inclusão do termo cúbico β_3 , sendo que este representa a dispersão cromática de segunda ordem. Neste caso, tem-se a equação Não-Linear de Schrödinger (*NLS*) escrita na seguinte forma:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A(z,t) = i\gamma A(z,t) |A(z,t)|^2. \quad (2.3.41)$$

Se, nesta última equação, introduzir-se um sistema de coordenadas que se move com a mesma velocidade de grupo, v_g , e usar-se a seguinte transformação

$$T = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 z, \text{ obtém-se uma forma simplificada para a equação. (2.3.41):}$$

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z,T)}{\partial T} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,T)}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,T)}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A(z,T) = i\gamma A(z,T) |A(z,T)|^2. \quad (2.3.42)$$

Deve-se destacar que a equação (2.3.42) servirá como base para a análise dos efeitos lineares e não-lineares presentes numa fibra óptica, sobre os quais esta dissertação se fundamenta. Sua solução será dada pelo método numérico *Split-Step Fourier* se encontra com todos os detalhes de sua aplicação no Anexo A.

Nesta dissertação, a equação acima apresentada será aplicada tanto para o pulso de bombeio quanto para o sinal ou semente Raman. Certamente, há considerações e simplificações baseadas nas condições de contorno que exigem o processo de amplificação por bombeio.

Sistemas não lineares não podem ser descritos com uma equação diferencial linear. Uma equação diferencial básica tem coeficientes que são constantes, e as derivadas são todas de primeira ordem. Explicitamente resolver equações não lineares pode ser difícil, e geralmente envolverá soluções complexas para problemas simples. No caso da equação NLS em que o termo quadrado introduz a não linearidade $|A(z,t)|^2$.

Assim, é certamente inevitável o uso de um método numérico, sendo a escolha o método espectral muito conhecido SSFM.

CAPÍTULO 3

EFEITOS LINEARE E NÃO LINEARES NAS FIBRAS ÓPTICAS

3.1 EFEITOS LINEARES

3.1.1 ATENUAÇÃO

Dentre os parâmetros da fibra, a atenuação é um dos mais significativos com relação ao desempenho dos sistemas ópticos. O fato de se ter conseguido uma grande redução neste fator foi decisivo para viabilizar o uso das fibras como meio de transporte. Dos diversos fatores que contribuem para as perdas na fibra, os dois mais significativos são: a absorção do material e o espalhamento Rayleigh [3] e [12]. As fibras de sílica apresentam impurezas, sendo os íons OH^- os mais difíceis de serem removidos, tendo grande influência na presença dos picos de absorção próximos de 1230 nm e 1370 nm, como mostrados na Figura 3.1. O espalhamento Rayleigh é um mecanismo de perda que surge das flutuações aleatórias de densidade da sílica fundida durante sua fabricação. Essas flutuações causam alterações no índice de refração e a luz é, então, espalhada em todas as direções. A perda por espalhamento Rayleigh varia diretamente com λ^{-4} e, portanto, domina nos comprimentos de onda menores. A atenuação faz com que parte da potência acoplada numa fibra seja perdida, de tal forma que a potência transmitida é dada por:

$$P_t = P_0 e^{(-\alpha L)} \quad (3.1.1)$$

, onde α é a constante de atenuação e L é o comprimento da fibra óptica. Normalmente a perda da fibra é dada em decibéis dB/km, sendo:

$$\alpha_{(dB/Km)} = -\frac{10}{L} \log \frac{P_t}{P_0} \quad (3.1.2)$$

Os fatores que contribuem para a atenuação na fibra ocorrem devido às perdas do próprio material, impurezas e imperfeições [13]. A contribuição destes dois últimos fatores pode ser minimizada no processo de fabricação, enquanto que a primeira é intrínseca à fibra.

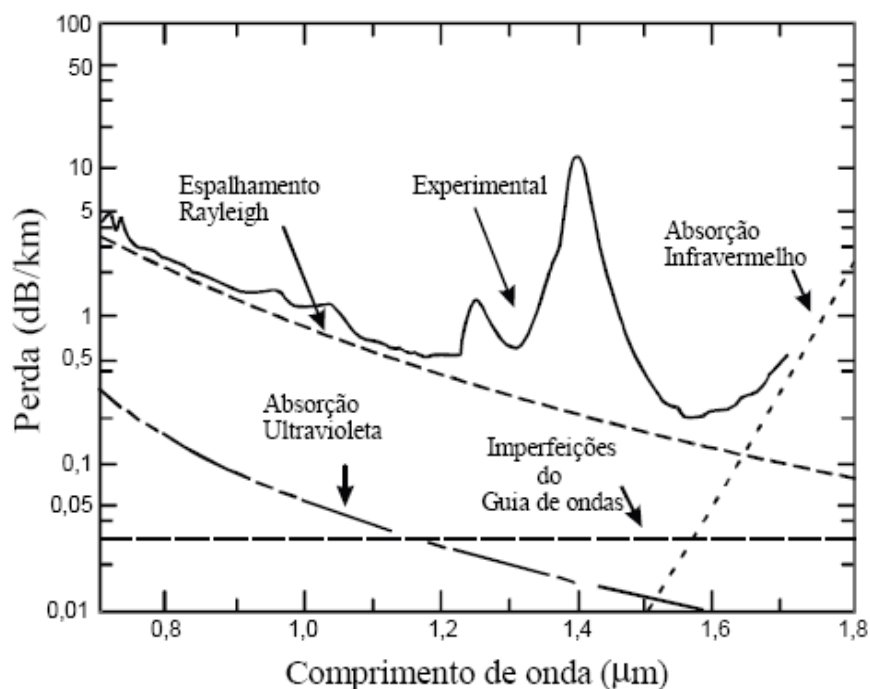


Figura 3.1: Curva de atenuação da fibra em função do comprimento de onda

Na Figura 3.1 mostra-se a atenuação em função do comprimento de onda. A sílica apresenta um pico de absorção de origem eletrônica no ultravioleta ($\approx 0,2 \mu\text{m}$) e um pico de origem vibracional em $9,2 \mu\text{m}$. Pela Figura 3.1 tem-se, ainda, a região onde a perda é mínima, devido a esses picos de absorção, na janela em torno 1550nm . Como consequência, esta região tornou-se apropriada para enlaces de longa distância para utilização em comunicações ópticas [12] e [14], sendo o espalhamento Rayleigh um efeito preponderante na atenuação.

3.1.2 DISPERSÃO DE VELOCIDADE DE GRUPO (GVD)

A dispersão de velocidade de grupo é um efeito linear que tem como fenômeno físico um alargamento do pulso decorrente das diferentes velocidades das componentes de frequência que constituem o pulso. Isto é, cada componente espectral do pulso, com um comprimento de onda específica, apresenta uma velocidade, e as essas diferentes velocidade dar-se o nome de dispersão de velocidade de grupo. A dispersão limita a capacidade do sistema, ou a taxa de transmissão, devido ao fato de que um aumento de dispersão acarreta a um aumento de interferência entre os símbolos [15]. Uma definição geral de dispersão é a dependência do modo ou da frequência da velocidade de fase num meio.

Primeiramente, será discutida a dispersão cromática, embora haja outros tipos de dispersões que serão discutidos mais adiante. A dispersão cromática do meio óptico é basicamente a dependência da frequência da velocidade de fase com que a luz se propaga no meio. Mais precisamente, é definida a dispersão de segunda ordem e de ordens mais elevadas via a expansão da série de Taylor do número de onda k como função da velocidade angular ω (em torno de uma frequência angular central ω_0 , isto é uma frequência média de alguns pulsos de laser).

$$k(\omega) = k_0 + \frac{\partial k}{\partial \omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (3.1.3)$$

, onde os termos correspondentes a ordens diferentes têm o seguinte significado: termo de ordem zero descreve uma mudança de fase comum; termo de primeira ordem possui a velocidade de grupo inversa e descreve o atraso temporal completo sem que haja mudança na forma do pulso:

$$k' \equiv \frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} \quad (3.1.4)$$

; o termo de segunda ordem contém a dispersão de segunda ordem (dispersão de atraso de grupo por comprimento):

$$k'' \equiv \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \quad (3.1.5)$$

; o termo de terceira ordem contém a dispersão de terceira ordem (TOD) por unidade de comprimento:

$$k''' \equiv \frac{\partial^3 k}{\partial \omega^3} \quad (3.1.6)$$

3.1.2.1 DISPERSÃO NORMAL E ANÔMALA

Podemos distinguir a dispersão normal (para $k'' > 0$) e a dispersão anômala (para $k'' < 0$). A dispersão normal, onde a velocidade de grupo decresce com o crescimento da frequência óptica, ocorre para a maioria dos meios transparentes na região espectral visível. A dispersão anômala às vezes ocorre em comprimentos de onda maiores, isto é, em sílica (a base da maioria das fibras ópticas) além de quase $13\mu m$.

“Grande cuidado é recomendado quando o sinal da dispersão é especificado porque a comunidade de óptica ultra-rápida identifica isso com o sinal de k'' , enquanto o sinal oposto é geralmente usado nas fibras ópticas, onde a dispersão é frequentemente especificada com o parâmetro

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \quad (3.1.7)$$

, onde normalmente é dado em unidades ps/(nm/km) (picos segundo por nanômetro quilometram).

3.1.3 REGIMES DE PROPAGAÇÃO

No capítulo anterior obteve-se a equação não linear de Schrödinger (NLS) que governa a propagação dos pulsos ópticos dentro de fibra mono modo. Na equação (2.3.40) fazendo sua normalização utilizando os seguintes parâmetros de normalização:

$$T = t - \frac{z}{v_g} \equiv t - \beta_1 z \text{ de onde resulta:}$$

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\alpha}{2} A - i \gamma A |A|^2. \quad (3.1.8)$$

, sendo A , a variação suave da amplitude da envoltória do pulso, onde T é medido em um sistema de coordenadas movendo-se com o pulso, na velocidade de grupo v_g . Os três termos do lado direito da equação (3.1.8) governam, respectivamente, os efeitos das perdas da fibra, da dispersão de primeira ordem e da não-linearidade dos pulsos. Em função da largura inicial, T_0 , e da potência de pico, P_0 , do pulso incidente, pode ter o

efeito dispersivo ou não linear dominante ao longo da fibra óptica. É comum introduzir duas escalas de comprimento conhecido como comprimento de dispersão L_D e comprimento de não linearidade L_{NL} , definidos a seguir.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (3.1.9)$$

Dependendo das magnitudes relativas de L_D , L_{NL} e do comprimento da fibra L teremos o regime dominante dispersivo ou não linear e os pulsos podem tomar formas distintas. Defini-se uma escala normalizada para os pulsos de entrada, com largura T_0 , na forma:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (3.1.10)$$

, e apresentando também a amplitude normalizada U como:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \quad (3.1.11)$$

, onde o fator exponencial na equação (3.1.11), se deve as perdas da fibra. Fazendo uso das equações (3.1.8), (3.1.10), (3.1.11), a parcela satisfaz a equação diferencial:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}\beta_2}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U. \quad (3.1.12)$$

, onde $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$, dependendo do sinal do parâmetro β_2 , isto é, do fato do regime de dispersão ser normal ou anômalo.

Através dos comprimentos de dispersão, L_D , e do não-linear, L_{NL} , introduzidos anteriormente, temos uma escala de comprimento na qual o efeito dispersivo ou de não-linearidade, torna-se importante para a evolução do pulso. O comportamento da propagação pode ser classificado nas quatro categorias seguintes:

a) Caso 1: $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$

Ambos os efeitos de não linearidade e dispersão não desempenham papel relevante na propagação do pulso. Pode-se observar pela figura 3.2 que mostra os comprimentos da fibra, da não linearidade e da dispersão dispostos em forma

comparativa para uma apreciação. Neste caso, os termos na parte direita da equação (3.1.12) podem ser desprezados.

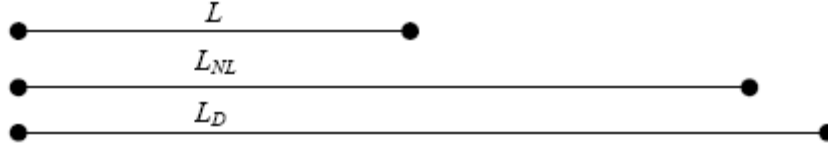


Figura 3.2: Escalas de comprimento do enlace, do comprimento não-linear e do comprimento de dispersão. Neste caso temos $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$

Neste caso, a fibra desempenha um papel passivo e atua como um mero transportador de pulsos ópticos, sem distorção.

b) Caso 2: $L \ll L_{NL}$ e $L > L_D$

Como o comprimento da fibra é muito menor comparado com o da não linearidade, este não tem papel decisivo para a propagação, enquanto que o comprimento da dispersão é menor que o comprimento da fibra fazendo com que o efeito dispersivo seja dominante para esse caso. Assim, pode-se desprezar o último termo da equação (3.1.12). A figura 3.3 mostra os comprimentos constituintes devidamente dispostos para o caso 2.

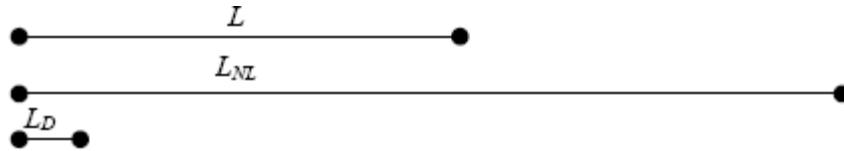


Figura 3.3: Escalas de comprimento da fibra, do comprimento não-linear e do comprimento de dispersão. Neste caso temos $L \ll L_{NL}$ e $L > L_D$

O regime de dispersão é sempre aplicável sempre que os parâmetros da fibra e do pulso satisfazem a seguinte condição:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (3.1.13)$$

Esta condição é verificada valores de potência inferiores a 1W em pulsos que apresentam um largura aproximada de 1ps, utilizando parâmetros típicos para modelar a fibra para γ e β_2 , na janela $1.55 \mu m$.

c) Caso 3: $L > L_{NL}$ e $L \ll L_D$

Com esta condição, descrita acima, tem-se o caso onde o termo de dispersão na equação (3.1.12) é desprezível quando é comparado ao termo não-linear. Neste caso, a evolução do pulso na fibra é governada pelos efeitos não-lineares, o que conduz ao alargamento espectral do pulso. Na Figura 3.4 observam-se as escalas de comprimento impostas para esta situação.

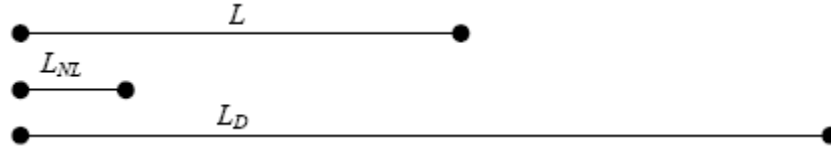


Figura 3.4: Escalas de comprimento para o caso onde os efeitos não-lineares governam a propagação do pulso, com as seguintes condições $L \ll L_D$ e $L > L_{NL}$

O regime de não linearidade dominante é aplicável sempre que a seguinte condição for satisfeita:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1. \quad (3.1.14)$$

Neste caso temos pulsos relativamente largos, por exemplo, $T_0 > 100$ ps e com valor de pico de potência próximo de 1W.

d) Caso 4: $L > L_{NL}$ e $L > L_D$

Neste caso, a dispersão e a não linearidade tomam papel importante na propagação do pulso, pois agora elas devem ser consideradas. Na figura 3.5 mostra os comprimentos nas qual esta situação torna-se efetiva. As interações dos efeitos de GVD e da não linearidade podem levar a um comportamento qualitativo diferente, quando comparado com aquele no quais esses efeitos aparecem isoladamente [3] , [9] e [16]

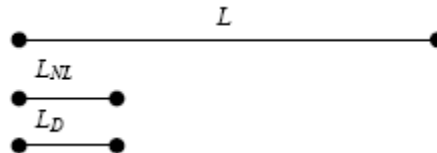


Figura 3.5: Escalas de comprimento para o caso onde a não-linearidade e a dispersão governam a propagação do pulso, segundo as seguintes condições $L > L_D$ e $L > L_{NL}$

No regime de dispersão anômala $\beta_2 < 0$, e a fibra pode suportar soliton [3] e [17]. No caso do regime de dispersão normal $\beta_2 > 0$ isso não ocorre. A equação (3.1.12) é

extremamente útil para a compreensão da evolução do pulso em fibras ópticas, quando os efeitos dispersivos e não-lineares devem ser levados em conta. Entretanto, este capítulo é dedicado ao regime linear e a discussão seguinte é aplicável para pulsos cujos parâmetros satisfazem a equação (3.1.13), ou seja, regime no qual apenas a dispersão domina na propagação do pulso, conforme foi visto no segundo caso.

3.1.4 ALARGAMENTO DO PULSO INDUZIDO PELA DISPERSÃO

Os efeitos da *GVD* nos pulsos ópticos propagando-se em um meio dispersivo linear são estudados fazendo-se $\gamma = 0$, na equação (3.1.8). Definindo-se a amplitude normalizada $U(z, T)$ de acordo com a equação (3.1.1) e considerando que $T = t - z/v_g$, a derivada parcial de A será [6]:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) U(z, T) + \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \frac{\partial U(z, T)}{\partial z}. \quad (3.1.15)$$

Onde a derivada $\frac{\partial U(z, T)}{\partial z}$ satisfaz a relação:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\partial U}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\partial U}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} + \frac{\partial U}{\partial z}. \quad (3.1.16)$$

Substituindo (3.1.16) na (3.1.15), temos:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) U(z, T) + \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \left[-\beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} + \frac{\partial U}{\partial z} \right] \quad (3.1.17)$$

, sendo:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\sqrt{P_0} \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) U(z, T) \right] = \sqrt{P_0} \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \frac{\partial U(z, T)}{\partial T} \quad (3.1.18)$$

, tendo também:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{\partial A}{\partial T} \right] = \sqrt{P_0} \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \frac{\partial U^2(z, T)}{\partial T^2}. \quad (3.1.19)$$

Substituindo as equações (3.1.11), (3.1.17) e (3.1.19) em (3.1.8):

$$i \left\{ \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) U(z, T) + \sqrt{P_0} \left(-\frac{\alpha}{2} \right) \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \left[-\beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} + \frac{\partial U}{\partial z} \right] \right\} = \\ -i \frac{\alpha}{2} \sqrt{P_0} \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) U + \frac{\beta_2}{2} \sqrt{P_0} \exp \left(-\frac{\alpha z}{2} \right) \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}.$$

Simplificando temos:

$$-i \frac{\alpha}{2} U + i \frac{\partial U}{\partial z} - i \beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} = -i \frac{\alpha}{2} U + \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \Rightarrow \\ i \frac{\partial U}{\partial z} - i \beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} = 0 \Rightarrow i \left[\frac{\partial U}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} \right] - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} = 0. \\ \text{sendo } \frac{\partial U}{\partial z} - \beta_1 \frac{\partial U}{\partial T} = \frac{\partial U}{\partial z}, \text{ temos:} \\ i \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} = 0$$

Reescrevendo a equação anterior:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (3.1.20)$$

Esta equação é similar a equação de onda par axial que governa a difração de luz CW e torna idêntica a ela quando a difração ocorre em uma única direção transversal e β_2 é substituída por $-\frac{\lambda}{2\pi}$, onde λ é o comprimento de onda da luz. Por essa razão, os efeitos de dispersão induzida temporal possuem uma analogia próxima dos efeitos de difração induzida espacial [18].

A equação (3.1.20) é resolvida pelo método da transformada de Fourier. Se $\tilde{U}(z, \omega)$ é a transformada de Fourier de $U(z, T)$, de modo que:

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp \left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z \right) \quad (3.1.21)$$

A equação (3.1.21) mostra que a GVD muda a fase de cada componente espectral do pulso de uma quantia que depende tanto da frequência como da distância propagada. Embora tais mudanças de fase não afetem o espectro do pulso, elas podem modificar a forma temporal deles.

Para que possamos entender melhor o efeito tomaremos um simples exemplo, considerando um pulso Gaussiano para o qual o campo incidente é da forma [8]

$$U(0, z) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (3.1.22)$$

, onde T_0 é a metade da largura (em 1/e de ponto de intensidade) . Na prática, é costume usar a largura completa na metade do máximo (FWHM) em lugar de T_0 . Para um pulso Gaussiano, os dois estão relacionados como:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{\frac{1}{2}} T_0 \approx 1.665 T_0. \quad (3.1.23)$$

, usando $U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega$, (3.1.23) e (3.1.22) e tomando a integração, a amplitude em qualquer ponto z ao longo da fibra é dada por

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{\frac{1}{2}}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (3.1.24)$$

Assim um pulso Gaussiano mantém sua forma na propagação, porém sua largura T_I sofre um aumento com z como:

$$T_I(z) = T_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.1.25)$$

, onde o comprimento da dispersão $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$. A equação (3.1.25) mostra como o GVD alarga um pulso Gaussiano. A extensão do alargamento é governada pelo comprimento da dispersão L_D . Para um comprimento de fibra dado, pulsos curtos alargam mais por causa de um comprimento de dispersão menor. Em $z = L_D$, um pulso Gaussiano alarga por um fator de $\sqrt{2}$. A figura 1.1 abaixo mostra a extensão do alargamento de dispersão induzida para pulsos Gaussianos esboçando

$$|U(z, T)|^2 \text{ em } z=0, 2L_D, \text{ e } 4L_D.$$

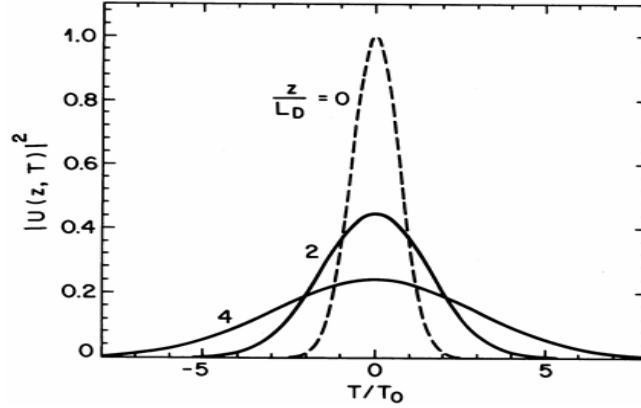


Figura 3.6: Alargamento induzido pela dispersão de um pulso gaussiano incidente em uma fibra para $z = 2L_D$ e $z = 4L_D$. A curva superior mostra o pulso incidente em $z = 0$ com $L_D = 50$ km

O alargamento do pulso, induzido por dispersão, pode ser entendido da seguinte maneira: diferentes componentes de frequência de um pulso viajam com velocidades levemente diferentes ao longo da fibra, devido à *GVD*. Mais especificamente, as componentes do vermelho viajam mais rápido do que as componentes do azul, no regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), enquanto o oposto ocorre na dispersão anômala ($\beta_2 < 0$). O pulso só manterá sua largura se todas as componentes espectrais chegarem juntas, sendo que qualquer atraso não uniforme na chegada das diferentes componentes espectrais leva ao alargamento do pulso.

Como vimos anteriormente o pulso Gaussiano alarga, mas não muda sua forma e foi visto que o alargamento de dispersão induzida do pulso não depende do sinal do parâmetro *GVD* β_2 . Assim, para um dado valor do comprimento de dispersão L_D , o pulso alarga pela mesma quantidade nos regime normal e anômalo da fibra. Este comportamento muda se o pulso Gaussiano tem um **CHIRP** de frequência inicial [9]. No caso dos pulsos Gaussianos com **CHIRP** linear, o campo incidente pode ser escrito como:

$$U(0, z) = \exp\left(-\frac{(1+iC)}{2T_0^2}T^2\right), \quad (3.1.26)$$

, onde C é o parâmetro de **CHIRP**. Sem perda de generalidade, faremos os mesmos procedimentos para esboçar esse pulso, mas antes é bom notar que o parâmetro de **CHIRP** pode vir positivo $C>0$ (para cima) ou negativo $C<0$ (para baixo). Em nosso caso para esboçar o pulso Gaussiano fizemos a escolha de um pulso super Gaussiano, pois pulsos como esses são emitidos por lasers semicondutores diretamente modulados e não podem ser aproximados por pulsos Gaussianos. Onde m é o parâmetro que controla o grau de agudez das extremidades do pulso. Para $m=1$ recuperamos o caso dos pulsos Gaussianos com **CHIRP**. Para valores maiores, o pulso começa a tomar forma quadrada com as extremidades mais agudas. Na figura abaixo temos exemplos de um pulso super Gaussiano com $z=1, L_D$ e $z=2L_D$ que a curva tracejada corresponde o pulso em $z=0$.

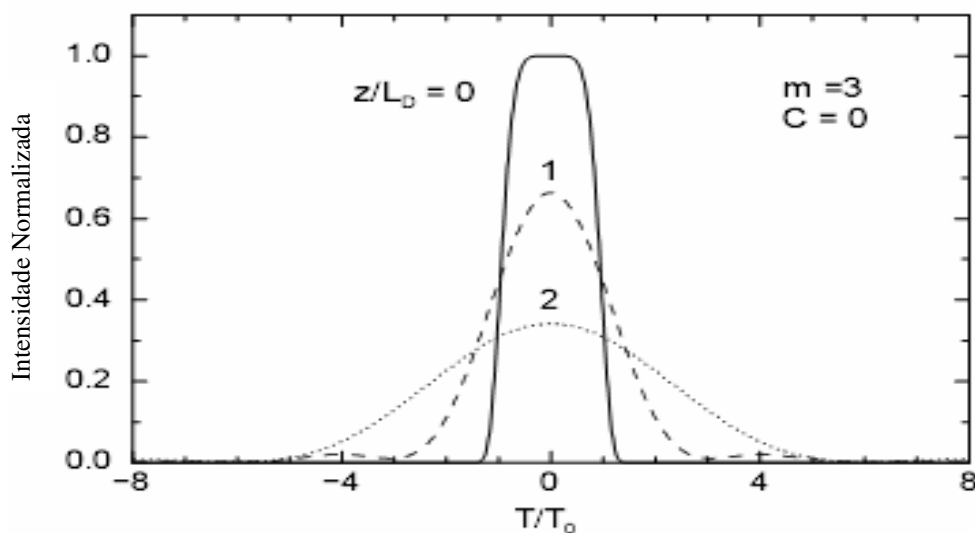


Figura 3.7: Alargamento induzido pela dispersão de um pulso supergaussiano incidente em uma fibra para $z = L_D$ e $z = 2L_D$. As curvas r mostram os pulsos incidentes com o parâmetro que controla a agudez da extremidade $m = 3$.

3.3 EFEITOS NÃO LINEARES

3.3.1 AUTOMODULAÇÃO DE FASE

No caso do efeito não-linear de automodulação de fase (*SPM*), o pulso transmitido sofre um *chirp* de frequência, pois o mesmo se modula por si só em fase [3]. O *chirp* é o agrupamento de frequências mais altas e mais baixas, respectivamente, para as partes anteriores e posteriores do pulso óptico (fator de chirp negativo, $C < 0$), ou vice-versa (fator de *chirp* positivo, $C > 0$) [16]. Um pulso com *chirp* apresenta maior largura espectral do que um pulso sem *chirp*. Nesta dissertação, iremos considerar o pulso Gaussiano sem *chirp* e aspectos teóricos relacionados ao efeito da *SPM*. Podemos também entender o *chirp* como sendo a variação da frequência instantânea da portadora ao longo de um impulso óptico.

O SPM é um fenômeno que leva o pulso óptico a um alargamento espectral. Na ausência da dispersão de velocidade de grupo (GVD), o alargamento espectral induzido pela SPM ocorre sem mudança na forma temporal do pulso. O alargamento espectral é consequência de uma mudança de fase dependente da intensidade. Para o regime em que o SPM é dominante, como já foi visto na subseção 3.2.2 teremos escalas de comprimento assim dispostas, $L_{NL} < L < L_D$. Outra situação importante é quando tanto a não linearidade quanto a GVD estão presentes tem $L > L_{NL}$ e $L > L_D$ levando a um alargamento temporal e espectral simultaneamente. No regime de pulso de fento-segundo, GVD, dispersão de terceira ordem, espalhamento intrapulso Raman, e efeitos não lineares de ordem elevada devem ser levados em conta. Na situação em que o pulso de entrada é assimétrico, então os efeitos de SPM dominam todos os outros efeitos em alguns casos o SPM pode levar à compressão do pulso, e no regime anômalo ($\beta_2 < 0$), o equilíbrio entre GVD e SPM podem levar a formação de soliton.

3.3.1.1 MUDANÇA DE FASE NÃO LINEAR

Em termos da amplitude normalizada $U(z, T)$ definida como na equação (1.8), equação de propagação do pulso:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{e^{(-\alpha z)}}{L_{nl}} |U|^2 U, \quad (3.1.27)$$

, fazendo (3.1.27) no limite $\beta_2=0$ resulta:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{(-\alpha z)}}{L_{nl}} |U|^2 U, \quad (3.1.28)$$

, onde $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ é o comprimento não linear e P_0 é a potência de pico e γ , é relacionado com o coeficiente não linear do índice de refração n_2 que por sua vez vem da seguinte equação:

$$\gamma = \frac{2 \pi n_2}{\lambda A_{ef}} \quad (3.1.29)$$

A equação (3.1.28) pode ser resolvida substituindo $U = Ve^{i\phi_{NL}}$ e equacionando as partes reais e imaginárias de maneira que

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2 \quad (3.1.30) \text{ e}$$

$$U(L, T) = U(0, T) \exp(i\phi(L, T)) \quad (3.1.31)$$

, temos então

$$\phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{L_{ef}}{L_{NL}} \right), \quad (3.1.32) \text{ e}$$

$$L_{ef} = \frac{[1 - e^{-\alpha L}]}{\alpha} \quad (3.1.33).$$

A equação (3.1.28) mostra que o efeito SPM fornece condições para que haja uma mudança de fase dependente da intensidade, mas a forma do pulso mantém-se inalterada.

A mudança de fase não linear ϕ_{NL} na equação (3.1.32) aumenta como o comprimento da fibra L. A quantidade L_{ef} tem o papel de um comprimento efetivo que é menor do que L pelo fato de haver perdas inerentes à fibra. Na ausência de perdas, $\alpha=0$, e $L_{ef} = L$. A mudança máxima de fase ϕ_{max} ocorre no centro do pulso localizado em $T=0$. Com U normalizado tal que $|U(0,0)|=1$, é dado por

$$\phi_{max} = \frac{L_{ef}}{L_{NL}} = \gamma P_0 L_{ef}. \quad (3.1.34)$$

O significado físico do comprimento não linear L_{NL} é claro da equação (3.1.34) – é a distância de propagação efetiva na qual $\phi_{NL}=1$. Se nós usamos um valor típico $\gamma=2W^{-1}km^{-1}$ na região de comprimento de onda $1.55 \mu m$, $L_{NL}=50$ km em um nível de potência de $P_0=10mW$ e decresce inversamente com um crescimento em P_0 .

O alargamento espectral devido ao SPM induzido é uma consequência da dependência temporal de ϕ_{NL} . Podemos entender isso notando que uma fase variando temporalmente implica que a frequência instantânea ótica difere através do pulso de seu valor central ω_0 . A diferença $\delta\omega$ é dada por

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{ef}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0,T)|^2, \quad (3.1.35)$$

, onde o sinal de menos é devido à escolha do fator $e^{-i\omega_0 t}$ da equação separada do campo elétrico aproximado para um envoltório que varia lentamente, isto é, a frequência central ω_0 com largura espectral de $\Delta\omega$ tal que $\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \ll 1$. Desde que $\omega_0 \sim 10^{15} s^{-1}$, de acordo com

pulsos tão curtos quanto 0.1ps. Na aproximação de um envoltório que variando lentamente adotado aqui, é útil separar a parte que varia mais rapidamente do campo elétrico escrevendo isso na forma de

$$\tilde{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \left[E(\vec{r}, t) e^{-i\omega_0 t} + c.c \right], \quad (3.1.36)$$

, onde \hat{x} é vetor unitário de polarização, e $E(r, t)$ é uma função do tempo que varia lentamente (relativo ao período ótico). A dependência do tempo de $\delta\omega$ é referente enquanto o *chirp* de frequência atua. O *chirp* induzido por SPM aumenta em magnitude com a distância propagada. Em outras palavras, outras componentes de frequência são

agregadas continuamente enquanto o pulso se propaga ao longo da fibra. Esses componentes de frequência gerados pelo SPM alargam o espectro durante a largura inicial em $z=0$. A extensão do alargamento do espectro depende da forma do pulso. Considere, por exemplo, o caso de um pulso super Gaussiano com campo incidente U dado por

$$U(0,T) = \exp \left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (3.1.37)$$

O *chirp* induzido pelo pulso é

SPM $\delta\omega(T)$ para tal

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{L_{ef}}{L_{NL}} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m-1} e^{\left[-\left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right]}, \quad (3.1.38)$$

Na figura 3.8 mostra a variação da mudança de fase não linear ϕ_{NL} e o *chirp* de frequência $\delta\omega$ através do pulso em $L_{ef} = L_{NL}$ nos casos de um pulso Gaussiano ($m=1$) e um super pulso Gaussiano ($m=3$). Temos que ϕ_{NL} é proporcional a $|U(0,T)|^2$ na equação

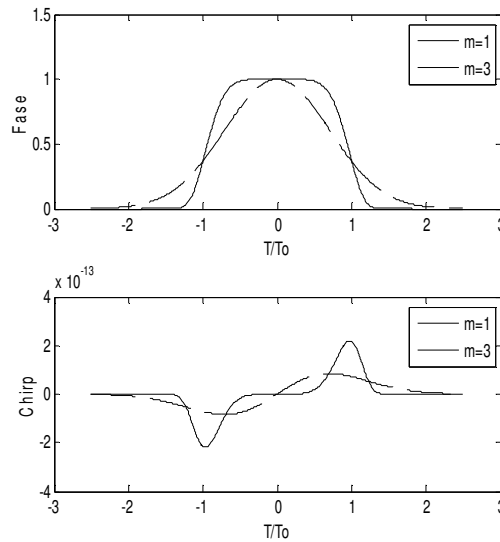


Figura 3.8: Variação Temporal de mudança de fase induzida por SPM ϕ_{NL} e chirp de frequência $\delta\omega$ para pulso Gaussiano (linha tracejada) e super Gaussiano (linha sólida)

3.3.1.2 EFEITO DA DISPERSÃO DE VELOCIDADE DE GRUPO

Os efeitos SPM discutidos a pouco descrevem o comportamento da propagação realisticamente somente para pulsos relativamente longos ($T_0 > 100\text{ps}$) para o qual o comprimento de dispersão L_D é muito maior comparado com ambos o comprimento da fibra L e o comprimento da não linearidade L_{NL} . Quando os pulsos se tornam mais curto e o comprimento da dispersão torna-se comparável com o comprimento da fibra, torna-se necessário considera os efeitos combinados de GVD e da SPM [19]. As novas feições qualitativas surgem de uma interação entre o GVD e o efeito SPM. No regime anômalo de dispersão da fibra ótica, os dois fenômenos podem cooperar de tal maneira que o pulso se propaga como um soliton ótico. No regime de dispersão normal, a combinação do GVD e da SPM pode ser usada para a compressão do pulso.

O ponto de partida é a equação de Schrödinger (NLS) já vista anteriormente para os outros efeitos. Podemos agora dar uma nova roupagem para ela considerando agora os dois efeitos utilizando a forma normalizada

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \pm(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-\alpha z} |U|^2 U, \quad (3.1.39)$$

, onde ξ e τ representam a distância e o tempo normalizado definidos como

$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad (3.1.40)$$

, e o parâmetro N é apresentado usando

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} \equiv \frac{\gamma P_0 T_0^2}{\beta_2},$$

3.3.2 MODULAÇÃO DE FASE CRUZADA

A modulação de fase cruzada (XPM) ocorre em fibras óticas quando dois ou mais pulsos óticos tendo diferentes comprimentos de ondas centrais que se propagam simultaneamente dentro de uma fibra, a interação através da não linearidade da fibra acopla os dois pulsos não linearmente. A evolução dos dois pulsos depende do desemparelhamento da velocidade de grupo entre eles por virtude de estarem centrados em diferentes comprimentos de onda, embora se trate de um fenômeno linear. O desemparelhamento da velocidade de grupo existe entre os pulsos de luz viajando ao longo dos eixos de polarização ortogonal de uma fibra, e centrados próximos dos comprimentos de onda idênticos, já que o eixo lento e o eixo rápido da fibra têm diferentes velocidades de grupo. Neste caso também, as duas polarizações interagem não linearmente através do XPM degenerado (dos quais todos dependem somente do comprimento de onda) são também de mesma diferença em geral XPM. Os efeitos XPM são mais relevantes quando um dos pulsos (o bombeio) tem a potência muito elevada do que o outro (o sinal). Por outro lado, os efeitos de auto modulação de fase SPM tendem a dominar.

Iremos inicialmente verificar as mudanças espectrais e temporais que ocorrem nos pulsos com nano sobreposição co-propagando através da fibra como resultado da interação XPM. As equações acopladas NLS estão assim dispostas

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 = i\gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 \quad (3.1.41)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 = i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 \quad (3.1.42)$$

, onde o parâmetro de não linearidade é definido como $\gamma_j = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{ef}}$, e A_{ef} é a área efetiva do

núcleo, supondo ser a mesma para as duas ondas óticas.

As equações acima que governam a evolução de dois pulsos ao longo do comprimento da fibra e incluem os efeitos de desemparelhamento de velocidade de

grupo, GVD, SPM, e XPM. Se as perdas forem negligenciadas para simplicidade, essas equações podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\gamma_1(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1, \quad (3.1.43)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + d \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\gamma_2(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2, \quad (3.1.44)$$

, e levando em consideração as seguintes condições expostas abaixo:

1. $\alpha = 0$, o termo de atenuação será negligenciado, o que é coerente para pequenas distâncias de propagação.
2. Vamos considerar a situação de Alargamento Espectral Assimétrico (AEA) com as seguintes condições:

- a. Considerar $L \ll L_D$ para o qual os termos de segunda ordem nas equações (3.1.43) e (3.1.44) podem ser negligenciados. O desemparelhamento da velocidade de grupo é incluído através do parâmetro d supondo $L_w \ll L$. Como a forma do pulso não muda da ausência do efeito GVD, as equações (3.1.43) e (3.1.44) podem ser resolvidas analiticamente.
- b. Tomaremos como exemplo o caso de dois pulsos Gaussianos sem *chirp* de mesma largura de inicial T_0 com amplitudes iniciais

$$A_1(0, T) = \sqrt{P_1} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right), \quad A_2(0, T) = \sqrt{P_2} \exp\left(-\frac{(T - T_d)^2}{2T_0}\right) \quad (3.1.45)$$

, onde T_d é o fator de espaçamento entre os pulsos, como para o primeiro caso está considerando $T_d = 0$ (atraso) de modo que os pulsos se sobrepõem completamente em $z=0$.

- c. Como vimos anteriormente, a dependência temporal da fase manifesta-se como um alargamento espectral. Idêntico ao caso do SPM puro, o espectro de cada pulso é esperado alargar e desenvolver estrutura de múltiplos picos. Todavia, a forma espectral é agora governada pela combinação do efeito SPM e do efeito XPM com a fase do pulso.

A figura (3.9) mostra o espectro de dois pulsos usando

$$\gamma_1 P_1 L = 40, \quad \frac{P_2}{P_1} = 0.5, \quad \frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 1.2, \quad T_d = 0, \quad d = 10^{-11}, \quad P_1 = 100 \text{ W},$$

$$L = 5 \text{ m}, \quad T_0 = 10 \text{ ps}, \quad L_w = \frac{T_0}{|d|}, \quad L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_{21}|}$$

O entendimento mais importante a se considerar do gráfico abaixo é a assimetria espectral que é devida solenemente ao XPM. Na ausência do XPM os dois aspectos seriam simétricos e exibiriam menos alargamento. O espectro do pulso 2 é mais assimétrico pelo fato do XPM ser maior para os pulsos de potência maior ($P_1=2P_2$).

O entendimento qualitativo das feições espectrais da figura abaixo pode ser desenvolvido do *chirp* de frequência induzida por XPM.

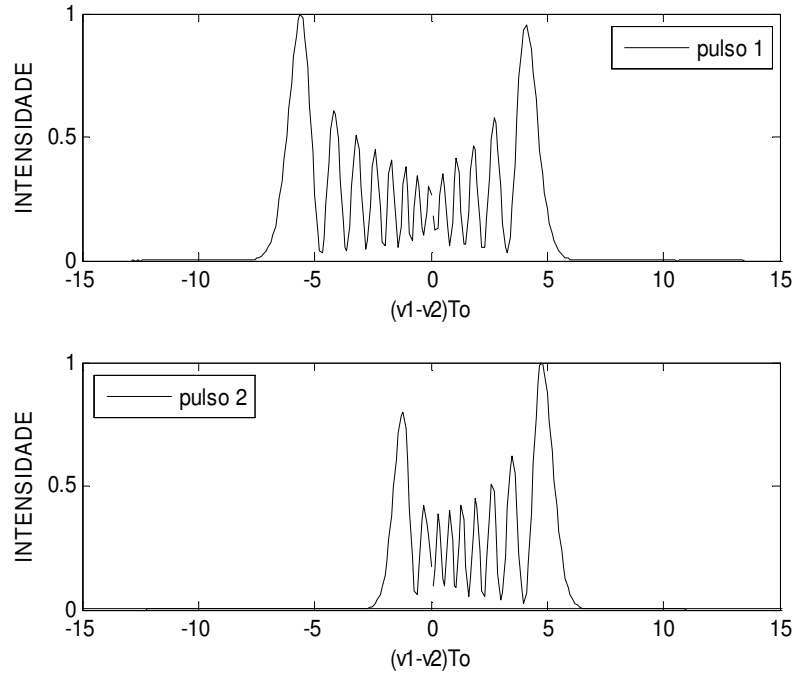


Figura 3.9: Espectro Óptico de dos pulsos propagando-se juntos exibindo alargamento assimétrico espectral induzido por XPM. Os parâmetros são $\gamma_1 P_1 L = 40$, $\frac{P_2}{P_1} = 0.5$, $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = 1.2$, $\frac{L}{L_w} = 5$

3.3.2.1 EFEITO DO ATRASO INICIAL ENTRE OS PULSOS (Walk-off)

De acordo com o conceito de comprimento de interação de afastamento dos pulsos (L_w), se os dois pulsos copropagantes na fibra têm um atraso temporal entre si, isto é, se eles entram na fibra em tempos diferentes (parâmetro τ_d), isso causará uma mudança na interação entre eles. Visando avaliar a influência de τ_d , confirmam-se, a seguir, alguns resultados teóricos apresentados nas Referências [3], [20] e [21].

A partir da equação (3.1.35), uma vez conhecido o deslocamento de fase não-linear, $\Delta\phi_{NL}$, pode-se conhecer a frequência instantânea do pulso:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Delta\phi_{NL}}{\partial T} \quad \text{ou} \quad \delta f = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial\Delta\phi_{NL}}{\partial T} \quad (3.1.46)$$

No caso de pulsos propagando juntos e considerando, inicialmente, o pulso 1, onde o deslocamento de frequência não-linear é dado pela expressão

$$\phi_1 = \gamma_1 L \left\{ P_1 e^{-\tau^2} + P_2 \frac{\sqrt{\pi}}{\delta} \left[\text{erf}(\tau - \tau_d) - \text{erf}(\tau - \tau_d - \delta) \right] \right\} \quad (3.1.47)$$

, onde $\text{erf}(x)$ representa a Função Erro [6]. Uma expressão similar, para $\phi_2(T)$, pode ser obtida de forma análoga.

$$\begin{aligned} \delta f(\tau)_1 &= -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial\Delta\phi_1}{\partial T} \\ \delta f(\tau)_1 &= -\frac{1}{2\pi T_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \gamma_1 L \left\{ P_1 e^{-\tau^2} + P_2 \frac{\sqrt{\pi}}{\delta} \left[\text{erf}(\tau - \tau_d) - \text{erf}(\tau - \tau_d - \delta) \right] \right\} \Rightarrow \\ \delta f(\tau)_1 &= -\frac{1}{2\pi T_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \gamma_1 L P_1 e^{-\tau^2} + -\frac{1}{2\pi T_0} \gamma_1 L_w P_2 \frac{\sqrt{\pi}}{\delta} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[\text{erf}(\tau - \tau_d) - \text{erf}(\tau - \tau_d - \delta) \right] \end{aligned}$$

, usando a relação [6], tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} [\text{erf}(\tau - \tau_d)] &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[e^{-(\tau - \tau_d)^2} - 1 \right] \\ \frac{\partial}{\partial \tau} [\text{erf}(\tau - \tau_d - \delta)] &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[e^{-(\tau - \tau_d - \delta)^2} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Substituindo as relações acima, tem-se:

$$\delta f_1(\tau) = -\frac{1}{2\pi T_0} \gamma_1 P_1 L (-2\tau) e^{-\tau^2} - \frac{1}{2\pi T_0} \gamma_1 P_1 L_W \sqrt{\pi} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left[e^{-\frac{(\tau-\tau_d)^2}{2}} - 1 - e^{-\frac{(\tau-\tau_d-\delta)^2}{2}} + 1 \right]$$

Fazendo algumas simplificações, pode-se escrever:

$$\begin{aligned} \delta f_1(\tau) &= \frac{\gamma_1}{\pi T_0} \left\{ P_1 L \tau e^{-\tau^2} - P_2 L_W e^{-\frac{(\tau-\tau_d)^2}{2}} + P_2 L_W e^{-\frac{(\tau-\tau_d-\delta)^2}{2}} \right\} \\ \delta f_1(\tau) &= \frac{\gamma_1 L}{\pi T_0} \left\{ P_1 \tau e^{-\tau^2} - \frac{P_2}{\delta} \left(e^{-\frac{(\tau-\tau_d)^2}{2}} + e^{-\frac{(\tau-\tau_d-\delta)^2}{2}} \right) \right\} \quad (3.1.48) \end{aligned}$$

Para verificar o efeito isolado da *XPM*, isto é, sem a influência da *SPM*, considera-se a configuração **pump/probe**, ou pulsos de bombeio e de prova. Deste modo, tem-se que a potência de um dos pulsos copropagantes é bem maior, pulso de bombeio (**pump**), do que a potência do outro, pulso de prova (**probe**). Com esta consideração, tem-se que o deslocamento de fase auto-induzido no pulso de prova pode ser desprezado, pois o deslocamento de fase induzido pela *XPM*, a partir do pulso de bombeio, é bem maior. Temos então que negligenciar o termo que contém P_1

$$\delta f_1(P_2) = \Delta f_{\max} (\text{sgn } \delta) \left\{ e^{-\frac{(\tau-\tau_d)^2}{2}} - e^{-\frac{(\tau-\tau_d-\delta)^2}{2}} \right\} \quad (3.1.49)$$

, onde

$$\Delta f_{\max} (P_2) = \frac{\gamma_1 P_2 L}{\pi T_0 |\delta|} = \frac{\gamma_1 P_2 L_W}{\pi T_0} \quad (3.1.50)$$

Comparando-se a equação. (3.1.50) com a equação (3.1.34) ($\phi_{\max} = \gamma P_0 L_{\text{ef}}$), pode-se verificar que o **chirp**, causado pela *SPM*, gera novas componentes espectrais à medida que o pulso se propaga. Portanto quanto maior for o comprimento da fibra, L , maior o alargamento espectral, veja a Figura 5.6. No caso da *XPM*, a equação. (3.1.50) mostra que o alargamento espectral depende de L_W e, não, de L . Em ambas as análises consideraram-se $\alpha = 0$, isto é, a fibra sem atenuação. Reescrevendo a equação. (3.1.50)

em termos do parâmetro $\Delta\lambda_{Max}$, isto é, da variação do comprimento de onda induzido pelo *chirp*, tem-se:

$$\Delta\lambda_{\max}(P_2) = \frac{\lambda^2 \gamma_1 P_2 L_W}{c \pi T_0} \quad (3.1.51)$$

A partir das equações (3.1.49) e (3.1.51), conclui-se que o *chirp* induzido pela *XPM* depende dos parâmetros da fibra (γ_1 , L_W , δ) e do pulso (P_2 , T_0 e τ_d). Analisa-se, agora, a dependência do *chirp* com τ_d e P_2 . Sabendo-se que:

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{c}{f_2} - \frac{c}{f_1} = \frac{f_1}{f_2} - \frac{f_2}{f_1} c = \frac{f_1 - f_2}{f_2 f_1} c \cong \frac{f_1 - f_2}{f_2^2} \Rightarrow$$

$$\Delta\lambda = \frac{-c \cdot \Delta f}{f^2} = \frac{-\lambda^2 \Delta f}{c}$$

Substituindo-se a equação (3.1.51) na relação anterior, e considerando-se as normalizações dadas.

$$\tau = \frac{T}{T_0} \quad \tau_d = \frac{T_d}{T_0} \quad \delta = \frac{dL}{T_0},$$

, tem-se:

$$\Delta\lambda_1(\tau_d, P_2) = \frac{-\lambda^2 P_2 \gamma_1 L_W}{T_0 \pi c} \left\{ e^{-(\tau - \tau_d)^2} - e^{-(\tau - \tau_d - \delta)^2} \right\}$$

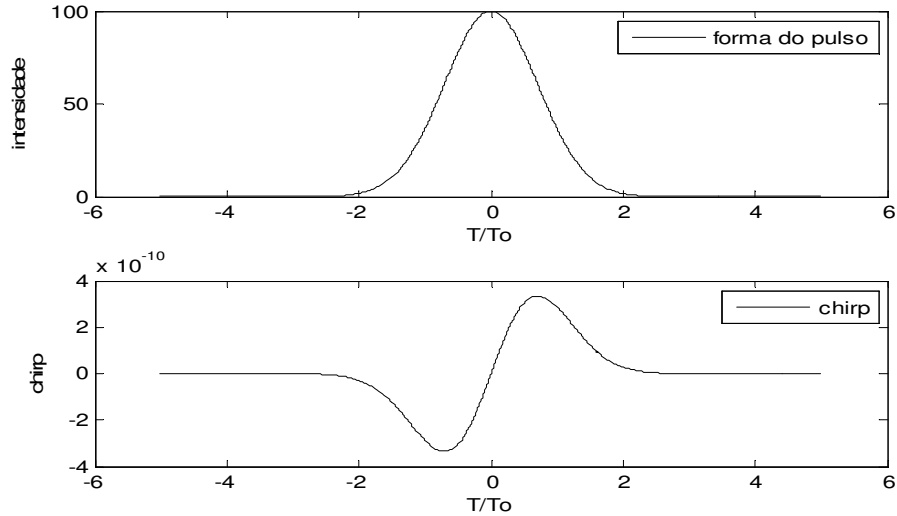


Figura 3.10: Forma do pulso antes e a fase induzida pelo *XPM* pode variar consideravelmente ao longo da fibra. Acima temos o sinal Gaussiano e chirp do sinal para $\tau_d = 0$.

3.3.3 Mistura de Quatro Ondas (FWM)

Ao aplicar um sinal elétrico intenso em um meio dielétrico, os elétrons respondem com um movimento não harmônico. Daí, a polarização induzida no meio não variar como uma função linear do campo aplicado, pois essa apresenta termos que são governados pelas suscetibilidades não-lineares, sendo predominante o termo não-linear de terceira ordem. Nesse comportamento da matéria é que se origina o fenômeno de Mistura de Quatro Ondas, *FWM*. O fenômeno não-linear da *FWM* é a interação entre três ondas transmitidas através de uma fibra produzindo uma quarta onda, com frequência igual à soma das frequências de duas destas ondas menos a frequência da terceira onda. Analiticamente, a nova frequência tem a forma [3]:

$$f_4 = f_1 + f_2 - f_3 \quad (3.1.52)$$

Na prática, f_1 e f_2 podem apresentar o mesmo valor. Quando os canais *WDM* são espaçados igualmente no espectro, o resultado da combinação das ondas pode coincidir com a frequência do sinal de um canal original, gerando ruído neste canal. Deste modo, trabalhando com espaçamento espectral diferente entre os canais transmitidos, pode-se minimizar o efeito da *FWM* sobre o enlace óptico. A potência das componentes geradas pelo processo de Mistura de Quatro Ondas é maior quando os canais ópticos são casados em fase. Esse casamento de fase depende da separação entre canais, da potência individual de cada canal, do valor da dispersão da fibra na região de operação e do comprimento da fibra [3], [21] e [22]. As fibras *ST*, *DS* e *NZDS* apresentam valores diferenciados de dispersão na janela de 1550 nm e, por isso, o fenômeno de *FWM* manifesta-se com diferentes eficiências em cada uma dessas fibras [23] – [24].

Assim temos que se a separação entre os canais transmitidos for feita igual ou diferente, as ondas geradas pela *FWM* coincidem ou não, respectivamente, com os canais originais. A Figura 3.11 representa uma representação de dois campos injetados na fibra, com frequências f_1 e f_2 , e dois novos campos oriundos do efeito de *FWM* [22].

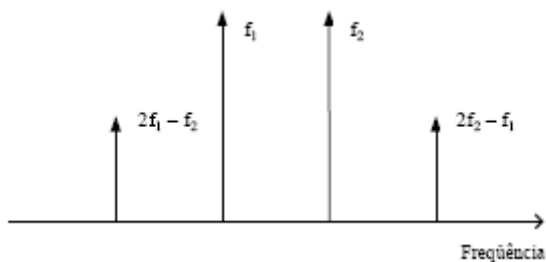


Figura 3.11: Processo da FWM para dois canais injetados na fibra com frequências f_1 e f_2 .

A Figura 3.12 ilustra nove campos gerados devido a três canais injetados na fibra, f_1 , f_2 e f_3 , com mesmo espaçamento entre os canais.

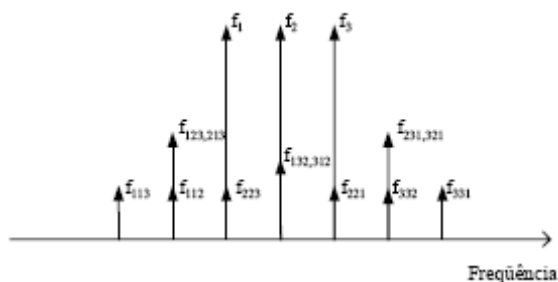


Figura 3.12: Processo da FWM para três canais injetados na fibra, com frequências f_1 , f_2 e f_3 , para mesma separação de canais

A Figura 3.13 mostra os produtos da FWM gerados a partir de três campos, quando os mesmos têm um espaçamento diferenciado entre eles. Comparando as Figuras 3.11 e 3.13, pode-se notar que o espaçamento diferenciado evita que as frequências dos campos novos coincidam com a frequência dos canais originais, evitando a interferência nos canais do sistema WDM (*crosstalk*).

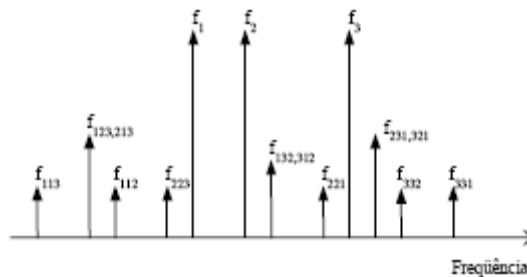


Figura 3.13.: Processo da FWM para três canais injetados na fibra, com frequências f_1 , f_2 e f_3 , para separação de canais diferentes.

3.3.4 ESPALHAMENTO ESTIMULADO RAMAN (SRS)

3.3.4.1 CONCEITOS BÁSICOS

O Espalhamento Estimulado Raman, *SRS*, é a interação entre a luz e o meio propagante, ocorrendo uma conversão de parte da energia da luz para comprimentos de onda maiores. Quando a fibra está no regime não-linear de operação, um *fóton*, com energia hf_1 , é anulada para criar um fóton de menor energia, hf_2 , e a outra parcela da energia provoca uma vibração molecular, essa parcela é chamada de *fônon*. Uma constante importante nesta análise é conhecida como constante de Planck, h , e vale $h = 6.63 \times 10^{-34}$ J.s. Em análise de efeitos ópticos, é usual apresentar a energia em elétron volts (*eV*), ou seja, $E = (hc)/\lambda$ é igual a $E \text{ (eV)} = 1,241/\lambda$ para o comprimento de onda dado em μm [24]. No processo de Espalhamento Estimulado Raman, o valor do deslocamento do comprimento de onda depende das características do material. Pode-se dizer que o Espalhamento Estimulado Raman se caracteriza como uma atenuação do sinal. Como dito, o *fóton* criado apresenta uma frequência menor do que o original, ou seja, $f_2 < f_1$. Sendo a diferença $f_1 - f_2$ denominada frequência de Stokes. A Figura 3.14 representa o ganho Raman em função do deslocamento de frequência, podendo-se notar que o ganho máximo ocorre próximo de 12THz. Na janela de operação de 1550 nm e, para o caso em que a separação entre canais não ultrapasse 125 nm, a transferência de potência (dos canais de comprimento de onda mais baixo para os canais de comprimento de onda mais alto) varia com a aproximação linear com o espaçamento dos canais.

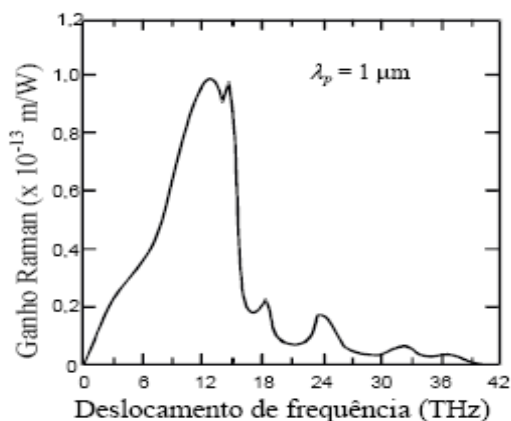


Figura 3.14: Espectro do ganho Raman em função do deslocamento de fase

Se outro sinal está presente na fibra, no comprimento de onda maior λ_2 , os SRS irão amplificar esse sinal, a partir do decréscimo do sinal de comprimento de onda menor λ_1 . A amplificação do sinal com comprimento de onda λ_2 é obtida da depleção da potência do sinal com comprimento de onda λ_1 ; por isso, esse último é denominado “sinal de bombeamento”. Esse é o princípio de funcionamento dos Amplificadores Raman. A Figura 3.15 mostra uma representação de um Amplificador Raman, onde os comprimentos de onda maiores são amplificados, adquirindo potência dos comprimentos de ondas menores.

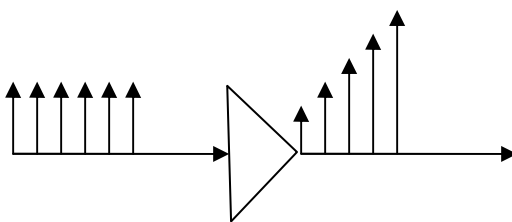


Figura 3.15: Representação esquemática do ganho do Amplificador Raman, onde comprimentos de onda maiores são amplificados a partir de comprimentos de onda menores

Dessas características citadas, pode-se verificar que um sistema *DWDM* pode ter seu desempenho degradado pelo SRS, transferindo energia dos canais de comprimentos de onda mais curtos para os canais de comprimentos de onda mais longos.

Em uma abordagem simples válida sob as condições de quasi-CW e CW, o crescimento inicial da onda Stokes é descrita por [25]

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s, \quad (3.1.53)$$

, onde I_S é a intensidade Stokes, I_p é a intensidade do bombeio, e o coeficiente do ganho Raman g_R está relacionado com a seção transversal do espalhamento espontâneo Raman [26]. Num nível mais fundamental, g_R é relacionado à parte imaginária da suscetibilidade não linear de terceira ordem.

O espectro do ganho Raman $g_R(\Omega)$, onde Ω representa a diferença de frequência entre a onda de bombeio e a onda Stokes, é a quantidade mais importante para descrever o SRS. Foi medida para as fibras de sílica nos primeiros experimentos sobre SRS, com refinamentos continuado nos últimos anos [28]-[29]. Em geral, g_R depende da composição do núcleo da fibra e pode variar significativamente com o uso de dopantes diferentes.

Para verificar como o processo de SRS desenvolve-se, considere uma propagação de feixe CW numa fibra na frequência ótica ω_p . Se um feixe **probe** na frequência ω_s é coincidente com o bombeio na entrada da fibra, ele será amplificado por causa do ganho Raman, já que a diferença de frequência $\Omega = \omega_p - \omega_s$ se localiza dentro da largura de banda do espectro de ganho Raman.

3.3.4.2 EQUAÇÕES ACOPLADAS DE AMPLITUDE

A teoria CW do SRS precisa de modificações quando os pulsos ópticos são usados para o bombeio. Isto é quase sempre o caso para as fibras ópticas. De fato, no caso do bombeio CW, o espalhamento Brillouin estimulado (SBS) domina e inibe o SRS por causa de seu ponto de operação mais baixo. Todavia, SBS pode ser aproximadamente suprimido usando pulsos de bombeio de larguras < 1 ns. Cada pulso de bombeio então gera um pulso Stokes (ou Raman) se o ponto de operação SRS for alcançado. Similar para o caso do CW, a frequência da portadora ω_s do pulso Raman está defasada com aquela do bombeio pela mudança Stokes de quase 13 THz..

A descrição dinâmica do SRS em fibras ópticas é consideravelmente simplificada se o meio é suposto responder instantaneamente. Esta suposição é frequentemente justificada porque o espectro de ganho largo da figura 3.14 implica em um tempo resposta de bem abaixo de 100 fs. Exceto para pulsos de bombeio ultracurtos (largura ~ 10 fs), o tempo de resposta é geralmente muito menor do que as larguras do pulso

comum. A interação mutua entre os pulsos Raman e do bombeio é então governada por um conjunto de duas equações de amplitude acopladas obtidas tal que elas incluem os efeitos de ganho Raman, depleção de bombeio, SPM, SPM, e GVD. Essas equações podem ser derivadas da seção 2.3.1.

Uma descrição unificada deveria incluir a função resposta não linear dada por:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad (3.1.54)$$

, de modo que ambos os efeitos Kerr e Raman são incluídos simultaneamente [29] – [30].

A análise é algo complicada porque o campo óptico \vec{E} é da forma

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \left\{ A_p e^{i(\beta_{0p} - \omega_p t)} + A_s e^{i(\beta_{0s} - \omega_s t)} \right\} + c.c. \quad (3.1.55)$$

, onde ω_p e ω_s são as frequências portadoras, β_{0p} e β_{0s} são as constantes de propagação, e A_p e A_s são os envoltórios de lenta variação associados com os pulsos de bombeio e Raman. Depois de certa álgebra, podemos obter o conjunto seguinte de duas equações [30]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p \\ & = i\gamma_p (1 - f_R) (|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p + R_p(z, t), \quad (3.1.56) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s \\ & = i\gamma_s (1 - f_R) (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s + R_s(z, t), \quad (3.1.57) \end{aligned}$$

No regime de pico segundo na qual a largura do pulso excede 1 os, as equações (3.1.56) e (3.1.57) podem ser simplificadas consideravelmente [30]. Fazendo todas as modificações para que tenhamos esse regime, chegamos às seguintes duas equações:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_{gp}} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial z^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p \\ & = i\gamma_p (|A_p|^2 + (2 - f_R) |A_s|^2) A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p, \quad (3.1.58) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_{gs}} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial z^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s \\ & = i\gamma_s (|A_s|^2 + (2 - f_R) |A_p|^2) A_s + \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s, \quad (3.1.59) \end{aligned}$$

, onde $(2 - f_R)$ é o fator XPM e o fator f_R tem um valor de quase 0.18 [31].

As equações (3.1.58) e (3.1.59) são resolvidas no capítulo 4 onde é considerado o SRS com pulso de bombeio em pico segundo. A nova feição mais importante é o não emparelhamento da velocidade de grupo que limita o processo SRS a uma duração durante que os pulsos de bombeio e de Raman se sobrepõe.

3.3.5 AMPLIFICADORES DE FIBRA RAMAN

As fibras óticas podem ser usadas para amplificar um sinal fraco se este sinal é lançado na fibra junto com uma onda de bombeio forte que sua diferença esteja dentro da largura de banda do espectro de ganho Raman. Porque o SRS é o mecanismo físico por trás da amplificação, tais amplificadores são chamados de amplificadores de fibra de Raman.

O ganho fornecido pelos amplificadores Raman sob as condições de CW ou quase CW. Se a intensidade do sinal continuar muito pequena menor do que do pulso de bombeio, a depleção dos pulsos de bombeio pode ser ignorada.

O atrativo dos amplificadores Raman é relacionado com sua largura de banda larga (~5THz). Pode ser usado para amplificar diversos canais simultaneamente em um multiplexador por divisão de comprimento de onda (WDM).

O principal impedimento dos amplificadores Raman do ponto de vista dos sistemas onda luz é que o laser de alta potência é necessário para bombear.

O uso do amplificador Raman na região 1.3 micrometros tem prendido a atenção desde 1995.

Outra aplicação dos amplificadores Raman é entender a largura de banda dos sistemas luz onda do WDM operando em 1.55 micrometros

O ganho geral do amplificador também pode ser como o nível de sinal com o ganho Raman comparado com o nível do sinal no mesmo comprimento da fibra sem o ganho Raman $P_s(L) = P_s(0) \exp(-\alpha_s L)$ e definindo o ganho de sinal menor g_0 :

$$G_A = \frac{P_s(L)}{P_s(0) \exp(-\alpha_s L)} = \exp(g_0 L) \quad (3.1.56)$$

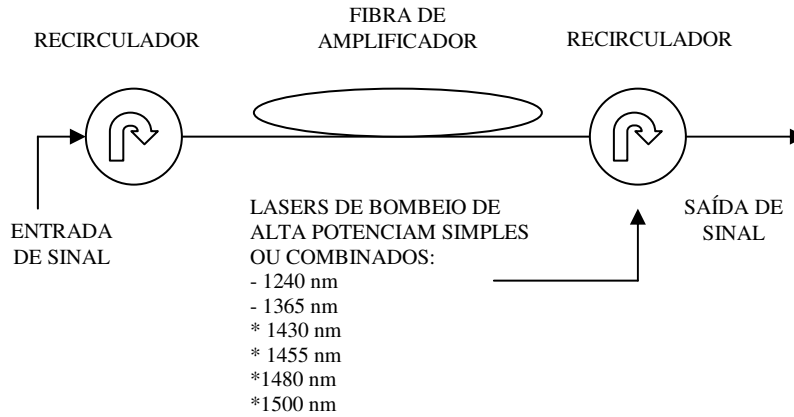
$$g_0 = g_R \left(\frac{P_0}{a_p} \right) \left(\frac{L_{ef}}{L} \right) \approx \frac{g_R P_0}{a_p \alpha_p L} \quad (3.1.57)$$

Se levarmos em conta a saturação do ganho, onde a potência do bombeio esgotada, pode-se aproximar o ganho saturado tomando $\alpha_p = \alpha_s$, temos então:

$$g_s = \frac{1 + r_0}{r_0 + g_A^{-(1+r_0)}} \quad (3.1.58)$$

$$r_0 = \frac{\omega_p}{\omega_s} \frac{P_s(0)}{P_p(0)} \quad (3.1.59)$$

Na figura 3.18 uma rede de comunicação utilizando um amplificador Raman.



Figuras 3.18: Amplificador Raman e alguns lasers de bombeio utilizados em sistemas de comunicações.

3.3.6 SRS COM PULSO CURTOS DE BOMBEIO

O regime de quase CW do SRS considerado anteriormente aplica-se para pulsos de bombeio de larguras $> 1\text{ns}$ por causa do comprimento **walk-off** L_W , definido pela equação:

$$L_W = \frac{T_0}{|v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}|} \quad (3.1.60)$$

, onde T_0 representa a duração do pulso de bombeio ou largura inicial temporal do pulso de bombeio. É comum tomar $L_W \sim 1\text{m}$ na região visível para $T_0 \sim 5\text{ ps}$. Para pulsos de bombeio de largura $T_0 > 1\text{ns}$, L_W excede 200 m e é maior do que os comprimentos de fibra comumente usados para observar SRS. Os efeitos GVD são negligenciados para tais pulsos e a teoria CW é aproximadamente válida neste regime de quase CW. Todavia, para pulsos ultracurtos de larguras abaixo de 100 ps, tipicamente $L_W < L$. SRS é então limitado pelo desemparelhamento da velocidade de grupo e ocorre somente acima das distancias onde $z \sim L_W$ mesmo se o comprimento real da fibra L for considerável e maior do que L_W . Ao mesmo tempo, os efeitos de não linearidade tais como SPM e XPM tornam-se importantes por causa das potências relativamente grandes e afetam consideravelmente a evolução tanto do pulso Raman como do pulso de bombeio [32] – [33]. Os aspectos teóricos e de simulações serão discutidos com relação ao SRS no regime normal do GVD das fibras ópticas. As larguras dos pulsos são supostas serem maiores do que o tempo de resposta Raman ($\sim 50\text{ fs}$) de modo que os efeitos transientes são negligenciados.

3.3.6.1 EQUAÇÕES DE PROPAGAÇÃO DE PULSO

Para o caso geral na qual temos os efeitos de GVD, SPM, XPM, pulso **walk-off**, e depleção do bombeio todos desempenham papel importante, e deveriam ser resolvidos numericamente. Se considerarmos a perda da fibra irrelevante para comprimentos de fibra relativamente pequenos usados na maioria dos experimentos, e se for medido em uma estrutura referencial movendo com pulso de bombeio, temos:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p(|A_p|^2 + (2-f_R)|A_s|^2)A_p - \frac{g_p}{2}|A_s|^2 A_p \quad (3.1.61)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} - d \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s(|A_s|^2 + (2-f_R)|A_p|^2)A_s + \frac{g_s}{2}|A_p|^2 A_s \quad (3.1.62)$$

, onde $T = t - z/v_{gp}$, $d = 1/v_{gp} - 1/v_{gs}$.

O parâmetro Walk-off d tem haver com correlação errada da velocidade de grupo entre os pulsos Raman e o bombeio e é geralmente $2 - 6$ ps/m. O parâmetro GVD β_{2j} , o parâmetro de não linearidade γ_j e o coeficiente de ganho Raman g_j ($j=p$ ou $j=s$) são levemente diferentes para o bombeio e para o Raman por causa da mudança Raman em torno de 13 THz entre suas frequências portadoras. Em termos de razão de comprimento de onda $\frac{\lambda_p}{\lambda_s}$, esses parâmetros para os pulsos de bombeio e Raman são relacionados com

$$\beta_{2s} = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \beta_{2p}, \quad \gamma_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \gamma_p, \quad g_s = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} g_p. \quad (3.1.63)$$

, e as quatro escalas de comprimento estão assim dispostas.

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_{2p}|}, \quad L_W = \frac{T_0}{|d|}, \quad L_g = \frac{1}{g_p P_0}, \quad L_{nl} = \frac{1}{\gamma_p P_0}. \quad (3.1.64)$$

O comprimento da dispersão L_D , comprimento **walk-off** L_W , comprimento da não linearidade L_{NL} , e o comprimento do ganho Raman L_G fornecem, respectivamente, as escalas de comprimento sobre a qual os efeitos GVD, **walk-off** do pulso, não linearidade (ambos SPM e XPM), e ganho Raman tornam importante comprimento dentre eles mais curto desempenha o papel dominante. Geralmente, $L_W \sim 1$ m.

O interesse dessa dissertação é situação quando as larguras do pulso de ~ 1 ps ou menos porque o L_D diminui mas rápido do que L_W com um decréscimo na largura do pulso. O efeito GVD pode então afetar a evolução do SRS significativamente, especialmente no regime de dispersão anômala.

3.3.6.2 EFEITOS DE GVD

Quando o comprimento da fibra é comparável ao do comprimento da dispersão L_D , é importante incluir os efeitos de GVD. Tais efeitos não podem se descritos analiticamente, e uma solução numérica das equações acopladas (3.1.61) e (3.1.62) se faz necessária para entender a evolução do SRS. Para as propostas numéricas, é útil introduzir as variáveis normalizadas, mas não significa que não possamos modelar as equações (3.1.55) e (3.1.56) diretamente, isso é apenas um critério de facilidade para a modelagem.

$$\frac{\partial U_p}{\partial \xi} + \frac{i L_W}{2 L_D} \frac{\partial^2 U_p}{\partial \tau^2} = \frac{i L_W}{L_{NL}} (|U_p|^2 + (2 - f_R) |U_s|^2) U_p - \frac{L_W}{2 L_{NL}} |U_s|^2 U_p, \quad (3.1.65)$$

$$\frac{\partial U_s}{\partial \xi} - \frac{\partial U_s}{\partial \tau} + \frac{i r L_W}{2 L_D} \frac{\partial^2 U_s}{\partial \tau^2} = \frac{i r L_W}{L_{NL}} (|U_s|^2 + (2 - f_R) |U_p|^2) U_s + \frac{r L_W}{2 L_G} |U_p|^2 U_s, \quad (3.1.66)$$

onde

$$\xi = \frac{z}{L_W}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad U_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (3.1.67)$$

, onde os comprimentos L_D , L_W , e L_G são dados pela equação (3.1.64). O parâmetro

$r = \frac{\lambda_p}{\lambda_s}$ e está em torno de 0.95 em $\lambda_p = 1.06 \mu m$. A figura 3.19 mostra a evolução do

pulso Raman por três comprimentos de walk-off para os casos $L_D = 1000 L_W$, $L_W = 24 L_{NL}$, e $L_W = 12 L_G$. O pulso de bombeio é definido como um Gaussiano enquanto a semente Raman é o sinal CW com $P_{s0}^{efetivo} = 2 \times 10^{-7} W$.

Nas simulações que seguem, temos os pulsos Raman e bombeio que foram esboçados em diferentes valores para $z = L_W$ levando em conta valores específicos para os parâmetros da fibra, parâmetros do sinal, e parâmetros computacionais. Vale ressaltar que o modelo apresentado até agora faz uso de ganho constante ao longo da fibra óptica. Na Tabela 3-2, temos os principais parâmetros e seus respectivos valores que foram usados nesse trabalho.

3.3.6.2 AMPLIFICAÇÃO RAMAN PARA PULSOS CURTOS COM GANHO CONSTANTE

Primeiramente, começaremos com as equações (3.1.65) e (3.1.66) não lineares acopladas para o pulso de bombeio e para a semente Raman com ganho não periódico. As condições iniciais e de fronteira são as seguintes:

- SRS com pulsos curtos de bombeio;
- SRS em regime GVD normal das fibras óticas ($\beta_2 < 0$);
- Os efeitos GVD, SPM, XPM, pulso **walk-off**, depleção de pulso são considerados;
- A perda na fibra não foi considerada, pois para valores de comprimento da fibra relativamente pequenos usados na maioria em experimento.
- O tempo é medido no referencial caminhando com o pulso de bombeio.

Definimos a forma do pulso de bombeio e do sinal a ser amplificado como um pulso Gaussiano e uma semente Raman ou sinal CW respectivamente.

$$A_p(0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-T^2}{2T_0^2}\right), \quad (3.20)$$

$$A_s(0, T) = (P_{s0}^{ef})^{1/2} \quad (3.21)$$

Abaixo temos os valores dos parâmetros usados nas simulações desta dissertação que estão dispostos na Tabela 3-2:

PARÂMETROS	VALORES	PARÂMETROS	VALORES
β_{2p}	$4 \times 10^{-27} \text{ m}$	P_0	1W
β_s	$3.8 \times 10^{-27} \text{ m}$	P_{0s}^{ef}	$2 \times 10^{-7} \text{ W}$
γ_p	100	λ_p	$1.06 \times 10^{-6} \text{ m}$

g_p	95	λ_s	$1.12 \times 10^{-6} \text{m}$
g_s	47.62	$r = \lambda_p / \lambda_s$	0.95
f_R	45.24	T_0	$1 \times 10^{-12} \text{m}$
d	4ps	α	Zero
γ_s	95	T	50 ps
T_0	1ps	Número de Modos	2048

Tabela-3-2

, onde as definições dos símbolos acima são respectivamente:

$j = p \text{ ou } s$ (bombeio ou sinal) $T \rightarrow$ Largura da Janela do tempo

$\beta_{2j} \rightarrow$.Dispersão de segunda ordem $T_0 \rightarrow$ Largura Inicial do pulse de bombeio

$\gamma_j \rightarrow$.Coeficiente de não linearidade $d \rightarrow$ Fator distância Walk-off

$g_j \rightarrow$.Coeficiente de ganho

$f_R \rightarrow$.Termo Raman do fator XPM

$P_0 \rightarrow$ Potência de pico do bombeio

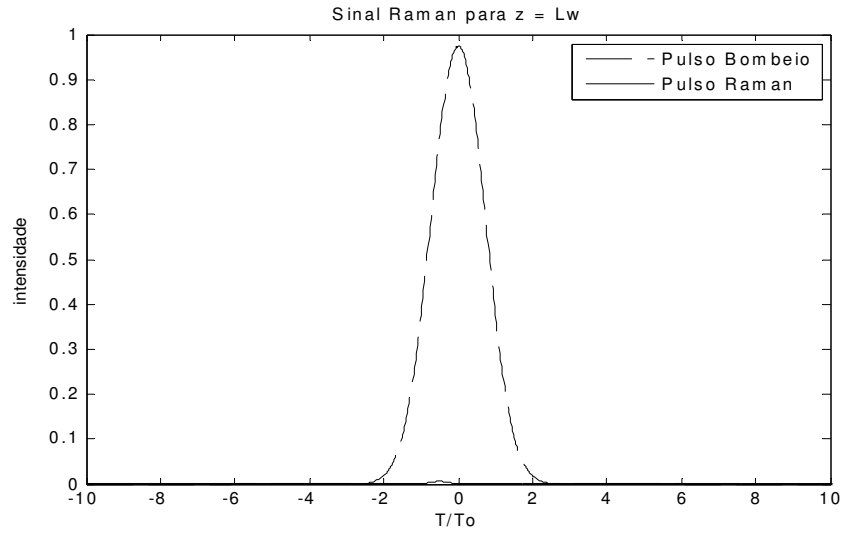
$\lambda_p \rightarrow$ Comprimento de onda do bombeio

$T_0 \rightarrow$ Largura temporal do bombeio

$\alpha \rightarrow$ Fator de atenuação

$P_{0s}^{ef} \rightarrow$ Potência efetiva inicial da semente Raman

Nas simulações que segue temos a representação no tempo da semente Raman nas propagações com relação ao comprimento de escala L_W :



Figura

3.20: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por um comprimento de walk-off ($1L_w$) da fibra óptica de modo único.

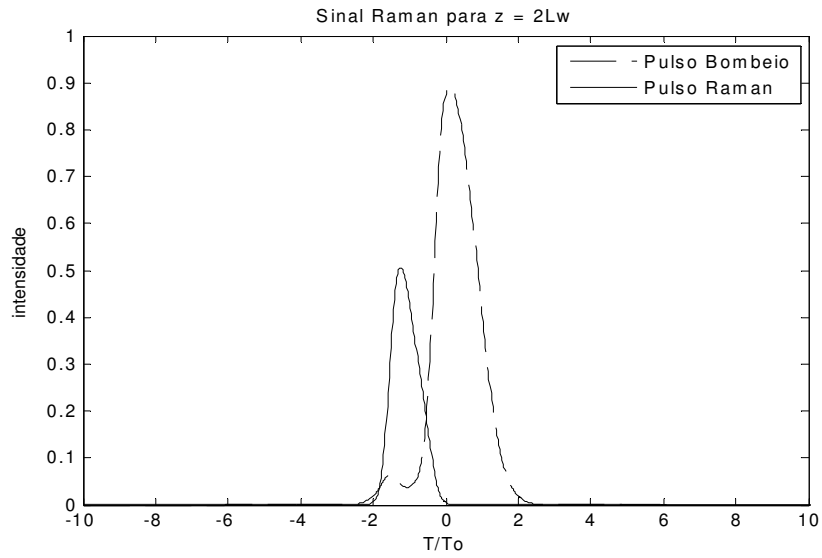


Figura 3.21: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por dois comprimentos de walk-off ($2L_w$) da fibra óptica de modo único.

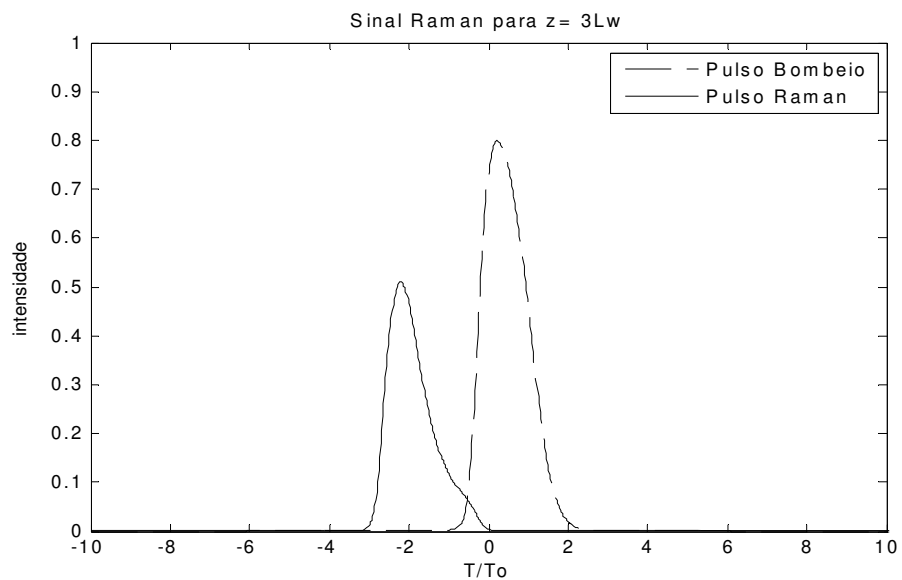


Figura 3.22: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por três comprimentos de walk-off ($3L_w$) da fibra óptica de modo único.

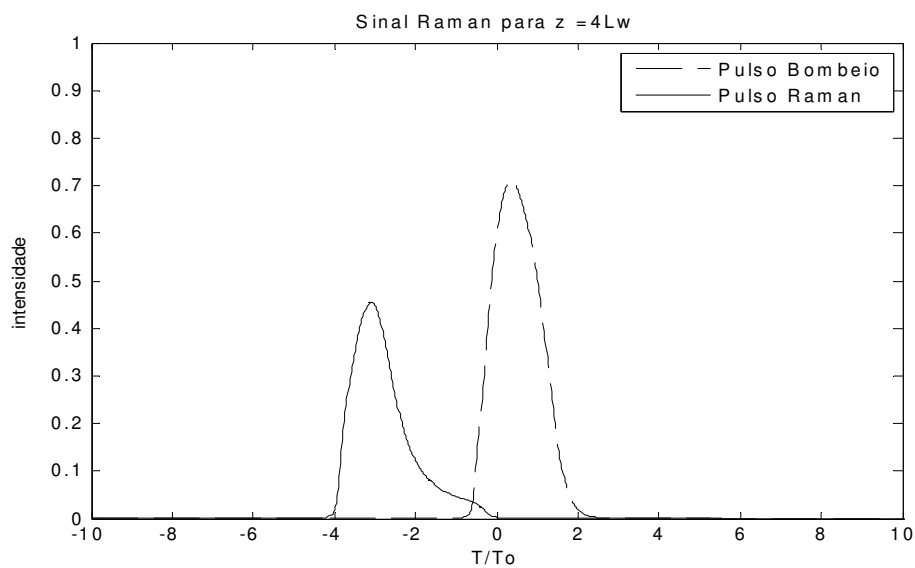


Figura 3.23: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por quatro comprimentos de walk-off ($4L_w$) da fibra óptica de modo único.

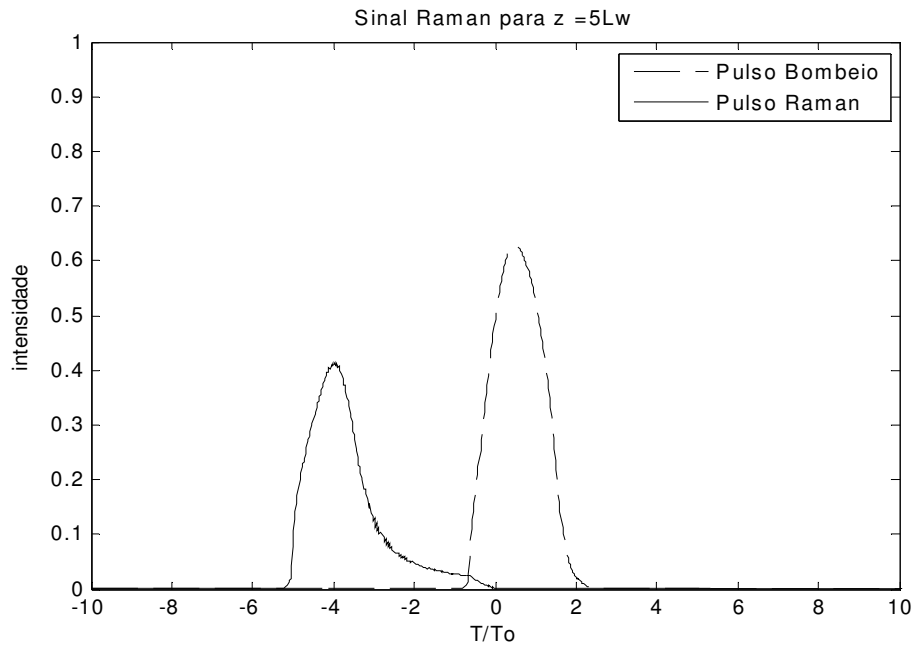


Figura 3.24: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por cinco comprimentos de walk-off ($5L_w$) da fibra óptica de modo único.

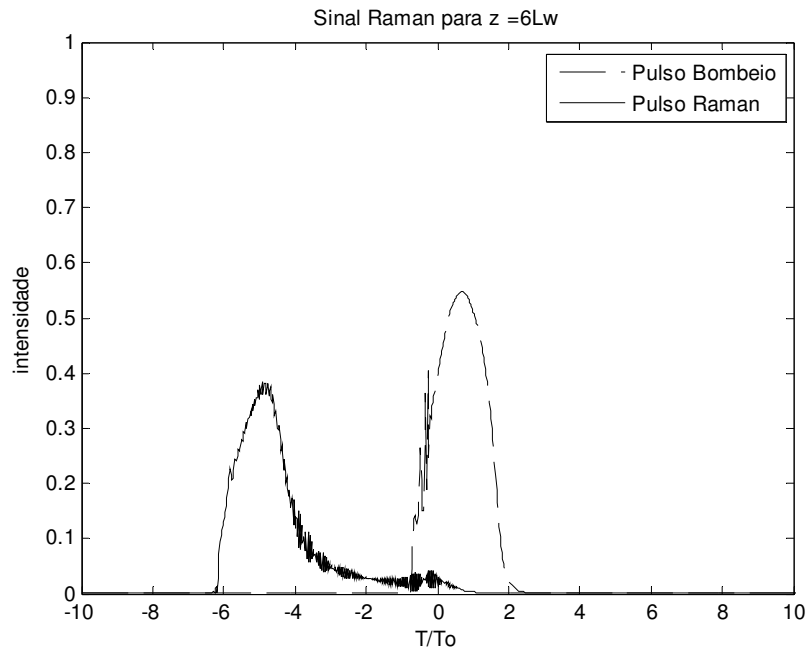


Figura 3.25: mostra a evolução da semente Raman e do pulso de bombeio por seis comprimentos de walk-off ($6L_w$) da fibra óptica de modo único.

Na figura 3.20, a semente Raman começa a se formar, porém como se vê, os dois pulsos estão ainda sobrepostos. Enquanto na Figura 3.21 é claramente aparente que por conta da transferência de energia do pulso de bombeio para a semente Raman leva a um efeito de duplo pico no pulso de bombeio como resultado da depleção do bombeio. Na figura 3.22, a transferência de energia para o pulso Raman do pulso de Bombeio é quase completa porque os dois pulsos estão neste momento fisicamente separados por causa da má correlação de velocidade de grupo do pulso de bombeio e do pulso Raman. O pulso de bombeio é assimétrico na forma e surge mais estreito do que o pulso de entrada já que isso consiste da porção com uma borda de fuga do pulso de entrada. O Pulso Raman também é mais estreito do que o pulso de entrada e é assimétrico com uma extremidade posterior aguda. Na figura 3.25 temos o valor de $z = 6L_W$ onde começam a aparecer os efeitos de ruído que causam deformação nos dois pulsos.

Em seguida, temos para efeito de análise as simulações da frequência e o *chirp* do sinal Raman como também o do pulso de bombeio. Outros aspectos relevantes podem ser vistos acerca da maneira com que o sinal Raman e o pulso de bombeio se interagem. Na figura 3.26, temos o espectro e a frequência de *chirp* dos pulsos Raman e bombeio após $z = 2L_W$ que mostram feições interessantes resultantes da combinação do SPM, XPM, desconexão da velocidade de grupo, e a depleção do bombeio.

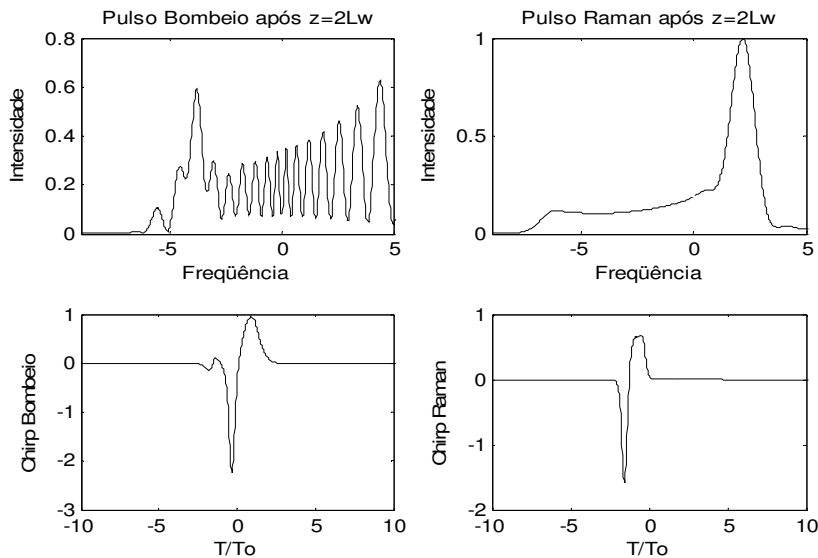


Figura 3.26: Espectro do pulso de bombeio e do pulso Raman (linha superior) e seus respectivos chirps (linha inferior).

CAPÍTULO 4

AMPLIFICAÇÃO RAMAN COM GANHO PERIÓDICO

4.1 DEFINIÇÕES DAS FUNÇÕES GANHO PERIÓDICO

Os coeficientes de ganho Raman para o pulso de bombeio e para a semente Raman no capítulo anterior foram definidos como constantes nas equações acopladas não lineares de Schrödinger (3.1.61) e (3.1.63) o que significa uma taxa constante de transferência de energia do pulso de bombeio para o pulso Raman. O pulso Raman é amplificado via efeito de espalhamento Raman estimulado (SRS). No presente trabalho, é apresentado um novo modelo para esses coeficientes. Os coeficientes de ganho Raman então são definidos como funções periódicas onde seus parâmetros são usados para melhorar quantitativamente os valores do ganho Raman levando em conta o fator qualitativo do pulso Raman. Com essa nova roupagem algumas vantagens são esperadas, em especial o controle de transferência de energia em qualquer localização da fibra e conseqüentemente a possibilidade de novos projetos envolvendo o efeito de espalhamento Raman. Segue abaixo as funções de modulação dos coeficientes de ganho Raman além das equações acopladas já com esses coeficientes inseridos:

$$G_p = \frac{g_p}{2} [1 + \text{Asen}(\omega_0 \frac{z}{L})] \quad (4.1.7)$$

$$G_s = \frac{g_s}{2} [1 + \text{Asen}(\omega_0 \frac{z}{L})] \quad (4.1.8)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} = i\gamma_p (|A_p|^2 + (2 - f_R) |A_s|^2) A_p - G_p |A_s|^2 A_p \quad (4.1.9)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} - d \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} = i\gamma_s (|A_s|^2 + (2 - f_R) |A_p|^2) A_s + G_s |A_p|^2 A_s \quad (4.1.10)$$

,onde A é amplitude da função periódica e ω_0 é a frequência angular.

Analisando primeiramente a função periódica temos A e ω_0 como parâmetros de modulação do ganho. O parâmetro A representa a amplitude da função senoidal enquanto o parâmetro ω_0 representa a frequência angular. É evidente que os valores para a amplitude da função periódica de coeficiente de ganho Raman obedecem a um intervalo aqui adotado como sendo $0 \leq \sin\left(\omega_0 \left(\frac{z}{L}\right)\right) < 1$. Os valores dos parâmetros da função periódica que levam a condição de ganho não periódico devem ser confirmados. Assim, os valores de A devem ser menores do que uma unidade para que não haja resultados incoerentes fisicamente, por outro lado, o parâmetro ω_0 pode assumir qualquer valor positivo.

No capítulo anterior onde foi visto que a distância que os pulsos se propagam na fibra é definida como $z = \xi L_w$, onde L_w é o comprimento de **walk-off** entre os dois pulsos. O valor de $\xi = 3$ foi escolhido para o regime de ganho Raman constante através de fatores quantitativos e qualitativos e pelo fato de para esse valor a energia do bombeio já está quase toda transferida para o pulso Raman. Para o regime de ganho Raman periódico esse valor foi analisado no intuito de saber se ele também representa a melhor escolha. É lógico que os valores escolhidos para A e ω_0 devam ser tais que não retratem o comportamento do regime de ganho Raman constante, assim esses parâmetros devem assumir valores intermediários com relação aos pontos triviais, isto é, valores que levem ao regime constante, $A=0$ e $\omega_0=0$ ou $A \rightarrow 1$ e $\omega_0 \rightarrow \infty$, etc. Assim sendo, a escolha desses parâmetros foram escolhidos valores intermediários. Na Fig. 4.1 temos o pulso Raman e o pulso de bombeio para $\omega_0=1$ e $A=0.1$ para $z = L_w$ podemos ver que o pulso Raman adquire um valor de intensidade mais elevado comparado com o pulso Raman em regime de ganho constante. Essa maior transferência de energia do bombeio para a semente Raman evidentemente depende em grande parte do valor do parâmetro A . Assim, para valores de A menores mantendo o valor do parâmetro ω_0 constante a intensidade do pulso Raman aproxima-se do valor para o pulso Raman em regime de ganho constante.

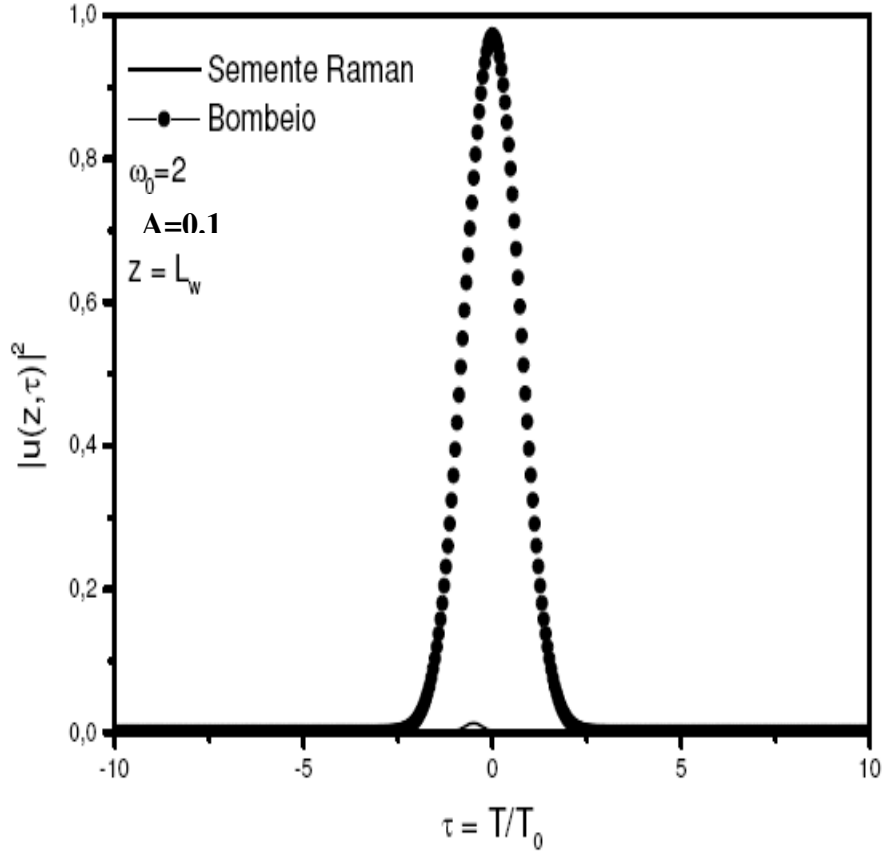


Figura 4.1: Pulso de Bombeio e o pulso Raman após $z = L_w$ para $A=0.1$.

Neste momento o sinal Raman começa a se formar. Escolhemos esses valores mínimos aleatoriamente para verificar que mudanças ocorrem, nas mesmas condições encontradas para o regime não periódico. Para $z = L_w$ os pulsos de Raman e de bombeio estão sobre postos e a transferência de energia se dá mais intensa do que foi visto no regime de ganho constante onde o pulso Raman começa a se forma após um comprimento **walk-off**. Certamente, para outros valores de ω_0 e A teremos uma outra situação que serão abordadas mais adiante. Se os valores desses parâmetros forem muito pequenos não teríamos mudanças significativas e a situação seria a mesma encontrada para o regime de ganho constante. Assim, sem ainda uma conotação qualitativa e quantitativa para o pulso Raman, as primeiras simulações são mera verificação de mudanças para os dois regimes.

Os comprimentos de escala **walk-off** para o regime periódico a seguir obedecem às mesmas condições do regime de ganho Raman constante.

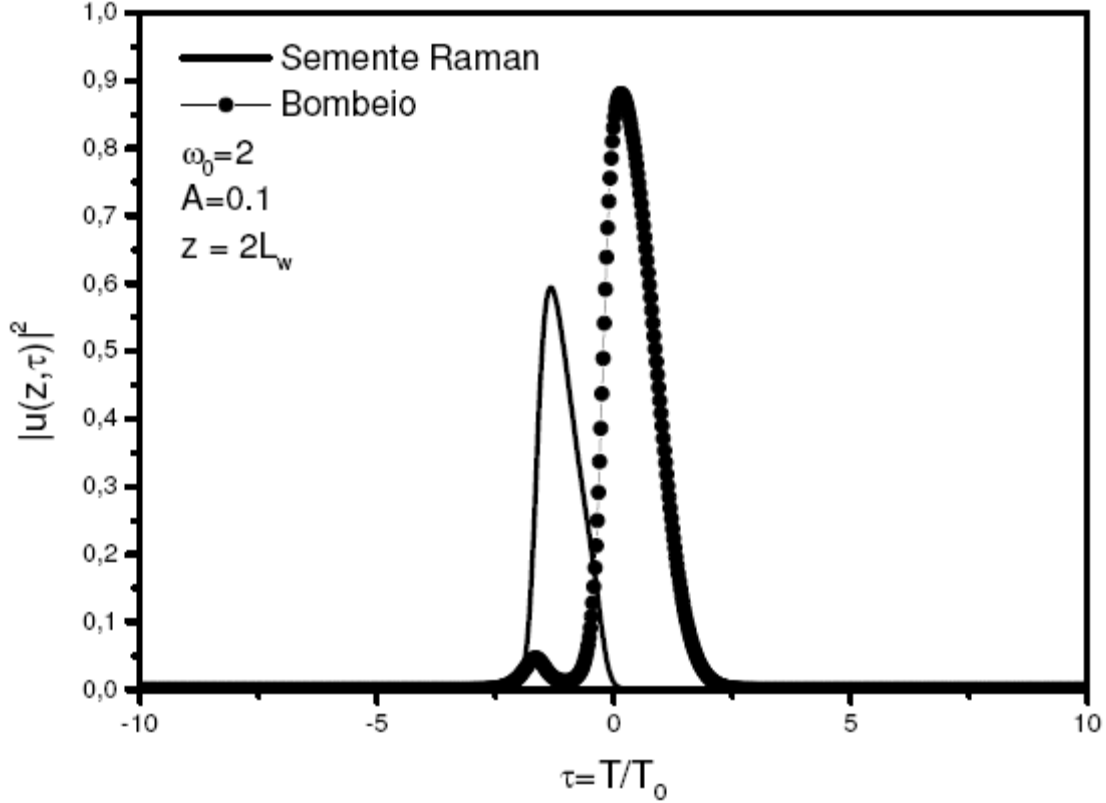


Figura 4.2: Pulso de Bombeio e o pulso Raman após $z = 2L_w$.

Está claramente aparente em $z = 2L_w$ onde a transferência de energia causou uma forma de duplo pico no pulso de bombeio como resultado de depleção do bombeio tanto para o regime de ganho constante figura 3.21 quanto para o regime de ganho periódico. Contudo, no regime de ganho periódico temos a estrutura de duplo pico bem reduzida que indica uma maior transferência de energia comparada com a que ocorreu no regime de ganho constante. Aqui novamente o buraco próximo da extremidade principal corresponde exatamente à localização do pulso Raman. Com valores de parâmetros da função periódicas maiores, teremos o pico menor mais separado do pico maior e conseqüentemente de menor intensidade também. A intensidade para o pulso Raman se mostra bem elevado para esses valores de parâmetros do regime de ganho periódico comparado com o regime de coeficiente de ganho Raman constante.

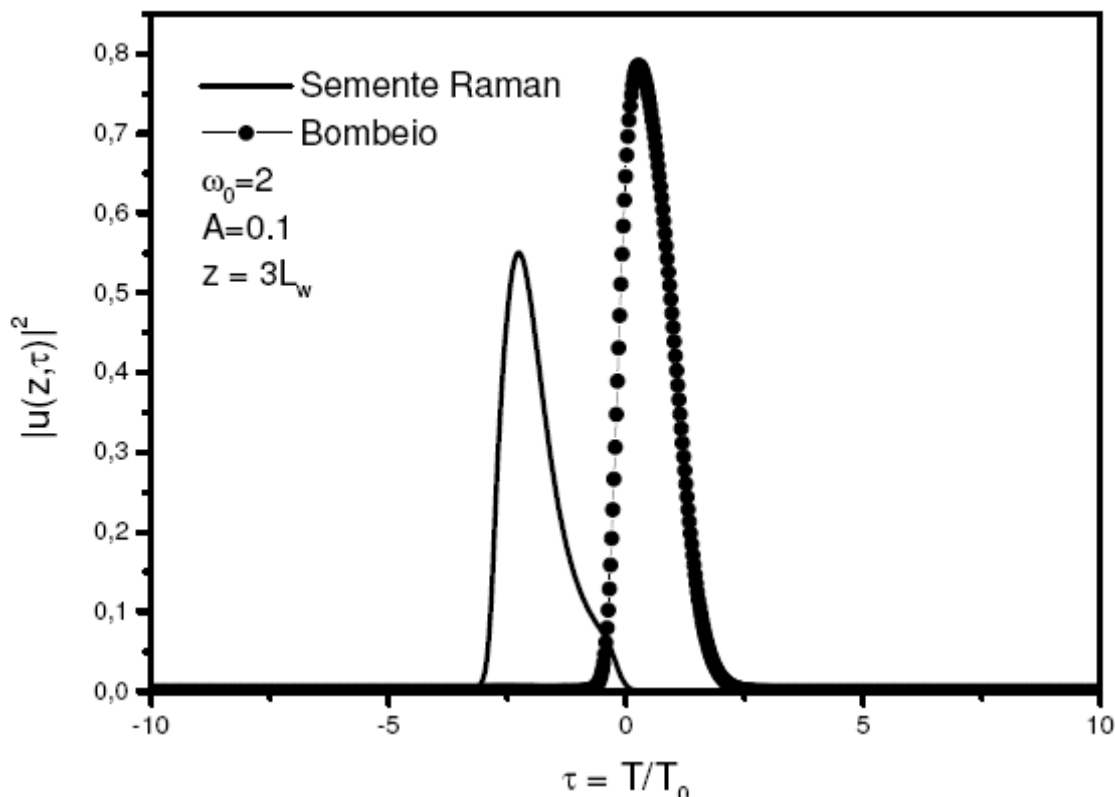


Figura 4.3: Pulso de Bombeio e o Pulso Raman após $z = 3 L_w$.

A transferência de energia para o caso $z=3L_w$, como no regime de ganho constante, para o pulso Raman do pulso de bombeio está quase completa porque como já foi dito anteriormente os pulsos estão fisicamente separados resultado da má correlação da velocidade de grupo. O pulso Raman apresenta um valor de intensidade que começa a dificultar a transferência de energia, o que equivale a dizer que para cada modo de propagação da fibra corresponde a um fóton emitido. Aqui também se constatou assimetria na forma do pulso de bombeio que aparece mais estreito do que o pulso de entrada. A figura 4.3 mostra o pulso Raman bem mais distanciado do bombeio e também mais estreito do o pulso de entrada e assimétrico com a extremidade principal menos aguda. Ao receber energia o pulso Raman aumenta sua velocidade comparada com a do pulso de bombeio. O pulso Raman em três do comprimento walk-off possui menor

intensidade na saída do que foi visto em dois do comprimento **walk-off** o que comprova ser este último o de maior transferência de energia do pulso de bombeio para a semente Raman.

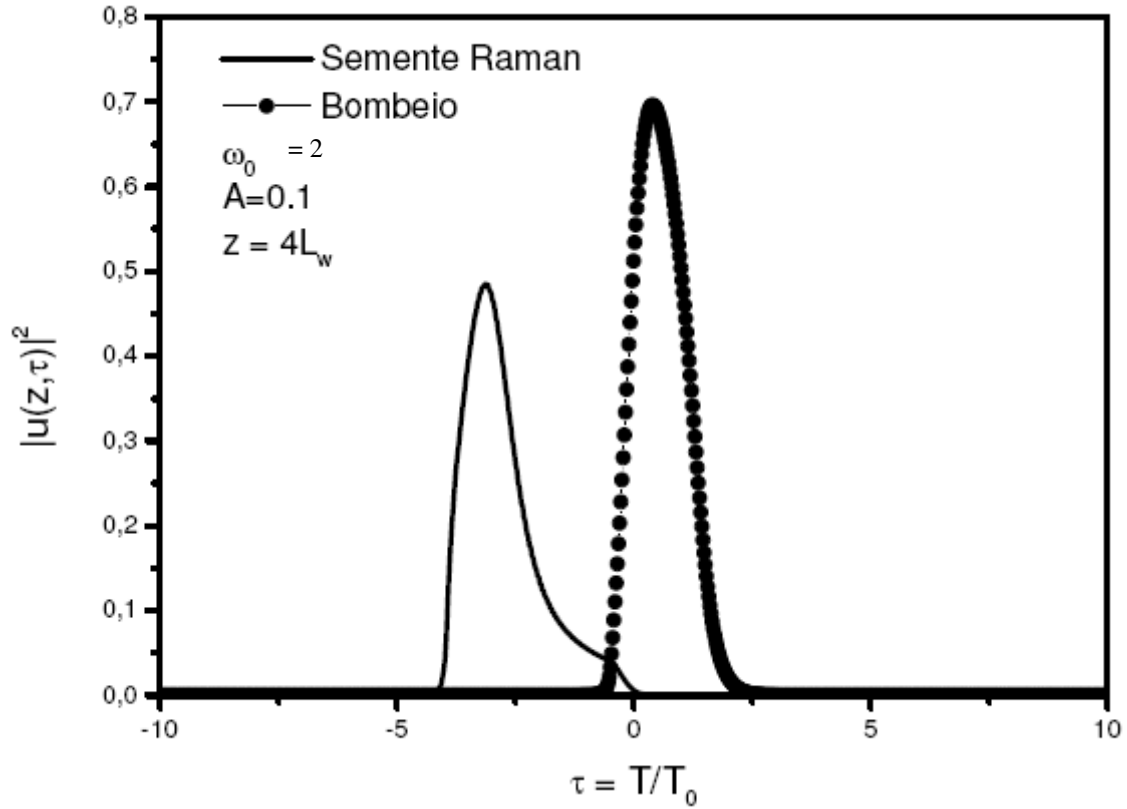


Figura 4.4: Pulso de Bombeio e o pulso Raman após $z = 4L_w$.

O Pulso Raman em $z = 4L_w$ para o regime de ganho periódico mostra uma queda de intensidade com relação ao comprimento **walk-off** anterior, pois a transferência de energia do bombeio para o pulso Raman já não é mais dominante, pois houve um rápido crescimento na amplificação logo em seguida tem-se uma tendência à saturação. O pulso Raman começa a arquear para esquerda como se pode ver na figura 4.4. Sendo assim o comprimento de escala $z = 3L_w$ foi o escolhido para o regime periódico no intuito de evitar as interferências oriundas da amplificação. Para que possamos ter uma visão clara dessas interferências a seguir a última simulação para cinco vezes o comprimento **walk-off**.

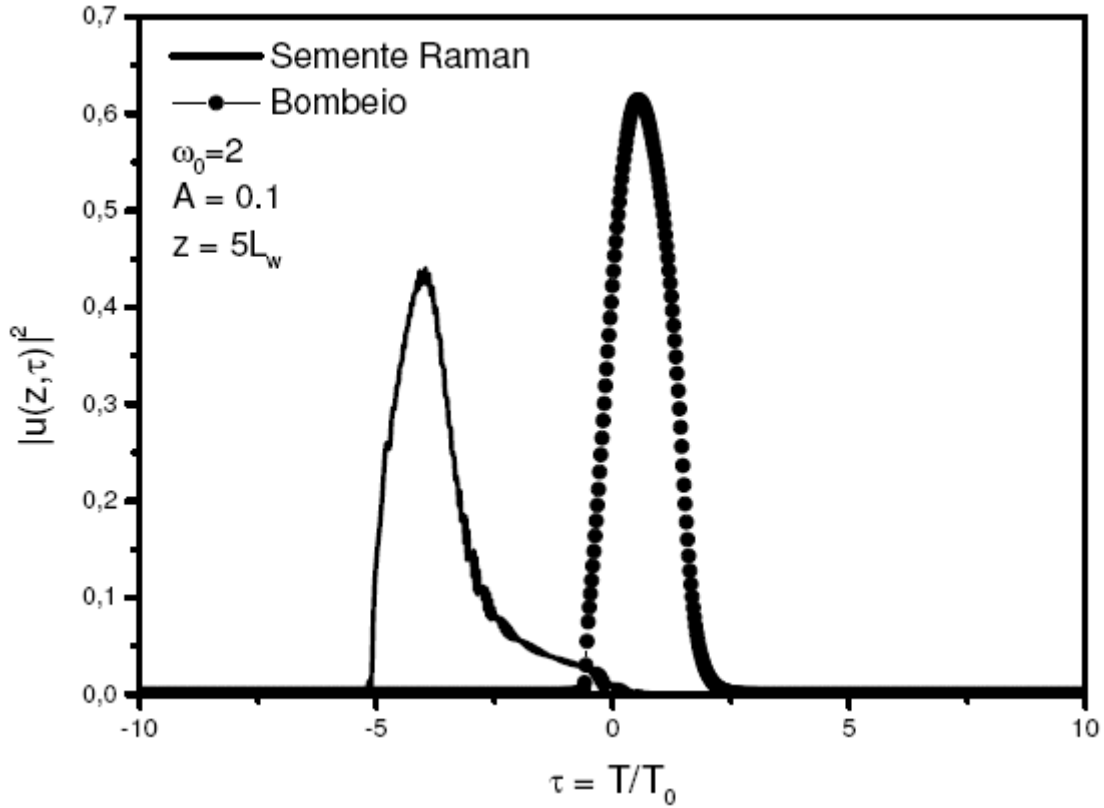


Figura 4.5: Pulsos de Bombeio e Raman após $z = 5L_w$.

Finalizando as simulações para os pulsos Raman e bombeio temos na figura 4.5 o pulso Raman apresentando os primeiros efeitos de distorções ou sinais espúrios para $z = 5L_w$ já se encontrado bem distante do pulso de bombeio.

Nesta primeira abordagem do regime periódico, o que vimos de mais significativo foi o aumento considerável da transferência de energia comparada com do ganho constante. Esse primeiro aspecto quantitativo e qualitativo do regime periódico para valores mínimos dos parâmetros da função periódica é analisado com maior detalhe para outros valores na procura da melhor qualidade para o pulso a ser amplificado.

Iremos definir a função que determina os ganhos Raman na extremidade inicial da fibra até a extremidade final da mesma equação 4.1.11. Assim, fixando um dos parâmetros da função moduladora do coeficiente de ganho Raman e variando o outro parâmetro no intuito de encontrar o melhor valor do parâmetro variável e em seguida

tornando esse valor constante para a variação do próximo parâmetro. Em seguida temos a função que calcula o ganho Raman ao longo da fibra:

$$G = 10 \log_{10} \left(\frac{|A_s(z = 3L_w)|^2}{|A_s(z = 0)|^2} \right) \text{ [dB]} \quad (4.1.11)$$

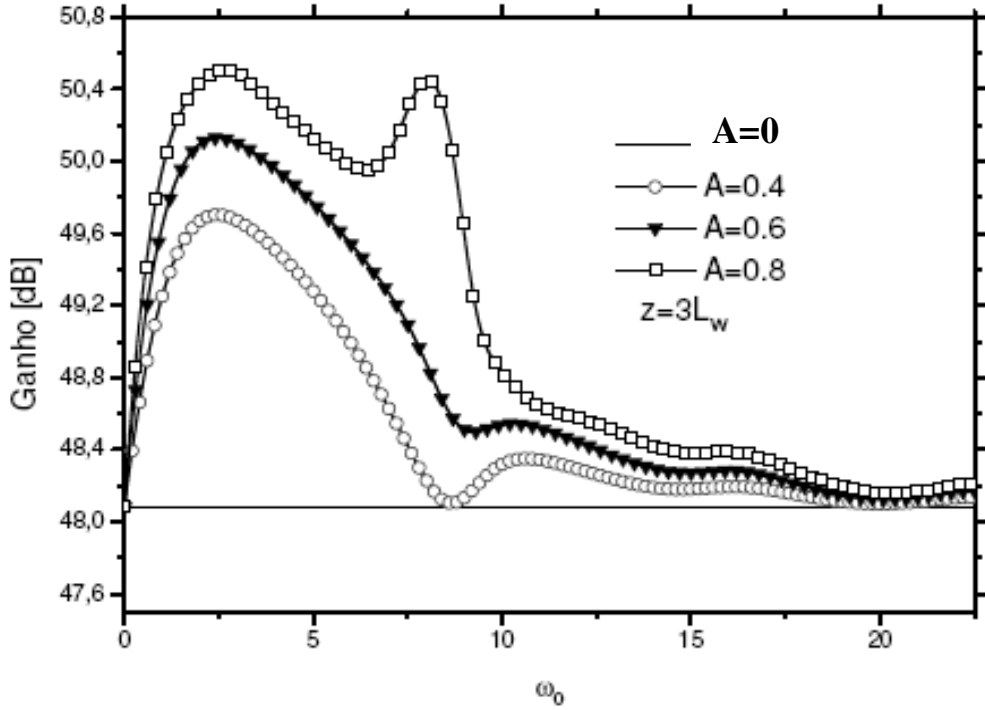


Figura 4.6: Ganho Raman e ω_0 para $A=0.4, 0.6, 0.8$ com $z = 3L_w$.

As curvas de ganho Raman para diferentes amplitudes da função de ganho periódico possuem um comportamento oscilatório no final da fibra onde podemos notar que os valores de pico estão próximos de dois. À medida que ω_0 aumenta de valor a frequência das funções moduladoras 4.1.7 e 4.1.8 tendem para o valor de ganho Raman em regime constante. Como já é de se esperar a curva de maior ganho é a de maior amplitude. Porém, isto não significa que teremos um pulso de boa qualidade. Com o aumento da intensidade o pulso a ser amplificado tende a sofrer maior influência dos

efeitos não lineares como SPM, XPM, efeitos não lineares que dependente da intensidade dos pulsos. Na figura 4.6 o ganho Raman e o parâmetro ω_0 foram esboçados para $z = 3L_W$ com $A=0.4, 0.6$ e 0.8 . A curva de parâmetro de amplitude $A=0.4$ apresenta um ganho máximo de 50.49 dB para $\omega_0=2.22$ além de um outro máximo menor valor de 50.44 dB para $\omega_0=8$. Para a curva de amplitude $A=0.6$ temos um ganho máximo de 50.06 dB para $\omega_0=2.13$ e um mínimo antes de atingir o ganho constante de 48.52 dB para $\omega_0=8.82$. Finalmente, a curva com o parâmetro $A=0.4$ temos um ganho máximo de 49.65 dB para $\omega_0=2$ e um mínimo de 48.09 dB para $\omega_0=8.67$ antes de atingir o valor de regime de ganho constante.

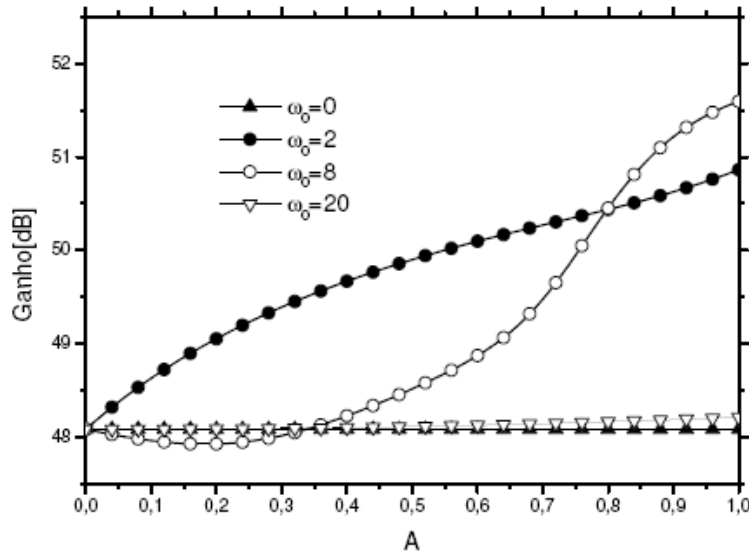


Figura 4.7: Ganho Raman e A para $\omega_0=0, 2, 8, 20$ com $z = 3L_W$.

As curvas de ganho e o parâmetro A foram esboçadas para diferentes valores de ω_0 como mostra a figura 4.7. O parâmetro A tem seu valor limitado no intervalo $0 < A < 1$ pela escolha aqui da função periódica que modula o coeficiente de ganho Raman. O aumento de A faz com que o ganho tenha um crescimento em seu valor, porém para valores elevados do parâmetro ω_0 notamos uma tendência da curva de ganho para o regime de ganho constante. Esta situação é confirmada quando o parâmetro ω_0 tem valor elevado como por exemplo, $\omega_0 = 20$. Na figura 4.6 vimos que os melhores desempenhos

quantitativos para as curvas de ganho estão na proximidade de $\omega_0=2$ enquanto na figura 4.7, a curva para este valor mostra um comportamento crescente sem saltos abruptos comparado com a curva de $\omega_0=8$ onde inicialmente tem baixo valor de ganho e somente supera a curva de $\omega_0=2$ para valores elevados de A .

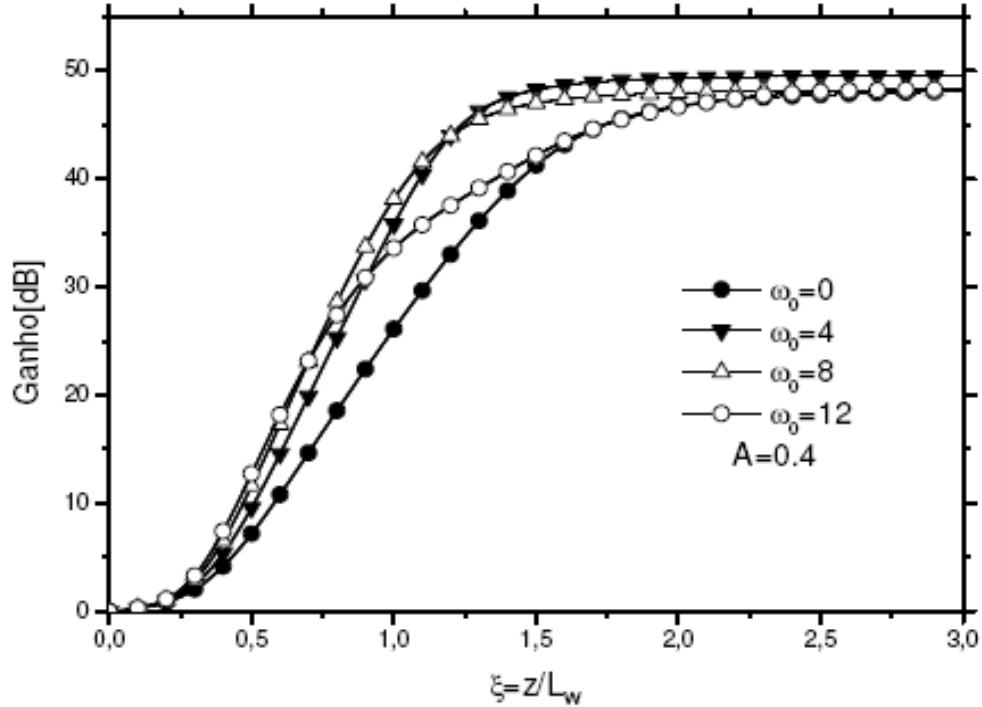


Figura 4.8: Ganho Raman e $\xi = \frac{z}{L_w}$ para diferentes valores de ω_0 com $A=0.4$.

As curvas de ganho e o comprimento para o caso $A=0.4$ e para diferentes valores de ω_0 mostram um aspecto comum ao longo de três comprimentos **walk-off**. Para a situação padrão $\omega_0=0$ temos o regime de ganho constante com um ganho de saturação de 48.16 dB. O valor de saturação é o valor a ser usado para o projeto do amplificador Raman e onde há uma melhor proteção contra os sinais espúrios. O aumento do valor de ω_0 traz um aumento na frequência de transferência de energia do pulso de bombeio para o pulso Raman. Nesta situação, por exemplo, $\omega_0=12$, o desempenho quantitativo supera as outras curvas apenas nos primeiros comprimentos walk-off, isto é, o ganho alcança o ponto de saturação depois, por exemplo, das situações $\omega_0=4$ e $\omega_0=8$. A curva de melhor

valor de ganho é para $\omega_0=4$ e $\xi=1.8$ onde se tem um ganho de aproximadamente 49.44 dB.

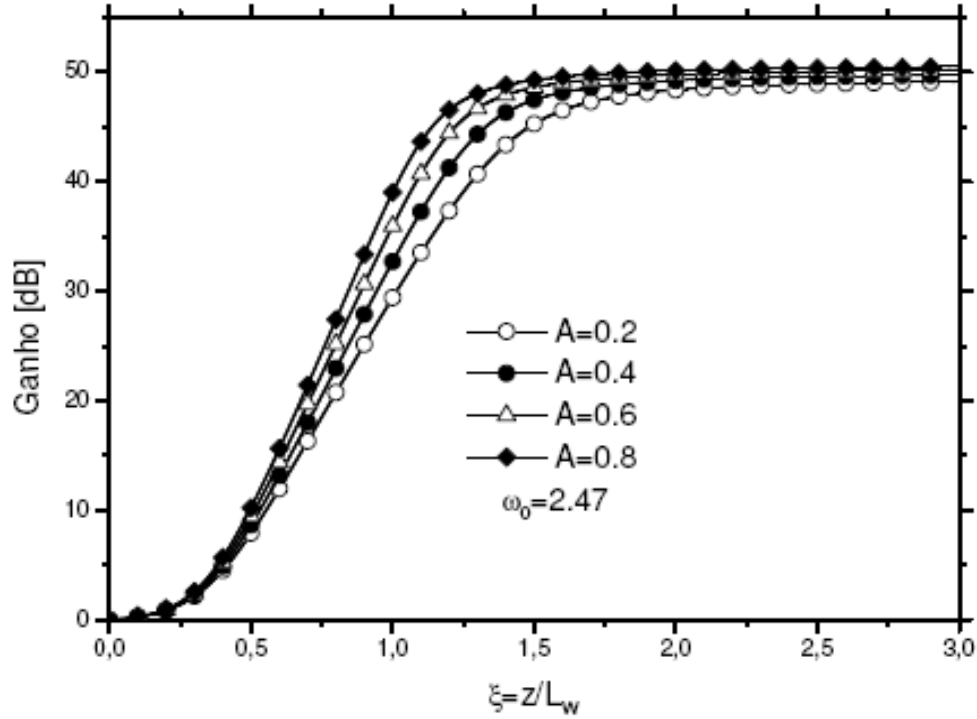


Figura 4.9: Ganho Raman e $\xi=3$ para diferentes valores de A e $\omega_0=2.47$.

Para diferentes valores de amplitude ao longo de três comprimentos walk-off mantendo ω_0 constante, temos as curvas de ganho na figura 4.9. Como é de se esperar, o aumento da amplitude traz um aumento do ganho. A priori, a curva de ganho com melhor desempenho quantitativo tem $A=0.8$, porém não significa que teremos uma melhoria qualitativa do pulso. Para esta amplitude temos um ganho de 50.14 dB e para $A=0.4$ temos 48.59 dB. Resta encontrar o melhor valor do parâmetro A para que se tenha o melhor desempenho da amplificação tanto no aspecto quantitativo quanto qualitativo. Como a amplitude da função periódica, A , está relacionada com a intensidade, o seu aumento deve ser tal que não traga penalidades para o pulso Raman. Na verdade, esta primeira abordagem mostra apenas um aspecto quantitativo e por enquanto não temos informação da forma do pulso. Mais adiante, iremos analisar aspectos qualitativos e

paralelos aos resultados quantitativos já colhidos fazer a melhor escolha para os valores dos parâmetros de modulação do coeficiente de ganho Raman.

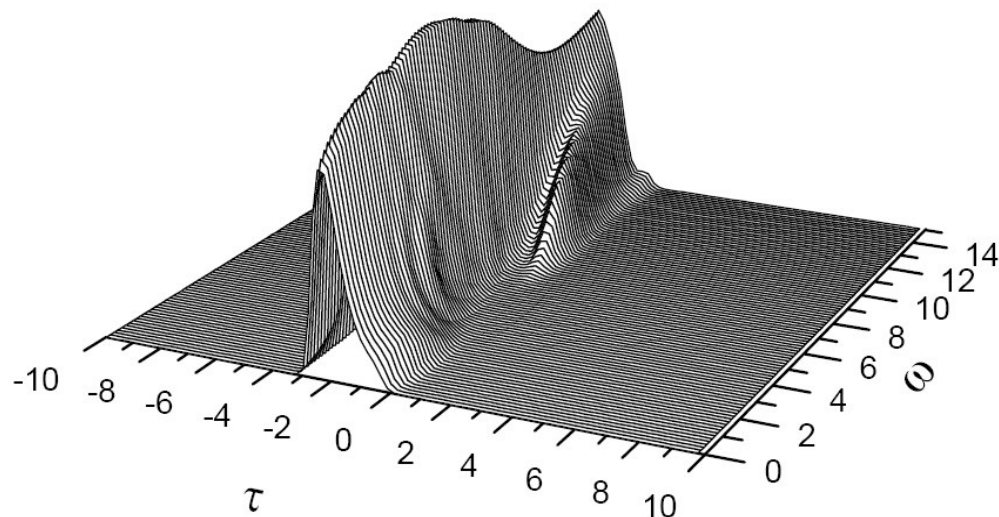


Figura 4.10: Pulso Raman Amplificado na saída $z = 3L_W$ para $A=0.6$

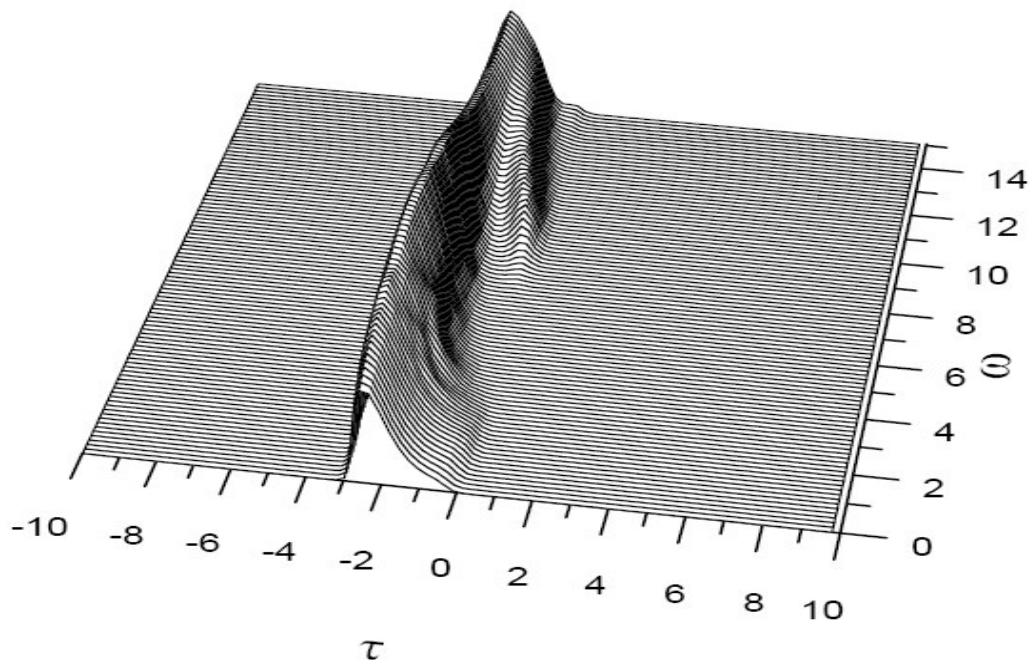


Figura 4.11: Forma do pulso Raman periódico na saída para $A=0.6$ em $\xi=3$.

A forma do pulso na saída ao longo de três vezes o comprimento **walk-off** mostra um comportamento crescente na intensidade como mostra as figuras 4.10 e 4.11. O pulso começa a apresentar algumas leves oscilações laterais após $\omega_0=2$ e após $\omega_0=8$ nota-se

uma quebra do pulso comprometendo sua qualidade. Como foi visto na figura 4.6 o valor de $\omega_0=2$ apresenta o melhor desempenho para o ganho Raman periódico confirmado pela forma do pulso Raman na figura 4.6. O valor do parâmetro $A=0.6$ escolhido aqui aleatoriamente imprime uma maior intensidade para o pulso Raman sendo fator importante a se considerar.

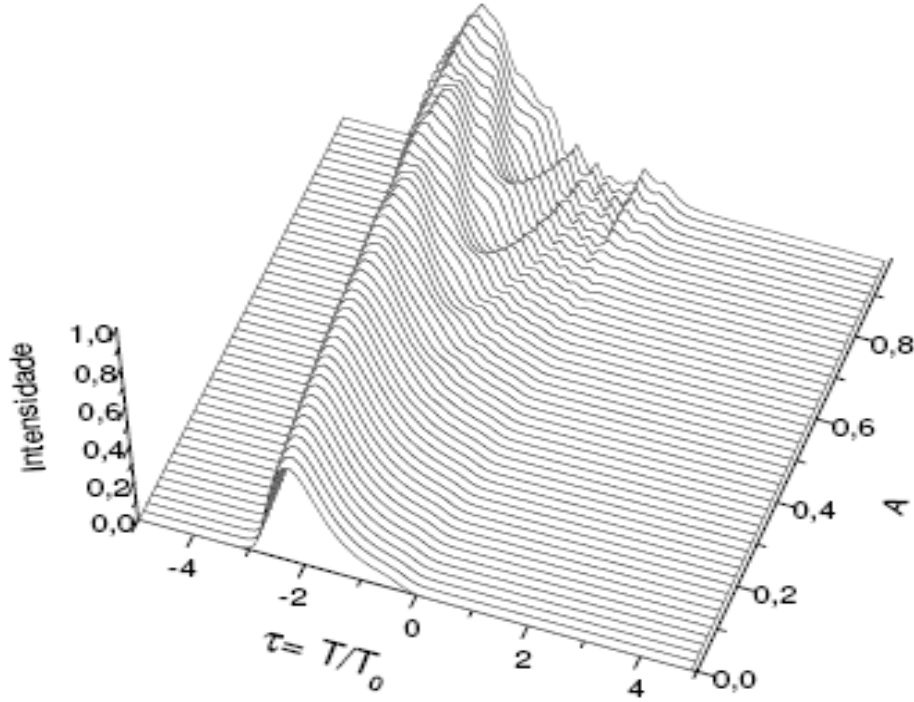


Figura 4.12: Forma do pulso Raman e A na saída $z=3L_W$ para $\omega_0=2.47$.

O pulso Raman na saída para $\omega_0=2.47$ com relação ao parâmetro A para três vezes o comprimento **walk-off** é mostrado na figura 4.12. O fato relevante nesta figura é o aparecimento de interferência na parte lateral do pulso quando o valor do parâmetro A aproxima-se de 0.6 e tona-se mais evidente acima deste valor. No presente trabalho, adotamos o valor de A igual a 0.4, como melhor valor, pois se apresenta como um valor intermediário ótimo. A justificativa para isso é a procura de um pulso amplificado sem muita interferência. Um valor para o fator de modulação A que não esteja muito perto dos valores que levam ao regime de ganho constante e nem muito próximos aos valores de fronteira do intervalo que limita o valor de A , isto é $0 \leq A < 1$.

Também é interessante verificar a forma do pulso Raman ao longo da fibra desde extremidade inicial até acima de três vezes o comprimento **walk-off**. Na figura 4.13 mostra o pulso Raman para $A=0.4$ e $\omega_0=6$ ao longo da fibra. Com estes parâmetros a intensidade do pulso Raman cresce até três vezes o comprimento walk-off sem apresentar qualquer distorção aparente. Acima do valor de $3L_W$ as distorções no sinal amplificado começam a si torna presentes.

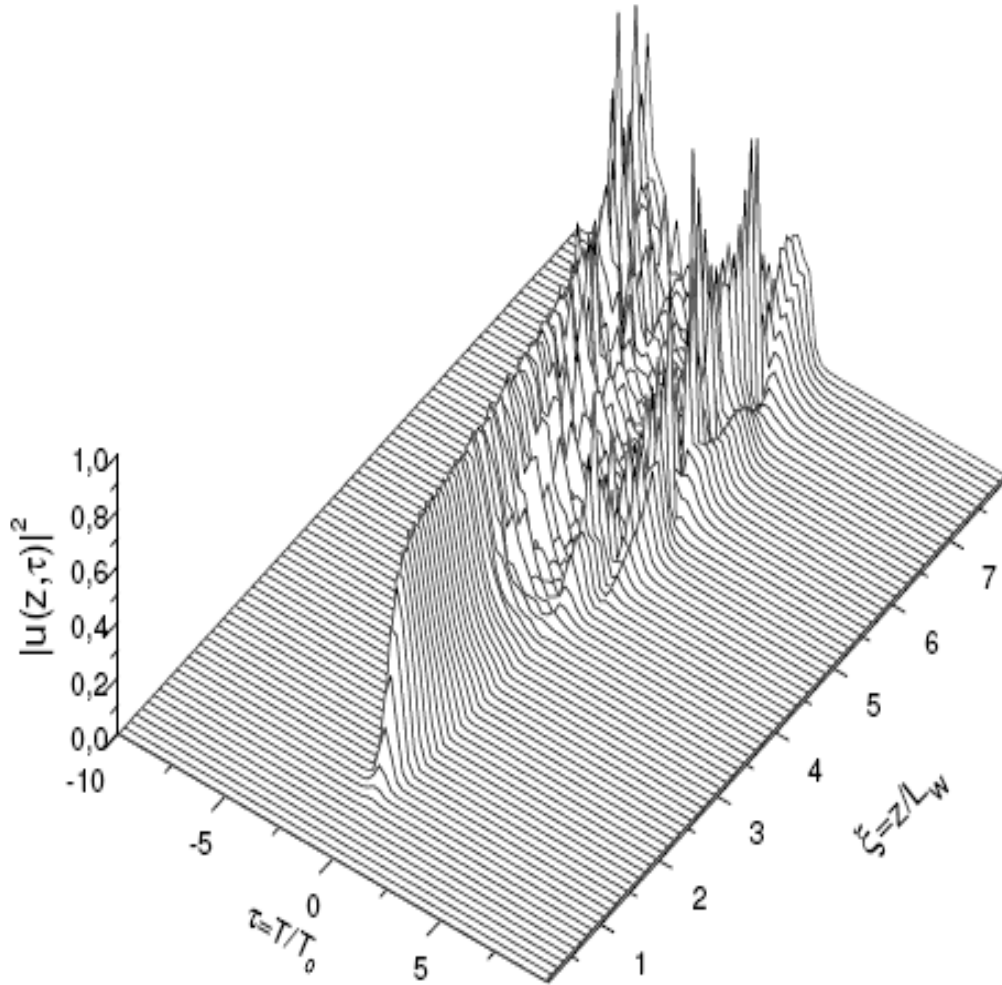


Figura 4.13: Pulso Raman com relação à ξ para $\omega_0=6$ e $A=0.4$.

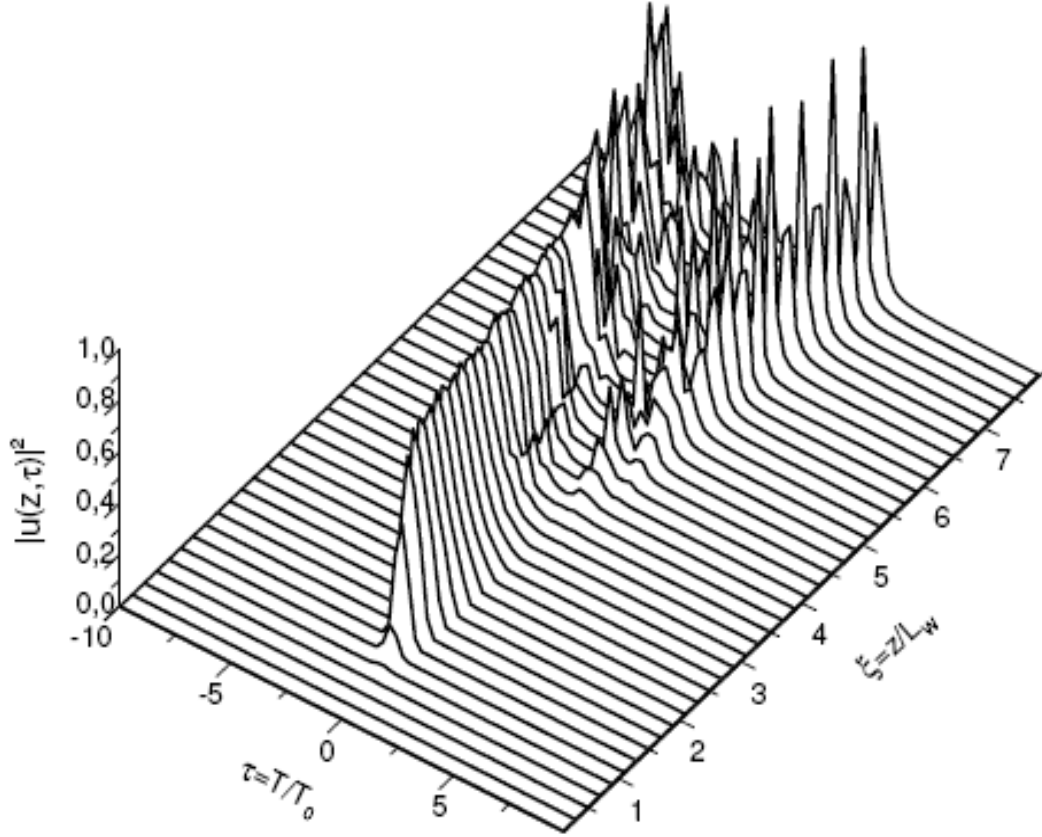


Figura 4.14: Pulso Raman com relação à ξ $\omega_0=8$ e $A = 0.4$.

O pulso Raman para $A=0.4$ e $\omega_0=8$ mostra que com o aumento do parâmetro ω_0 a formação do pulso se dá após a aproximadamente uma unidade do comprimento walk-off enquanto que as interferências aparecem aproximadamente a 3.5 do comprimento walk-off. Há uma formação de estrutura de pico para valores acima de cinco vezes o comprimento walk-off. A intensidade aumenta através da transferência de energia oriunda do pulso de bombeio consequentemente a velocidade de grupo do pulso Raman aumenta e o pulso Raman afasta-se cada vez mais.

Com a diminuição do valor do parâmetro ω_0 o pulso apresenta uma maior distância sem a presença de interferências. O número de estrutura de pico é bem menor do que o encontrado na situação em que ω_0 é igual a 8 ou 6. O pulso Raman começa a se formar a uma unidade do comprimento walk-off com uma intensidade menor comparada com o caso de $\omega_0=8$ em que temos o pulso Raman formado já em uma unidade de comprimento walk-off. Isso nos leva a deduzir que o aumento do parâmetro ω_0 traz uma maior frequência e consequentemente um fluxo de energia maior.

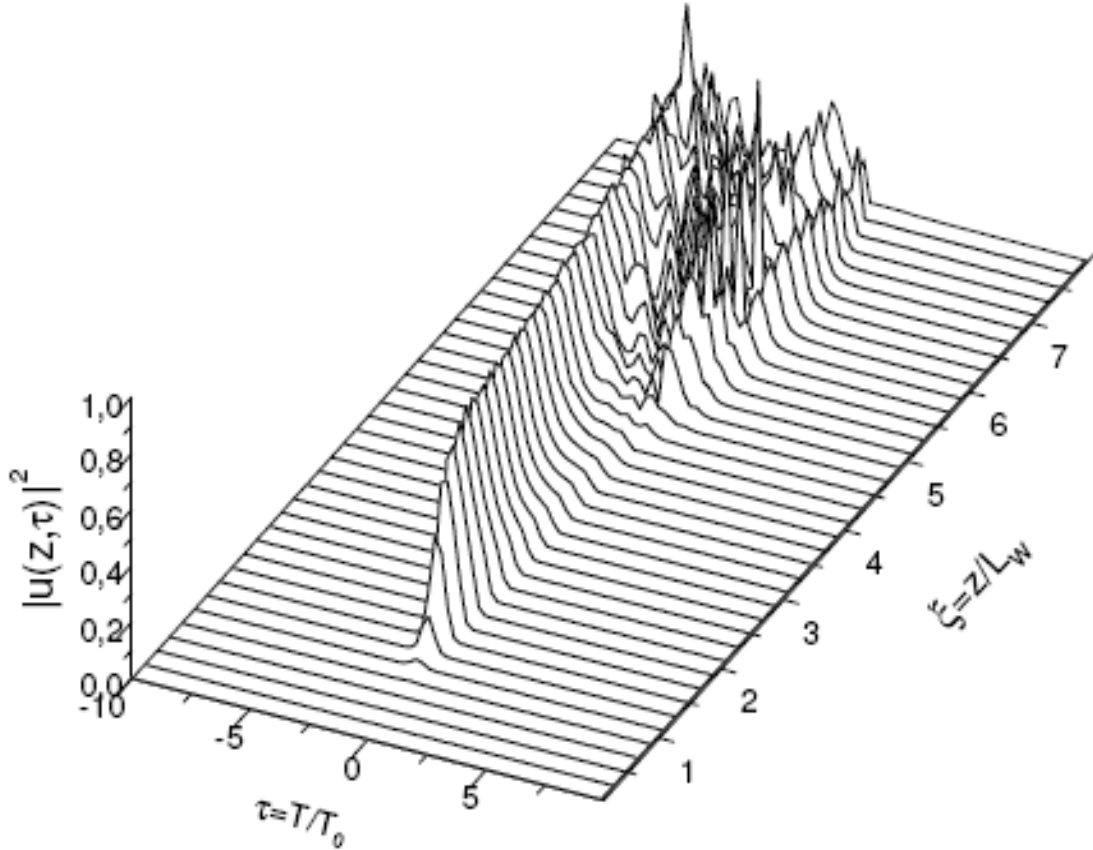
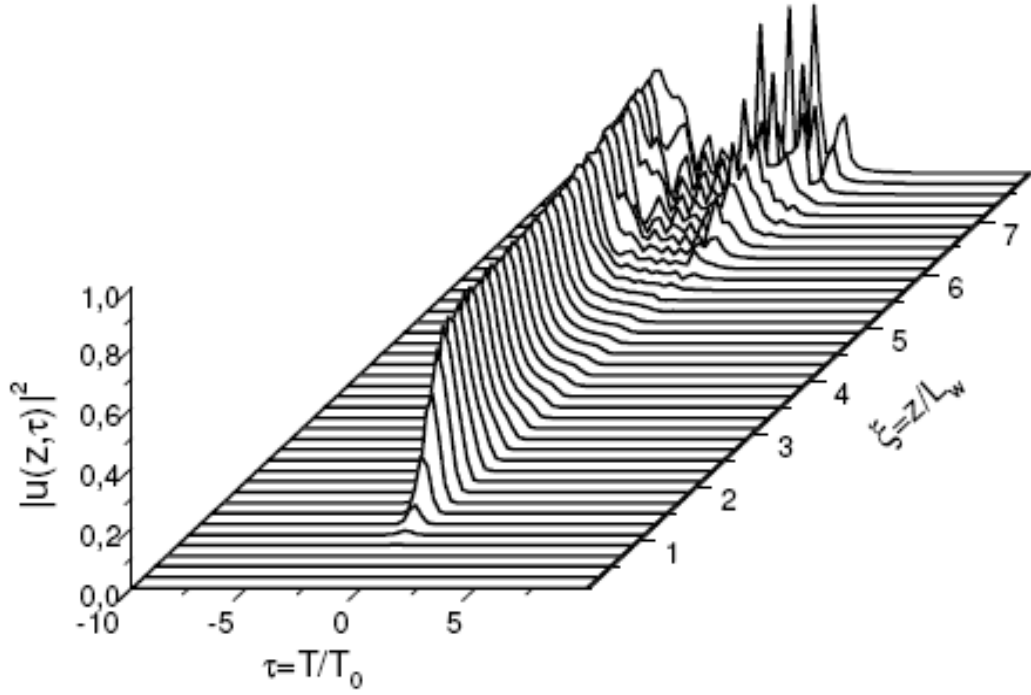


Figura 4.15: Pulso Raman com relação à ξ para $\omega_0=4$ e $A=0.4$



O pulso Raman possui um valor para o comprimento walk-off sem interferência ao longo de um comprimento maior para o regime de ganho constante. Porém, a intensidade do pulso é bem menor comparado com o regime periódico.

A escolha dos valores dos parâmetros da função moduladora do coeficiente de ganho Raman nos fornece a possibilidade de projetar o amplificador Raman com maior flexibilidade para determinada situação exigida.

As simulações até aqui vistas nos leva a concluir que o parâmetro A por corresponder ao aumento da intensidade da função periódico tem uma parcela decisiva no que diz respeito ao aumento do ganho. Enquanto que o parâmetro ω_0 está relacionado com a frequência desse aumento, assim sendo, fixado o melhor valor para A temos o parâmetro ω_0 usado para controlar essa intensidade.

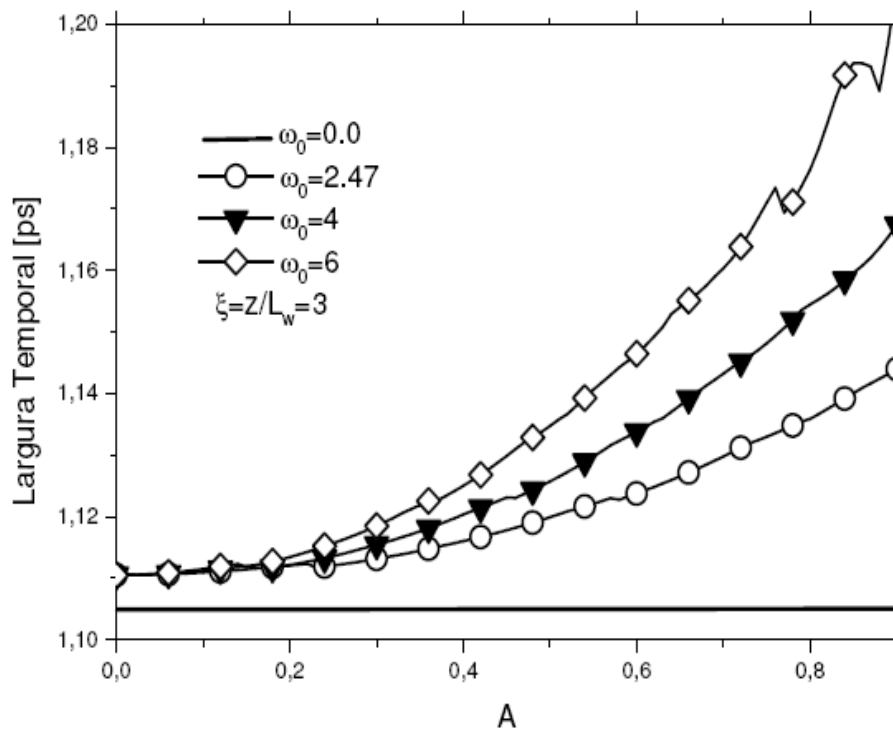


figura 4.17: Largura temporal e A para diferentes valores de ω_0

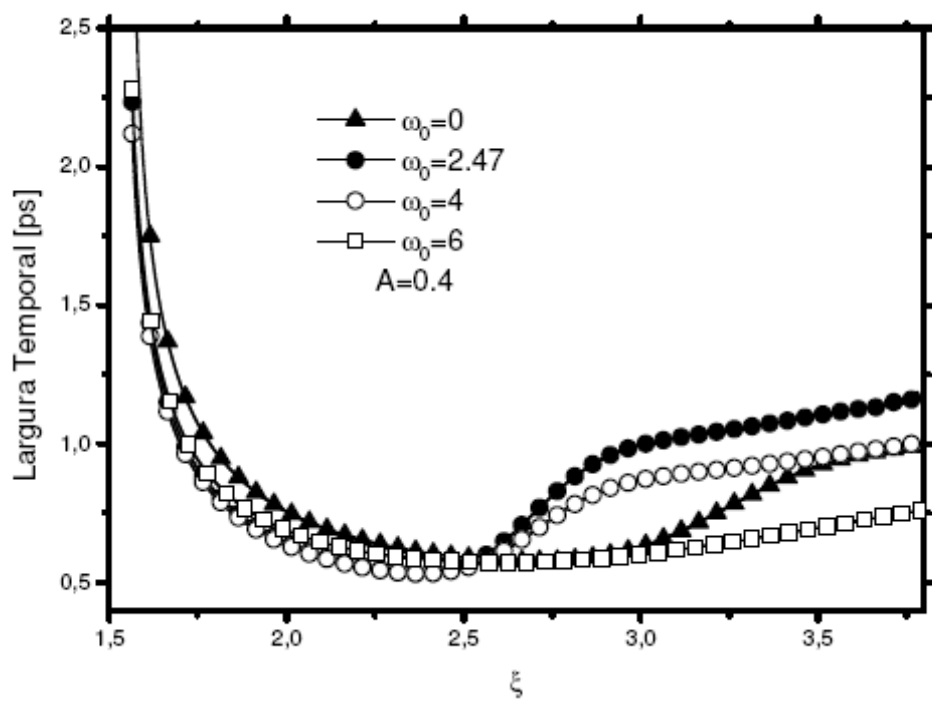


Figura 4.19: Largura temporal e ξ para diferentes valores de ω_0

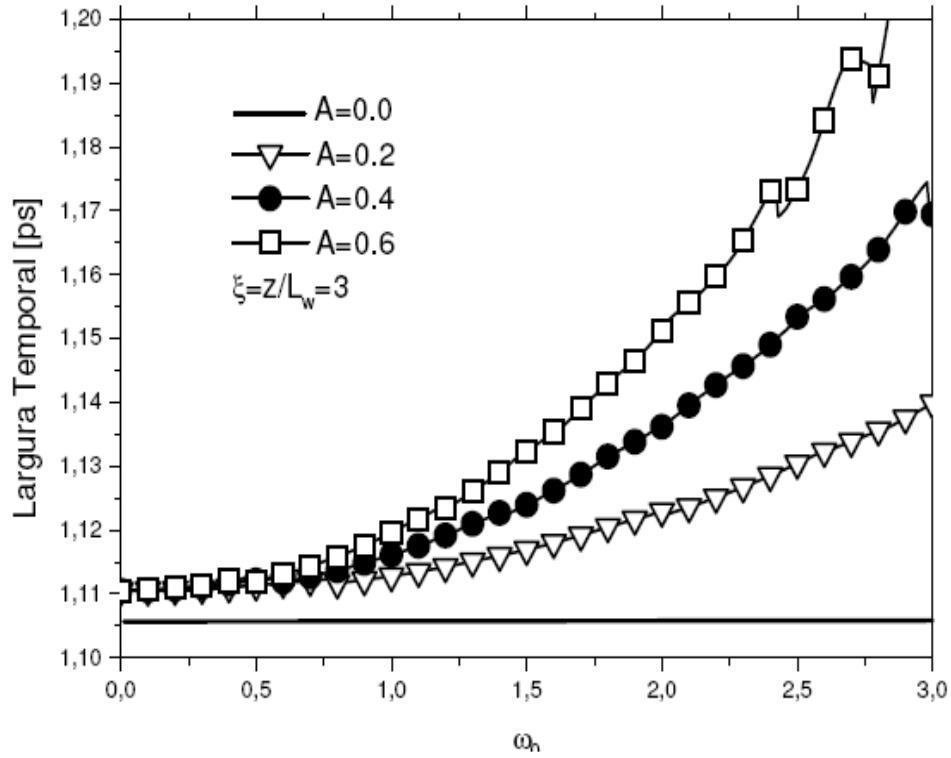


Figura 4.18: Largura temporal e ω_0 para diferentes valores de A

Antes de abordarmos a largura temporal, é importante ressaltar que o cálculo da largura só começa a ser determinada efetivamente após um comprimento **walk-off** segundo a Fig.4.16. Isso se dá pela escolha da definição da semente Raman como um sinal cw.

Temos inicialmente a largura temporal e o fator de modulação A para diferentes valores de ω_0 em $\xi = 0 - 3$ como mostra a Fig. 4.17. Nesta situação a largura do sinal Raman vem de uma forma de onda continua, isto é, nos primeiros pontos não há pulso formado e consequentemente não se tem determinação de largura temporal. Para a frequência moduladora $\omega_0 = 2.47$ fixa, à proporção que o fator modulador A vai aumentando a largura temporal tende a diminuir, o que sugere uma relação inversamente proporcional entre o a largura temporal do pulso e o fator modulador tanto para o regime constante quanto para o regime periódico. Neste caso específico, comparando a curva de largura temporal (triângulo aberto para baixo) para o regime constante com o caso para o

regime periódico para $\omega_0 = 2.47$ (bola aberta) tem-se uma menor largura temporal para o segundo. Agora, para diferentes valores constantes do fator de modulação A e a variação da frequência de modulação ω_0 temos curvas que mostram um aumento da largura temporal fixado A e variando ω_0 para valores de fator de modulação maiores confirmando o que tínhamos dito antes a cerca da relação inversamente proporcional entre a largura temporal e o fator de modulação A . Finalmente, foi esboçada a largura temporal e a distância normalizada de propagação ξ como mostra a figura 4.19. A largura é quase estável para valores elevados do fator de frequência. Para este caso, á medida que a distancia aumenta para valores pequenos de ω_0 temos uma maior largura temporal.

Podemos concluir de antemão que há possibilidade de estreitar o sinal em domínio do tempo resulta em alargamento do espectro de frequência.

4.2 COMPARAÇÃO QUANTITATIVA E QUALITATIVA DOS REGIMES PERIÓDICOS E NÃO PERIÓDICO

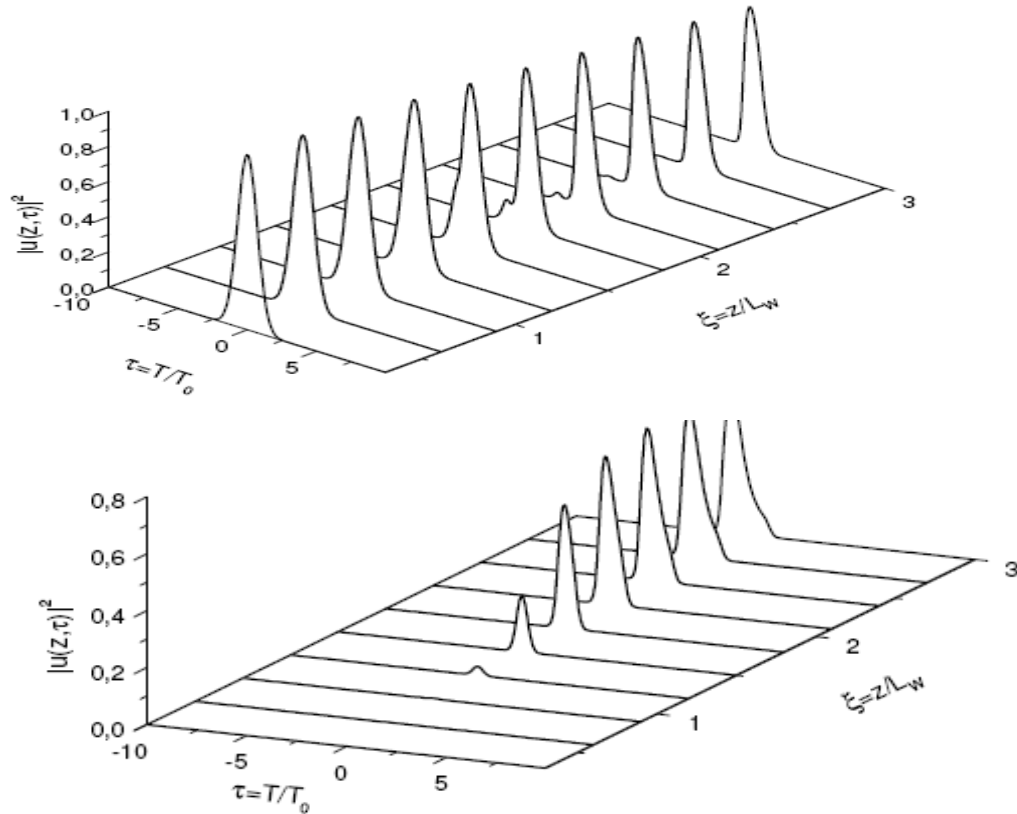


Figura 4.20 Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) para três comprimentos walk-off para o regime de ganho constante, isto é, $\omega_0 = 0$ ou $A = 0$

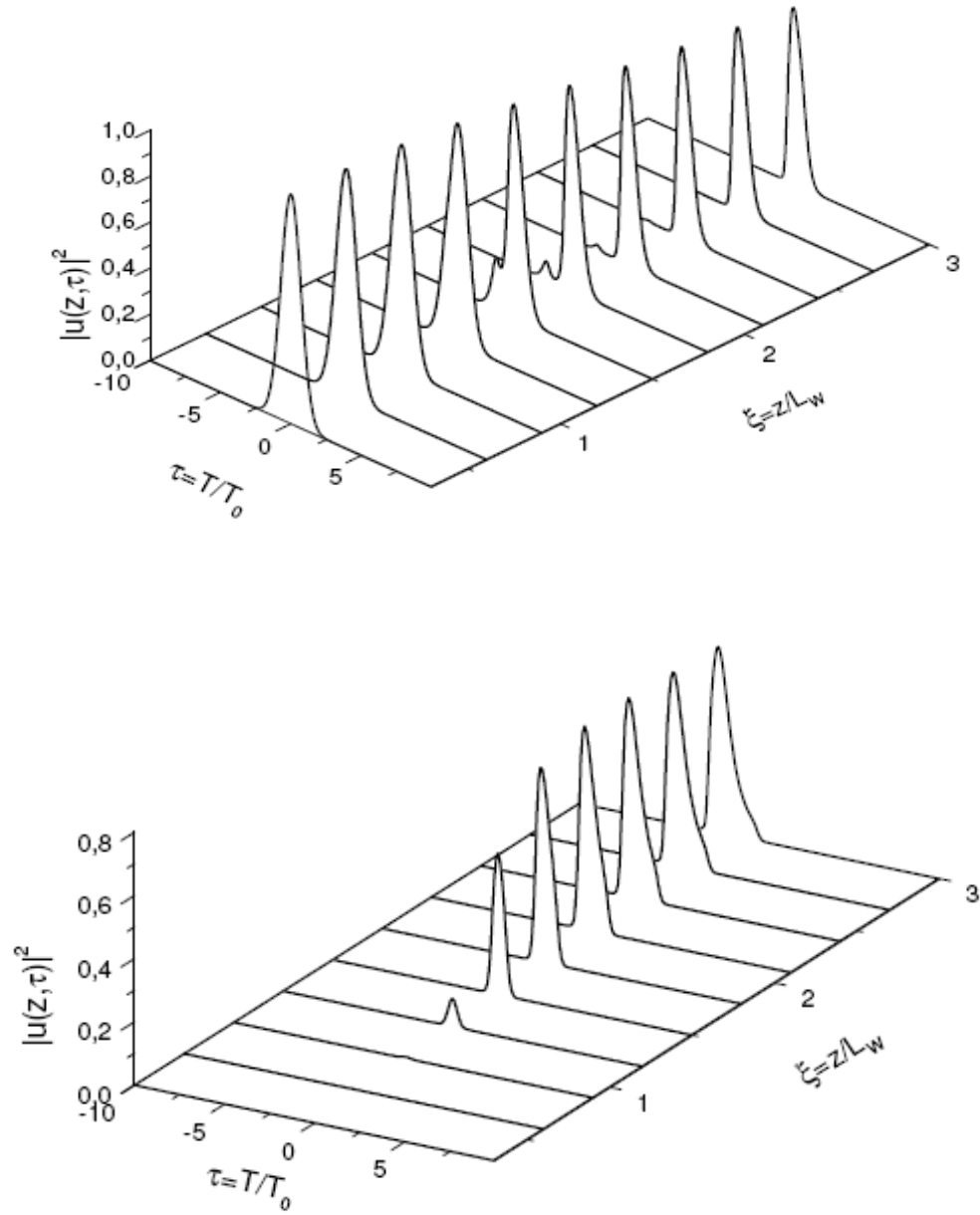


Figura 4.21 Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho não periódico, isto é, $\omega_0=2.47$ e $A=0.2$.

Na figura 4.20 temos o pulso de bombeio (figura superior) e o pulso Raman (figura inferior) para o regime de ganho constante. Na figura 4.21 temos o pulso de bombeio (figura superior) e o pulso Raman (figura inferior) para o regime de ganho periódico com $\omega_0=2.47$ e $A=0.2$. A primeira diferença notada para as figuras 4.20 e 4.21 dos regimes constantes e periódicos respectivamente, é a formação do pulso Raman com maior intensidade para o regime periódico do que no caso do regime constante. Essa maior intensidade resulta de uma maior transferência de energia do pulso de bombeio para o pulso Raman. Com relação ao pulso de bombeio no regime periódico a pequena estrutura de pico que aparece na parte esquerda lateral do pulso apresenta uma formação de vale mais acentuada, o que indica a presença do Raman neste local e intenso fluxo de energia. Os picos posteriores ao longo da propagação mostram-se com maior intensidade para o regime de ganho periódico e mais estreitos tendo suas partes superiores bem agudas comparadas com o regime de ganho constante. Este estreitamento temporal elevado os condiciona a adquirir um espectro de frequência mais largo. A transferência de energia para o pulso Raman do pulso de bombeio é completa bem antes do que ocorre para o regime de ganho constante, onde é completa próximo de $z=3L_W$. A energia transferida faz com que a má correlação de velocidade de grupo do pulso Raman cause uma separação física dos pulsos que é muito maior para o regime de ganho periódico. O pulso Raman no regime de ganho periódico se move muito mais rápido do que ocorre para o regime de ganho constante com relação aos seus respectivos pulsos de bombeio no regime de dispersão de velocidade de grupo normal, essa energia para SRS vem da parte principal dianteira do pulso de bombeio para os dois regimes. Para os dois regimes vimos claramente que em $z=2L_W$ tem-se a maior transferência de energia na propagação levando a uma estrutura de dois picos no pulso de bombeio como resultado da depleção que para o regime de ganho periódico apresenta um buraco mais acentuado próximo da extremidade dianteira principal que corresponde exatamente a localização do pulso Raman.

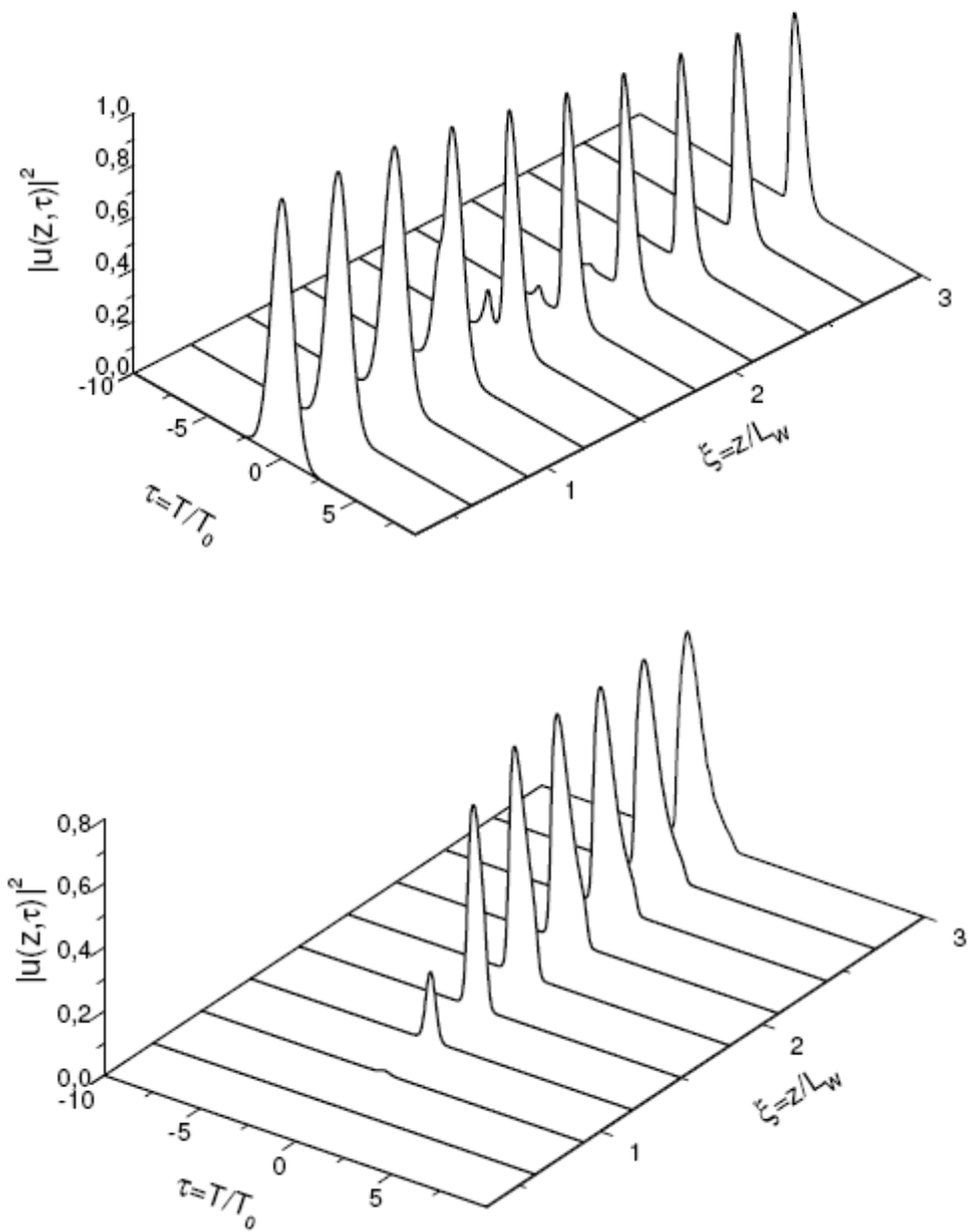


Figura 4.22 Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho não periódico, isto é, $\beta = 2.47$ e $A = 0.4$.

Na figura 4.22 temos o pulso de bombeio (figura superior) e o pulso Raman (figura inferior) mostrando que ao aumentarmos o valor do parâmetro A que corresponde à amplitude da função periódica que modula o coeficiente de ganho Raman. Esse parâmetro ao ser aumentado de forma não intensa resulta em aumento da intensidade do pulso amplificado que supera o regime do ganho Raman constante sem nenhuma interferência aparente. A seguir iremos verificar o caso em que temos a amplitude da função periódica fixada em 0.4, valor este considerado neste trabalho como o melhor para este parâmetro, e tomar diferentes valores de ω_0 .

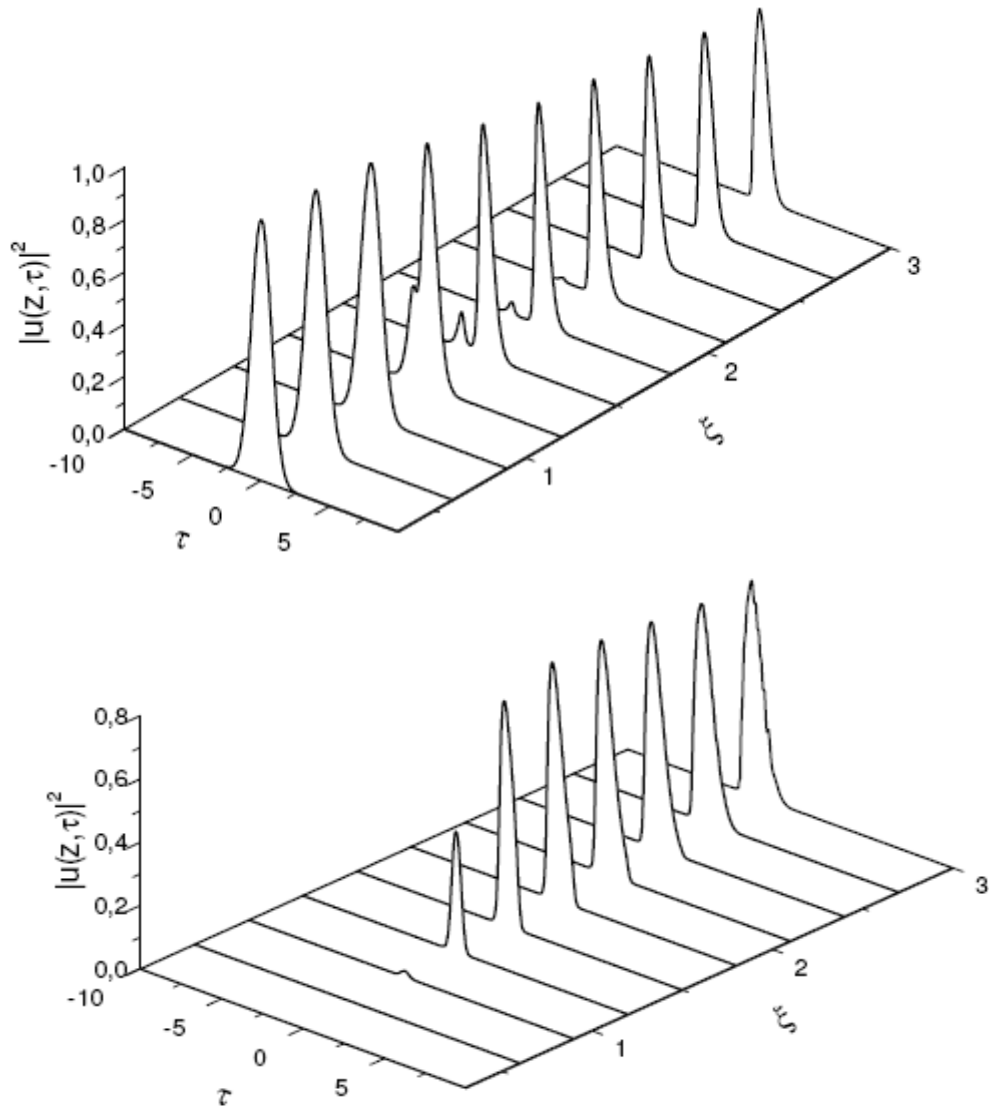


Figura 4.23 Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho periódico $\omega_0=4$ e $A=0.4$.

Na figura 4.23 tomando o parâmetro $A = 0.4$ e $\omega_0 = 4$ notamos que o pulso eleva sua intensidade consideravelmente e no último pulso temos já pequenas deformidades laterais no pulso Raman além de termos a formação do pulso bem mais intensa já aparecendo indícios de uma forma de pulso antes de um comprimento walk-off. Com relação ao pulso de bombeio temos uma feição muito interessante que é o aparecimento de uma estrutura de três picos indicando mais uma maior frequência de transferência de energia para estes três pulsos durante a amplificação do pulso Raman. Outro fato que vale ressaltar aqui é o estreitamento que tanto o pulso Raman sofre e o pulso de bombeio aqui bem mais forte com pulso também com parte superior bem aguda. Na figura 4.24 aumentamos o valor de $\omega_0 = 8$ e mantivemos a amplitude constante e verificamos a continuidade do estreitamento do pulso Raman e no último pulso mostra uma leve estrutura de pulso lateral. O pulso se forma com mais consistência antes de um comprimento walk-off. O pulso de bombeio mostra seu estreitamento e as três estruturas de pico.

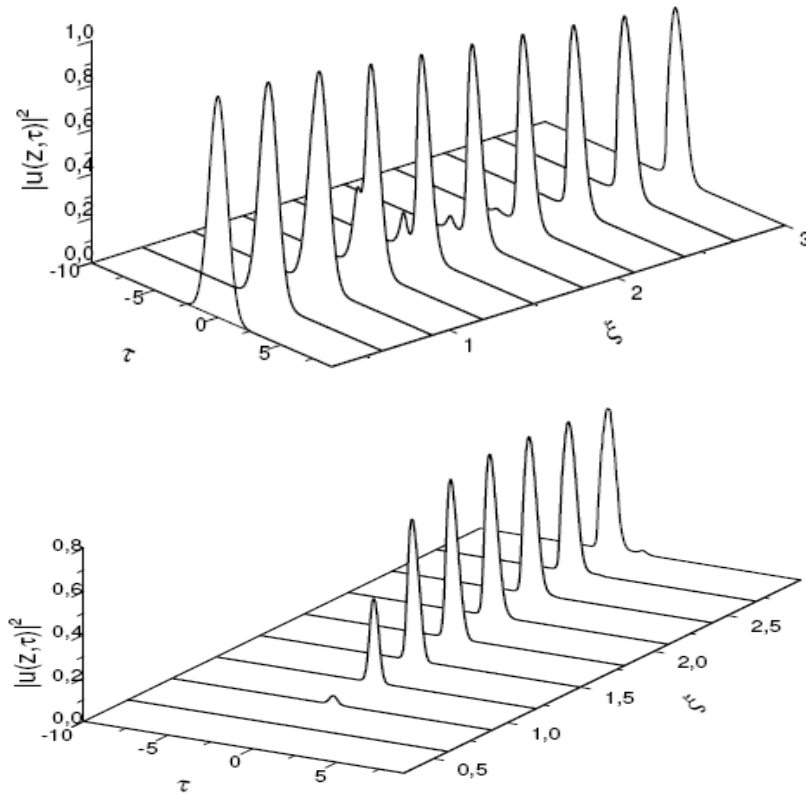


Figura 4.24 Evolução dos pulsos de bombeio (figura superior) e Raman (figura inferior) por três comprimentos walk-off para o regime de ganho periódico, isto é, $\omega_0 = 8$ e $A = 0.4$.

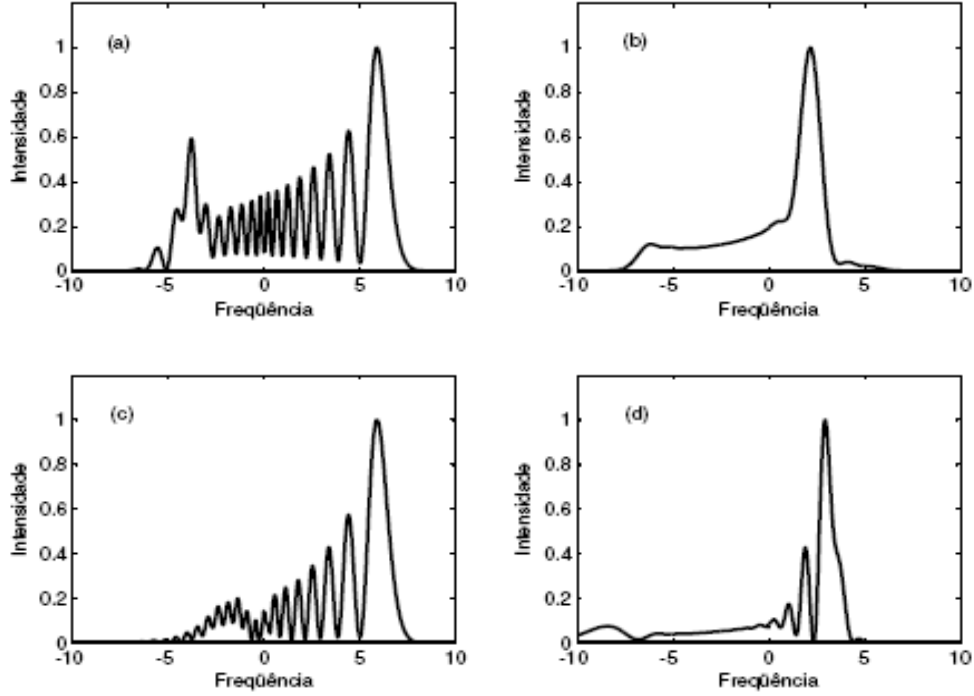


Figura 4.25 Espectros dos pulsos de bombeio e Raman (linha superior) para o regime de ganho constante e para o regime de ganho periódico (linha inferior) com $A=0.4$ e $\omega_0=2.47$ em $z=2L_W$ para os dois regimes.

Os espectros dos pulsos de bombeio e de Raman mostram muitas feições interessantes resultantes da combinação dos efeitos de SPM, XPM, má correlação de velocidade de grupo, e depleção do bombeio. A figura 4.25 mostra na linha superior os espectros de bombeio e de Raman para o regime de ganho constante e na linha inferior os espectros para o regime de ganho periódico ambos em $\xi = \frac{z}{L_W} = 2$. A natureza assimétrica destes espectros devido ao efeito de XPM é maior para o regime de ganho periódico (linha inferior) comparado com o regime de ganho constante (linha superior) resultante da dependência deste efeito da intensidade do pulso Raman amplificado com maior transferência de energia no regime de ganho periódico. O lado de alta frequência do espectro do bombeio exibe uma estrutura oscilatória menor no regime de ganho periódico, como essa característica é devido ao SPM isso nos leva a crer que para o regime de ganho periódico há certa inibição desse efeito. É sempre importante lembrar

que na ausência do efeito SRS, o espectro seria simétrico com a mesma estrutura aparecendo no lado de baixa frequência. Como os componentes de baixa frequência ocorrem próximos da extremidade principal do pulso de bombeio e porque o bombeio sofre depleção no lado principal, a energia é transferida principalmente dos componentes de baixa frequência do pulso de bombeio. Assim, para o regime de ganho periódico a extremidade principal do pulso de bombeio diferencia-se do regime de ganho constante por um efeito de depleção bem maior que resulta em uma transferência de energia dos componentes de baixa frequência do pulso de bombeio mais intensa. A largura de frequência do espectro do pulso Raman Fig.4.25a para o regime periódico é bem maior do que para o regime de ganho constante que é também em parte pela mesma razão. No regime de ganho constante o espectro do pulso Raman está quase sem feição em $z = 2L_W$ porém para o regime de ganho periódico ele desenvolve estrutura interna considerável. Isso é devido à combinação do efeito de XPM e da depleção do bombeio que para o regime de ganho periódico é mais intenso pela maior transferência de energia que ocorre; o chirp de frequência através do pulso Raman induzido por estes efeitos pode variar rapidamente ambos em magnitude e sinal e leva a uma forma espectral complicada.

Até aqui os resultados numéricos tem mostrado que por causa de um ganho Raman maior, o pulso Raman cresce mais rapidamente e leva mais energia. No caso do regime de ganho Raman periódico onde o ganho oscila e depende dos valores dos parâmetros A e ω_0 , o primeiro tem relação com a intensidade e o segundo com a frequência, assim para cada ponto do pulso Raman este tem um ganho diferente ao longo de sua propagação. Para o regime de ganho periódico o espectro do pulso Raman alarga sem que haja a necessidade de decréscimo em L_{NL} que seria possível com o aumento da potência de pico, com o decréscimo, ambas as contribuições de XPM e SPM para o chirp de frequência são aumentadas. Este alargamento é devido ao efeito mais forte do XPM no pulso Raman comparado com aquele que ocorre para o pulso de bombeio. Na Fig.4.26 temos a situação idêntica à anterior com a diferença que os pulsos Raman e bombeio formaram co-propagados em $\xi = \frac{z}{L_W} = 3$. Neste caso, podemos verificar o maior alargamento do espectro do pulso Raman Fig.4.26d para o regime de ganho periódico e uma maior suavização no lado de baixa frequência comparado como o regime de ganho

constante. O maior número de estrutura oscilatória decorrente da atuação do efeito de automodulação de fase comprava o que já tinha acontecido em $\xi = \frac{z}{L_w} = 2$. Houve por parte do bombeio também certa suavização no lado de baixa frequência, sem tanta estrutura oscilatória como mostra a figura 4.26c. A Fig.4.26a e 4.26b representam os espectros de bombeio e Raman para o regime de ganho constante respectivamente.

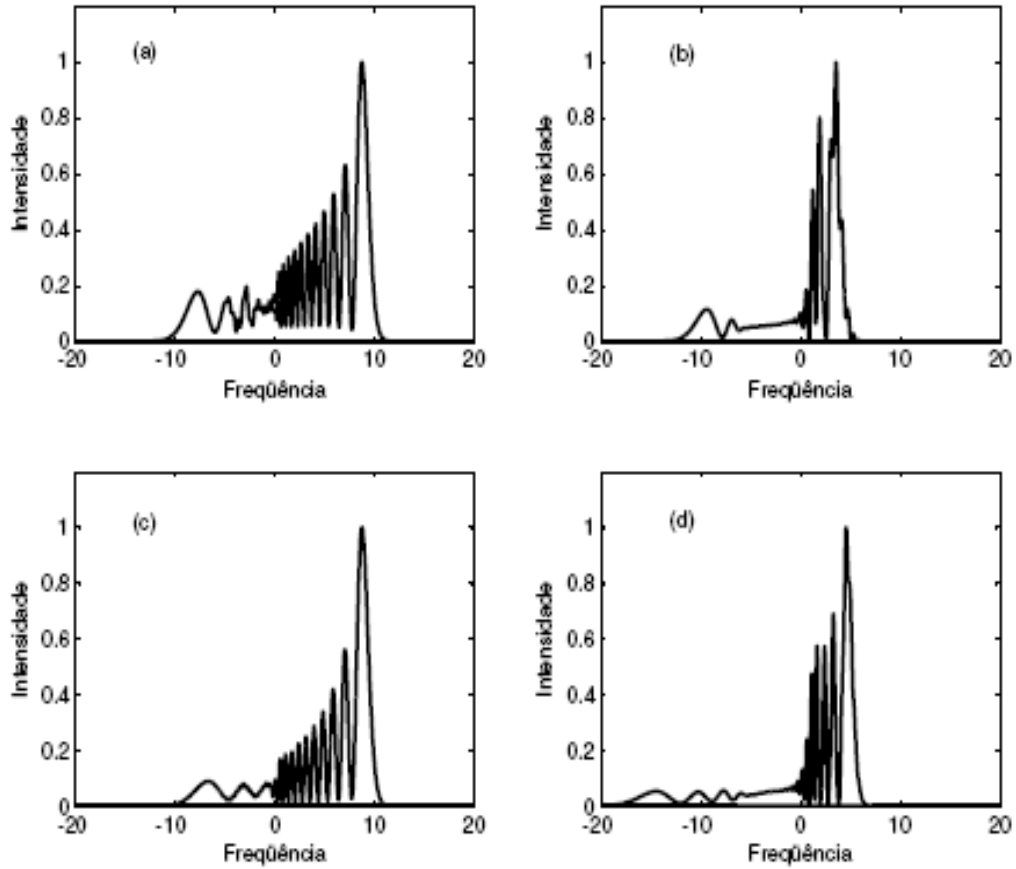


Figura 4.26 espectros dos pulsos de bombeio e Raman (linha superior) para o regime de ganho constante e para o regime de ganho periódico (linha inferior) com $A=0.4$ e $\omega_0=2.47$ em $z=3L_w$ para os dois regimes.

CAPÍTULO 5

Conclusões e trabalhos futuros

5.1 CONCLUSÕES

O objetivo do trabalho apresentado tem como ponto primordial mostrar inicialmente as vantagens de um novo modelo para a amplificação Raman. O modelo é baseado na definição dos coeficientes de ganho Raman como uma função periódica onde utilizamos os parâmetros dessas funções como fatores para controlar e regular o processo de amplificação óptica baseada na amplificação Raman. Foi também definido, sem perda de generalidade, um único pulso de bombeio e um único pulso a ser amplificado este último como um pulso cw. Foi mostrado que fazendo uso desses parâmetros podemos analisar quantitativamente e qualitativamente o processo de amplificação Raman, isto é, a transferência de energia do pulso forte de bombeio para o pulso fraco de maneira satisfatória. Com isso não estamos mais presos a uma taxa de ganho constante e nos possibilitando uma maior flexibilidade para projetar o processo de amplificação óptica utilizando amplificadores ópticos Raman.

No tocante a prática, o amplificador Raman com esse diferencial, isto é, de agora ter a possibilidade de regular e controlar a taxa de ganho do pulso de bombeio para o sinal a ser amplificado abre uma grande possibilidade para projetos futuros que envolvam o efeito Raman.

5.2 TRABALHOS FUTUROS

Algumas direções podem ser apontadas para a continuidade desse trabalho.

Detalhes sobre essas direções são fornecidos em seguida:

1. Aplicação de outras funções que não a utilizada neste trabalho para uma comparação na procura da melhoria do processo de amplificação Raman.
2. Análise mais profunda sobre a amplificação com inclusão de ruídos no sistema e outros fatores relevantes a todo o processo de amplificação Raman na procura de tornar todo o processo o mais próximo da realidade e da aplicabilidade tecnológica.
3. O aumento do número de canais para um estudo de sistemas WDM.
4. A aplicação para sistemas híbridos, isto é, utilizando o amplificador Raman com função de monitorar amplificadores EDFA em sistemas de longo alcance.
5. As possibilidades de um maior controle dos sistemas que por motivo dimensionais não devem negligenciar os casos envolvendo o fenômeno de espalhamento Raman.
6. Estudar a maior flexibilidade adquirida com a modulação do coeficiente de ganho Raman comparada com o modelo que utiliza o coeficiente de ganho Raman constante.
7. Por em prática mediante um dispositivo regulador e controlador baseado na modulação de coeficiente de ganho Raman periódico aqui apresentado em centros de excelência.

Este trabalho motivou o estudo da amplificação periódica através de uma análise qualitativa e quantitativa. Entretanto, esse tópico por si só é motivo para outras pesquisas, e após essa etapa agora finalizada, acredita-se que com essa nova roupagem do coeficiente de ganho Raman que se mostrou um melhoramento no processo de amplificação óptica abre novos caminhos para modelos que envolvam o efeito Raman onde é preciso regular a taxa de energia de transferência do pulso de bombeio. Além disso, adquirimos conhecimentos relevantes não só acerca da amplificação Raman, mas também do efeito de espalhamento Raman (SRS), efeito esse que em sua manifestação se faz presente como, por exemplo, geração Raman, que descreve o crescimento de pulso Stokes oriundo de radiação Raman modificada espontaneamente espalhada na fibra; amplificação Raman, transferência de energia de um pulso de menor comprimento de onda para um de maior comprimento de onda via SRS; e finalmente SRS intrapulso que aparece como uma transferência de energia de componentes de frequência mais altas de um pulso de frequência mais elevada do mesmo pulso em um fenômeno não linear chamado mudança de autofrequência (SFS).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991), Capítulo 2.
- [2] J.A.Buck, *Fundamentals of Optical Fibers* (Wiley, New York, 1995), Capítulo 3.
- [3] Govind. P., Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Terceira Ed., Academic Press, 2001.
- [4] J. D, Kraus e D. A., Fleisch, *Electromagnetics with Applications*. Quinta Edição 1999 McGraw-Hill Internacional;
- [5] Marcelo, Alonso e Edward J. Finn, *Física: um curso universitário*, Vol. II - Campos e Ondas. 1ª Ed., Edgard Blücher Ltda., 1972.
- [6] M. R., Spiegel, *Manual de Fórmulas, Métodos e Tabelas de Matemática*, 2ª Ed. Revisadas e Ampliadas Makron Books.
- [7] Amnon, Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*. Quinta Edição Oxford University Press, 1997.
- [8] Govind. P., Agrawal, *Fiber Optics Communication Systems*, Terceira Edição. Wiley-Interscience, 2002.
- [9] Rajiv, Ramaswami e Kumar N., Sivarajan *Optical Network. A Practical Perspective*, 2nd Ed., Academic Press, 2002.
- [10] P. A, Franken e, J. F., Ward, “*Optical Harmonics and Nonlinear Phenomena*”, *Reviews of Modern Physics*, vol. 35, Nº 01, pp. 23-39, 1963.
- [11] Dietrich, Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Segunda Edição., Academic Press, 1991.
- [12] Amnon, Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*. Quinta Ed., Oxford University Press, 1997.
- [13] J. M. Senior, *Optical fiber communication. Principles and Practice*, Prentice-Hall International Series in Optoelectronics, Prentice- Hall International, Inc., Capítulo 2, 1985.
- [14] Amnon, Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, Oxford University Press, Inc., 1997.
- [15] R. Ramaswami, e N. K., Sivarajan, *Optical Networks*, Primeira Edição, New York, Morgan Kaufmann Publishers, 1998.

- [16] A. H., Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Primeira Edição, Prentice-Hall, 1984.
- [17] Robert G., Warts, “Nonlinear Effects in Coherent Multichannel Transmission through Optical Fibers”, *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, Nº 08, pp.1344-1368, 1990.
- [18] S. A. Akmmanov, V. A. Vysloukh, e A. S. Chirkin, *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (American Institute of Physics, New York, 1992), Capítulo 1.
- [19] R. R. Alfano e S. L. Shapiro, *Phys. Ver. Lett.* **24**, 592 (1970); *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1217 (1970).
- [20] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck e R. R. Alfano, “Temporal and Spectral Effects of Cross-Phase Modulation on Co-propagation Ultra short Pulses in Optical Fibers”, *Physical Review A*, vol. 40, nº 9, November 1989.
- [21] P. L. Baldeck e R. R. Alfano, “Induced-frequency Shift of Co-propagation Ultra fast Optical Pulses”, *Appl. Phys. Lett.*, 52, pp. 23, 6 June 1988.
- [22] Jeff Hecht, “Mitigating Nonlinear effects in Long Haul Transmission Systems”, *Laser Focus World*, 2002. [23] Mário M. Freire, José A. R. Pacheco de Carvalho, Álvaro M. F. de Carvalho e Henrique J. ^a da Silva, “Limitações Impostas à Transmissão Óptica a 1550 nm por Efeitos Não-Lineares em Fibras mono modo Padrão”, Instituto de Telecomunicações – Pólo de Coimbra, Universidade de Coimbra.
- [23] Manual da Fibra Padrão – ST, “Corning® SMF-28TM CPC6”, fabricada pela Corning Incorporated Telecommunications Products Division.
- [24] J. A. J, Ribeiro, *Comunicações Ópticas*, 1ª Edição, Editora Érica, 2003.
- [25] R.H. Stolen e E.P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 276 (1973).
- [26] Y.R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984), Chap.10
- [27] R.H. Stolen e E.P. Ippen, e A.R. Tynes, *Appl. Phys. Lett.* **20**, 62 (1972).
- [28] D. Mahgerefteh, D.L. Butler, J. Goldhar, b. Rosengerb, e G. L. Burdge, *Opt. Lett.* **21**, 2026 (1996).
- [29] C.R. Menyuk, M.N. Islam, e P. Gordon, *Optical Lett.* **16**, 566 (1991).
- [30] C. Headley e G.P. Agrawal, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 2170 (1995)
- [31] R.H. Stolen e J.P. Gordon, W. J. Tomlinson, e H. A, Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** , 1159 (1989).
- [32] V.N. Lugovoi, *Sov. Phys. JETP* **44**, 683 (1976).

[33] Y.B.Band, J.R. Adkerhalt, e D.F. Heller, IEEE J. *Quantum Electron.* **26**, 1259 (1990).

[34] V.N. Lugovoi, *Sov. Phys. JETP* 44,683 (1976).

TRABALHOS SUBMETIDOS EM REVISTAS INTERNACIONAIS

1-All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of 'SUM' and 'CARRY'

J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, C. S. Sobrinho, **J. M. S. Filho**, A. F. G. F. Filho, J. C. Sales, M. G. Silva, A. S. B. Sombra
Submetido ao Fiber and Integrated Optics (outubro 2007)

2-PERFORMANCE STUDY OF AN ALL-OPTICAL LOGIC GATE BASED IN PAM-ASK

A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W. B. Fraga, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, S. P. Marciano, J. C. Sales, H. H. B. Rocha, J. R. R. Sousa, **J. M. S. Filho**, F. T. Lima and A. S. B. Sombra
Submetido ao Journal of Modern Optics (dezembro 2007)

3-RAMAN AMPLIFICATION OF SHORT PULSES WITH PERIODIC GAIN

J.M.S. Filho, C.S. Sobrinho, A.C. Ferreira, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, G.F. Guimarães, A.F.G.F. Filho, S.P. Marciano, J.C. Sales.

Submetido ao

PARTICIPAÇÕES EM ENCONTROS E APRESENTAÇÕES DE TRABALHOS

1-Amplificação Raman de pulsos curtos em fibras ópticas com ganho periódico

JC Sales, **J.M.S. Filho**, SP Marciano, JS Almeida ASB Sombra.

PROC. DO XXV ENCONTRO DOS FÍSICOS DO NORTE-NORDESTE,

OUTUBRO 15-20 NATAL-RN-BRAZIL (2007)

2-Portas lógicas ópticas obtidas com efeitos SPM e GVD, agindo juntos no AOTF operando com pulsos de luz da ordem de pico segundos via sinal soliton.

JC Sales, SP Marciano, **J.M.S. Filho**, JS Almeida, HHB Rocha ASB Sombra.

PROC. DO XXV ENCONTRO DOS FÍSICOS DO NORTE-NORDESTE,

OUTUBRO 15-20 NATAL-RN -BRAZIL (2007)

5.3. ANEXO A

5.3.1 Método Split-Step Fourier

O método *Split-Step Fourier* (SSF) é um dos métodos numérico mais empregado na solução de propagação de pulsos em guias ópticos. Ele apresenta um menor tempo de computação, em relação a outros métodos. Isso se deve ao uso do algoritmo de Transformada Rápida de Fourier (*FFT - Fast Fourier Transform*). A idéia básica do SSF consiste em dividir a fibra em pequenos pedaços de comprimento, h , assumindo que a dispersão e a não-linearidade da fibra agem isoladamente em alternância. A Figura A.1 mostra, esquematicamente, essa idéia.

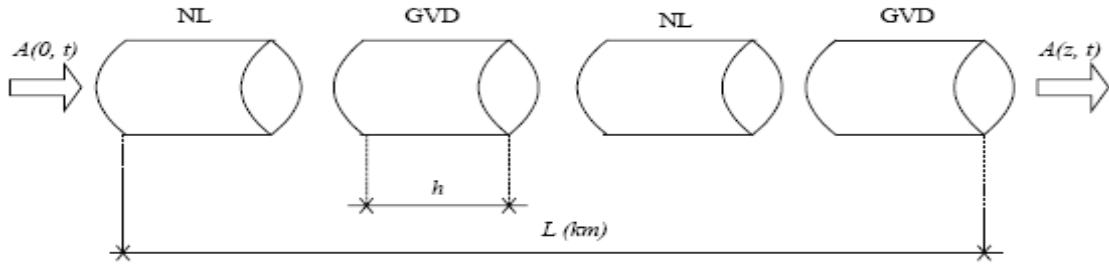


Figura A.1: Representação do método SSF

A equação não linear de Schroedinger foi derivada como consequência da propagação da onda no meio não linear. Infelizmente, uma solução analítica só existe em poucos casos tais como operação livre de dispersão. É, portanto, essencial desenvolver métodos para uma solução geral levando em conta o sistema completo com todos os seus vários parâmetros. A técnica mais usada é o método *Split-Step Fourier*, que pertence aos métodos pseudo-espectrais. A idéia do método *Split-Step Fourier* propõe que para uma pequena distância a dispersão e a não linearidade pode ser encarada como se os dois efeitos atuassem independentemente.

A equação de Schroedinger Não Linear Generalizada pode ser escrita da seguinte forma:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \gamma |A|^2 A \quad (5.1)$$

, governa a propagação da onda em fibras ópticas sem perda. Em (1), $A=A(z,t)$ é a amplitude do campo variando lentamente, β_2 e β_3 são respectivamente os coeficientes de dispersão de segunda e terceira ordem, γ é o coeficiente de não linearidade (o efeito Kerr óptico), z é a posição ao longo da fibra, e t é o tempo local, isto é, em uma referencial que viaja com a velocidade de grupo média da onda.

A equação pode ser escrita como:

$$i \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = (D + N[A])A(z,t), \quad (5.2)$$

, com D e N definidos como.

$$D = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3}{\partial t^3} \quad (5.3)$$

$$N = \gamma |A(z,t)|^2,$$

, onde D é um operador diferencial que é aplicado ao efeito dispersivo, enquanto N o operador aplicado na parte não linear.

Com os dois operadores D e N serão empregados sobre as partes da linearidade e não linearidade, resolvendo as duas partes constituintes das equações acopladas.

A equação acoplada não linear de Schrödinger utilizadas nas simulações tem como operadores lineares e não lineares as seguintes definições abaixo:

$$D_{pump} = \frac{i}{2} (\beta_{2p}) (\omega^2); \quad D_{semente} = i * d * \omega + \frac{i}{2} (\beta_{2s}) (\omega^2);$$

$$SPM_{pump} = (i * \gamma_p) (|u_p|^2); \quad SPM_{semente} = (i * \gamma_s) (|u_s|^2);$$

$$XPM_{pump} = (i * \gamma_p) (2 - f_r) (|u_s|^2); \quad XPM_{semente} = (i * \gamma_s) (2 - f_r) (|u_p|^2);$$

$$NG_{pump} = \sum_n (-g_p (1+n)) (|u_s|^2); \quad NG_{semente} = \sum_n (-g_s (1+n)) (|u_p|^2);$$