



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ

CENTRO DE TECNOLOGIA

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

MARCOS BENEDITO CALDAS COSTA

**Análise numérica do acoplador duplo não-linear baseado
em fibras de cristais fotônicos (NLDC-PCF) operando com
PAM e PWM para obtenção de portas lógicas**

FORTALEZA

2013

MARCOS BENEDITO CALDAS COSTA

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ACOPLADOR DUPLO NÃO-LINEAR BASEADO EM
FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF) OPERANDO COM PAM E PWM
PARA OBTENÇÃO DE PORTAS LÓGICAS**

Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática. Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

FORTALEZA

2013

Dedico este trabalho
aos meus pais Benedito Costa e
Maria de Jesus, a minha esposa
Camila Costa e aos meus irmãos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus, por toda graça que me oferece trazendo paz e saúde.

Aos meus pais Benedito Costa e Maria de Jesus, pelo apoio que sempre me deram, pelo referencial e modelo que sempre foram para mim.

A minha esposa Camila Costa, por sempre compreender e acompanhara minha vontade de obter o título de Doutor. Agradeço pelo amor, carinho, companheirismo e dedicação.

Ao professor e meu orientador Antônio Sergio Bezerra Sombra, por ter compreendido o meu processo de transferência do Programa de Pós-Graduação da UFPA para Programa de Pós-Graduação da UFC e me aceitado orientar durante o período de permanência na UFC.

Aos meus amigos e parceiros da UFC, Antônio Filho, José Rubens, Amarílio e Agliberto.

Aos amigos Cícero, Amarílio e Alisson pelas contribuições nos resultados obtidos nesta tese.

Sinceros agradecimentos ao grupo de óptica não-linear do qual participo, LOCEM/UFC.

À Universidade Federal do Pará.

MARCOS BENEDITO CALDAS COSTA

**ANÁLISE NUMÉRICA DO ACOPLADOR DUPLO NÃO-LINEAR BASEADO EM
FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF) OPERANDO COM PAM E PWM
PARA OBTENÇÃO DE PORTAS LÓGICAS**

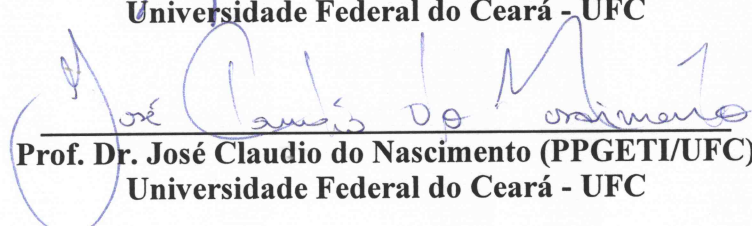
Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática, área de concentração Eletromagnetismo Aplicado.

Aprovada em 01/02/2013.

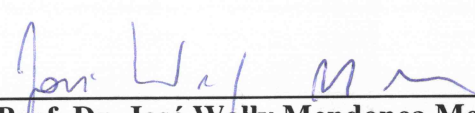
BANCA EXAMINADORA



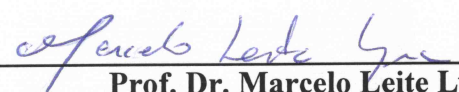
Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. José Claudio do Nascimento (PPGETI/UFC)
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. José Wally Mendonça Menezes
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará, IFCE



Prof. Dr. Marcelo Leite Lyra
Universidade Federal de Alagoas - UFAL



Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa
Universidade de Campinas - UNICAMP

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca de Pós-Graduação em Engenharia - BPGE

-
- C874a Costa, Marcos Benedito Caldas.
Análise numérica do acoplador duplo não-linear baseado em fibras de cristais fotônicos (NLDC-PCF) operando com PAM e PWM para obtenção de portas lógicas / Marcos Benedito Caldas Costa. – 2013.
105 f. : il. color., enc. ; 30 cm.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Departamento de Engenharia de Teleinformática, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2013.
Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado.
Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.
1. Teleinformática. 2. Fibras óticas. I. Título.

Sumário

RESUMO

ABSTRACT

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Lista de abreviaturas e siglas

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	11
1.2 OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO.....	12
CAPÍTULO 2 – FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO	14
2.1 EVOLUÇÃO DOS CRISTAIS FOTÔNICOS.....	14
2.2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS.....	18
2.3 - FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO.....	20
2.3.1 ESTRUTURA DAS PCFS MAIS COMUNS.....	21
2.3.2 MECANISMOS DE GUIAMENTO DAS PCFS.....	23
2.3.2.1 REFLEXÃO TOTAL INTERNA MODIFICADA.....	24
2.3.2.2 EFEITO PBG.....	24
2.4 FABRICAÇÃO DAS PCFS.....	24
2.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	29
CAPÍTULO 3 - ESTUDO DE EFEITOS NÃO LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS	32
3.1 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO EM UMA FIBRA ÓPTICA MONOMODO NO REGIME NÃO-LINEAR.....	32
3.2 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER.....	35
3.3 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR GENERALIZADA DE SCHRÖDINGER.....	39
3.4 DESCRIÇÃO DOS EFEITOS PREVISTOS PELA ENLGS.....	43
3.4.1 PROPAGAÇÃO DE UM ÚNICO CANAL.....	43
3.4.2 VELOCIDADE DE GRUPO.....	33
3.4.3 EFEITOS DISPERSIVOS.....	44
3.4.4 ATENUAÇÃO.....	46
3.4.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE.....	48
3.4.6 SELF-STEEPENING E INTRAPULSE RAMAN SCATTERING.....	50
3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	53
CAPÍTULO 4 TEORIA FUNDAMENTAL SOBRE ACOPLADORES DE ÓPTICA E DE FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO	55

4.1 ACOPLADORES DE FIBRAS CONVENCIONAIS.....	55
4.2 CARACTERÍSTICAS DOS ACOPLADORES.....	56
4.3 ACOPLADORES DIRECIONAIS E CONTRADIRECIONAIS.....	58
4.4 ACOPLADORES SIMÉTRICOS.....	58
4.5 ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR BASEADO EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF).....	58
4.6 RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	70
4.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	80
CAPÍTULO 5 ANÁLISE DE PORTAS LÓGICAS POR UM NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO DE CHAVEAMENTO DE AMPLITUDE DE PUSLO (PAM-ASK).....	81
5.1 DISPOSITIVOS ÓPTICOS E A MODULAÇÃO POR AMPLITUDE NO PROCESSAMENTO DIGITAL DE INFORMAÇÕES.....	82
5.2 MODELO PROPOSTO PARA MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSOS SÓLITONS NO NLDC-PCF PARA OBTENÇÃO DA PORTA LÓGICA OU.....	84
5.3 FERRAMENTA TEÓRICA PARA O ESTUDO DE PORTAS LÓGICAS NO NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO PAM-ASK.....	87
5.4 PROCEDIMENTO NUMÉRICO PARA ANÁLISE DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO PAM-ASK E DIFERENÇA DE FASE DOS PULSOS SÓLITONS INICIAIS.....	89
5.5 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	91
5.6 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO.....	91
5.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	91
CAPÍTULO 6 ANÁLISE DA PORTA LÓGICA POR UM NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO DE LARGURA DE PULSO (PWM).....	93
6.1 MODULAÇÃO POR LARGURA DE PULSOS SÓLITONS.....	96
6.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	99
6.3 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO.....	100
6.4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	102
CONCLUSÕES GERAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS.....	104

RESUMO

Neste trabalho, apresentamos uma análise numérica para a obtenção de portas lógicas totalmente óptica baseada em um acoplador direcional não-linear simétrico (NLDC) em fibras de cristal fotônico (PCF). O projeto mais comumente usado para o NLDC-PCF é uma fibra *holey*, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra, operando com dois pulsos de luz ultracurtos na forma de sólitons, de duração mínima de 100fs (femtosegundos). Investigamos dois formatos de modulação por pulsos, a modulação por amplitude de pulso (PAM) na modalidade de chaveamento de mudança de amplitude (ASK) e a modulação por largura de pulso (PWM) para obter portas lógicas no NLDC-PCF duplo simétrico. Avaliamos o efeito resultante de um incremento no parâmetro codificação PAM (ϵ) e PWM (w), considerando a dispersão de segunda ordem (β_2), a dispersão de terceira ordem (β_3) e efeitos não-lineares, tais como: SPM (*Self Phase Modulation*), SS (*Self-Steepening*) e IRS (*Intrapulse Raman Scattering*) em uma configuração sem perdas. Os nossos resultados indicam que é possível obter operações lógicas utilizando um controle de fase entre os pulsos de entrada.

Palavras-chave: fibras de cristal fotônico, acoplador direcional não-linear, modulação por amplitude de pulso; modulação por largura de pulso, porta lógica.

ABSTRACT

We present a numerical analysis for obtaining all-optical logic gates based on a nonlinear directional coupler symmetric (NLDC) based on photonic crystal fibers (PCF). The most commonly used to project the NLDC-PCF is a holey fiber, used here in cross section which is a periodic array of air holes extending through the length of the fiber, using two ultrashort light pulses in form of solitons, the minimum duration of 100fs (femtoseconds). We investigated two forms of modulation pulse, pulse amplitude modulation (PAM) in the form of amplitude shift keying (ASK) modulation and pulse width modulation (PWM) for logic gate NLDC-PCF symmetrical double. We evaluated the effect resulting from an increase in the offset parameter encoding PAM (ϵ) and PWM (w), considering the second order dispersion (β_2), the third order dispersion (β_3) and non-linear modulation effects SPM (Self Phase Modulation), SS (Self-Steepening) and IRS (Intrapulse Raman Scattering) in a configuration without loss. Our results indicate that logical operations can be obtained using a phase control between the input pulses.

Keywords: photonic crystal fibers, nonlinear directional coupler, pulse amplitude modulation; pulse width modulation; logic gate.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 Esquema de fabricação do cristal Yablonovite [1].....	5
Figura 2.2 Em (a) mostra uma visualização esquemática de um cristal tridimensional tipo <i>woodpile</i> [15], (b) corresponde à fotomicrografia de opalas monodispersas de látex em um cristal coloidal [16].....	6
Figura 2.3 Guia de onda implementado em <i>photonic crystal slab</i>	7
Figura 2.4 Exemplos de dispositivos ópticos baseados em <i>slabs</i> de cristal fotônico: (a) guia de onda com curvatura de 90°; (b) divisor de potência óptica; (c) microcavidade ressonante.....	8
Figura 2.5 Ilustração esquemática de cristais fotônicos unidimensional, (1D), bidimensional (2D), e tri-dimensional (3D) [1]). A parte inferior esquerda da figura detalha a obtenção de cavidade óptica, e a parte inferior direita mostra um guia de onda dentro de um cristal fotônico.....	9
Figura 2.6 Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [33].....	10
Figura 2.7 Representação esquemática dos dois tipos de estruturas mais comuns das PCFs: (a) arranjo triangular ou hexagonal e (c) arranjo honeycomb. (b) e (d) mostram fotos das respectivas fibras fabricadas.....	12
Figura 2.8 Principais parâmetros geométricos do arranjo das PCFs, d e Λ	13
Figura 2.9 Representação de estrutura periódica triangular (a) e quadrada (b) de furos.....	13
Figura 2.10 Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice.....	14
Figura 2.11 Processo de fabricação da PCF [35]: (a) criação de capilares individuais, (b) formação da pré-forma, (c) confecção da pré-forma intermediária, (d) confecção da fibra final.....	15
Figura 2.12: Ilustração da fabricação das PCFs [36].....	16
Figura 2.13 Exemplo dos três estágios da fabricação de uma PCF [35] através do método de stacking: (a) pré-forma com furos de diâmetro igual a 1 mm, (b) pré-forma intermediária com furos de 250 μm , (c) PCF final com furos de diâmetro de 3 μm , $d / \Lambda = 0,5$ e diâmetro da fibra igual a 120 μm	17
Figura 2.15 Típicas fibras fotônicas de sílica, ilustrando a presença dos furos intersticiais que podem surgir no processo de fabricação por capilares [37]. (a) PCF com núcleo de diâmetro 2,5 μm . (b) PCF com núcleo de diâmetro 5 μm	18

Figura 4.1a Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. Figura 4.1b Seção transversal do NLDC.....	47
Figura 4.2 Acoplador Simétrico.....	48
Figura 4.3 Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras <i>holey</i>) [17].....	49
Figura 4.4 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª ordem.....	52
Figura 4.5 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.....	53
Figura 4.6 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e SPM.....	53
Figura 4.7 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM e IRS.....	54
Figura 4.8 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS e IRS.....	54
Figura 4.9 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRS e DCA.....	55
Figura 4.10 Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS e IRS para $P_0=4,46 \times 10^3$ W.....	56
Figura 4.11 a) Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRS e DCA para $P_0=4,46 \times 10^3$ W b) Propagação do pulso ao longo de 33 cm do NLDC-PCF no canal 1 para $P_0=4,46 \times 10^3$ W.....	56
Figura 4.12 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.....	57
Figura 4.13 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.....	57
Figura 4.14 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada 50% maior que a potência crítica.....	58
Figura 5.1 Delimitação do modelo de codificação digital por amplitude dos pulsos.....	65
Figura 5.2 Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC-PCF, operando	

sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógica OU..... 66

Figura 5.3 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{1s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1s}) , como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $|(\varepsilon)|$ no intervalo $0 \leq |(\varepsilon)| \leq 9 W^{1/2}$, com $L_C = 1,8$ cm e $\Delta\Phi=0$ 73

Figura 5.4 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{2s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}) , como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $|(\varepsilon)|$ no intervalo $0 \leq |(\varepsilon)| \leq 9 W^{1/2}$, com $L_C = 1,80$ cm e $\Delta\Phi=0$ 74

Figura 5.5: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{1s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 3 W^{1/2}$ 75

Figura 5.6 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{2s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 3 W^{1/2}$ 76

Figura 5.7: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{1s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4 W^{1/2}$ 76

Figura 5.8: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{2s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4 W^{1/2}$ 77

Figura 5.9: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{1s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4,5 W^{1/2}$ 77

Figura 5.10: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{2s} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com L_C

$= 1,8 \text{ cm e } |\varepsilon| = 4,5 W^{1/2}$ 78

Figura 5.11: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ($|A_{2s}|^2$) realizando lógica OR, obtido da solução numérica das equações [(5.1a) – (5.1b)] no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 1.75\pi$, $L_C = 1,8 \text{ cm}$, $I_r = 4.46 \times 10^3 \text{ W e } |\varepsilon| = 4,5 W^{1/2}$ 80

Figura 6.1 Esquema da Modulação: (a) OOK, (b) PPM, (c) PWM, (d) e (e) PPMPWM..... 84

Figura 6.2 Representação do alargamento e da compressão por modulação de largura de pulsos - PWM..... 87

Figura 6.3 Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC-PCF, operando sob modulação PWM, realizando operações lógicas..... 88

Figura 6.4 Largura do pulso de saída menos largura de referência ($L_{1s} - L_R$), calculada no pulso de saída da fibra 1 (L_{1s}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8 \text{ cm e } |w| = 10,869 \text{ fs}$ 89

Figura 6.5 Largura do pulso de saída menos largura de referência ($L_{2s} - L_R$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (L_{2s}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8 \text{ cm e } |w| = 10,869 \text{ fs}$ 90

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 Considerações feitas para a dedução da Equação Não-Linear de Schrödinger e suas respectivas restrições de validade.....	30
Tabela 3.2 Resumo dos Efeitos de Propagação em Fibras Ópticas Monomodo.....	42
Tabela 5.1 Tabela para a porta lógica OU (saída na fibra 2), na situação quando $ \varepsilon = 4.5W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1.75\pi$ ($\phi_2 = 0$).	79

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASK – do inglês *Amplitude Shift Keying*.

Chirp – dentro do contexto, significa variação de fase no tempo.

CS₂ – Sulfeto de Carbono.

CW – do inglês *Continuous Wave*.

Bit – do inglês *Binary digiT* - Simplificação para dígito binário.

dB – do inglês *decibel*.

FFT – do inglês *Fast Fourier Transform*.

FWM – do inglês *Four Wave Mixing*.

GVD – do inglês *group velocity dispersion*.

Laser – do inglês *light amplification by stimulated emission of radiation*.

LiNbO₃ – do inglês *Lithium Niobate* ou Niobato de Lítio.

NLDC – do inglês *Non Linear Directional Coupler*.

NLSE – do inglês *Non Linear Schrödinger Equation*.

On-Off – dentro do contexto, significa liga-desliga.

OOK – do Inglês *On-Off Keying*.

PAM – do inglês *Pulse Amplitude Modulation*.

PBG - do inglês *Photonic Band Gap*

PCF – do ingles *Photonic Crystal Fiber*

PPM – do inglês *Pulse Position Modulation*.

PWM – do inglês *Pulse Width Modulation*.

SPM – do inglês *Self Phase Modulation*.

SS - do inglês *Self-Steepening*

IRS – do inglês *Intrapulse Raman Scattering*

Time slot – dentro do contexto, significa o exato intervalo de tempo disposto para cada *bit* transmitido através da porta lógica, dentro do tempo total de transmissão da informação.

UFC – Universidade Federal do Ceará.

XPM – do inglês *Cross-Phase Modulation*.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Atualmente, a ampliação das taxas de transmissão tem sido possível graças aos sistemas ópticos de comunicação, cuja principal característica é a transmissão de sinais com baixas perdas e em uma ampla faixa de frequência. Para suportar taxas de transmissão tão elevadas, as redes de comunicação totalmente ópticas estão se tornando a meta tecnológica mais ambiciosa. Os dispositivos ópticos, que já foram amplamente analisados e utilizados na faixa de microondas e ondas milimétricas, hoje desempenham um importante papel para a tecnologia de comunicações ópticas.

Problemas de comunicação são inevitáveis desde que a tecnologia eletrônica convencional vem muito em breve atingir o seu limite de velocidade. Todas as portas lógicas ópticas são elementos-chave na próxima geração de computação óptica e em redes para executar o processamento de sinais ópticos, como a adição binária, reorganização de cabeçalho, verificação de paridade, reconhecimento de padrões ópticos, bit de endereçamento, demultiplexação e comutação com alta velocidade, devido o processamento óptico de sinal poder lidar com sinais de banda larga e os fluxos de informação de grande porte. Nos últimos anos, elementos de guias de onda óptico empregando fibras de cristais fotônicos ou PCFs (do inglês *Photonic Crystal Fibers*) receberam grande atenção por causa da sua dimensão e estrutura de baixa perda. Mais especificamente, o confinamento de campo ideal em guias de onda, as curvas de dispersão sob medida, juntamente com baixa perda são alguns dos atrativos das PCFs. Estes aspectos têm levado a novas e melhores maneiras de conduzir experimentos de óptica não linear em fibras. Múltiplos efeitos não-lineares têm sido observados, incluindo a geração de banda larga de radiação, vários efeitos de soliton, e geração eficiente de terceiro harmônico.

As PCFs, constituem uma nova classe de fibras ópticas. Outros termos como fibras microestruturadas ou ainda **holey fibers** (no caso de possuírem furos de ar em sua seção transversal) também têm sido utilizados. Por combinarem as propriedades das fibras ópticas com as dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais. Há muita flexibilidade no projeto das PCFs devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades.

1.2 OBJETIVOS E ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Neste trabalho, investigamos dois tipos de modulação de pulsos, a modulação de amplitude de pulso (PAM) na modalidade de chaveamento de mudança de amplitude (ASK) e a modulação por largura de pulsos PWM, formatos de modulações usados para obter portas lógicas num Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC) duplo simétrico baseado em PCFs. A maioria dos sistemas digitais lightwave empregam ASK porque seu uso simplifica o projeto de transmissores e receptores ópticos consideravelmente. O formato ASK também é conhecido como uma espécie de **On-Off Keying** (OOK). Analisamos os efeitos não-lineares em um sistema operacional NLDC-PCF dual-core simétrico operando com dois pulsos ultracurtos fundamentais de 100fs, modulado pela PAM-ASK e PWM com modulação binária para representar os níveis lógicos 1 e 0. Esta análise é realizada tendo em vista o uso desses dispositivos como portas lógicas em redes de comunicação óptica.

A estrutura de um NLDC-PCF de dois núcleos é mostrada no Capítulo 4 desta tese, na qual a transferência de potência óptica entre os dois núcleos de uma PCF de dois núcleos (assumido sem perda) pode ser descrito aproximadamente por um par de equações não-lineares, denominado de equações dos modos acoplados que não diferenciam os dois modos de polarização ortogonal da fibra.

No Capítulo 2, será realizada uma revisão bibliográfica, destacando a evolução dos cristais fotônicos e das fibras de cristal fotônico que serão utilizados no desenvolvimento deste trabalho. Nele será apresentado a definição e as principais propriedades das fibras de cristal fotônico e seu projeto a partir da definição dos parâmetros geométricos de uma estrutura, obtendo assim o mecanismo de guiamento, seja por efeito PBG ou reflexão total interna.

No Capítulo 3, serão discutidos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras ópticas. Apresentaremos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (*Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*), que descreve dentro de certos limites, a propagação de pulsos por fibras. Indicaremos algumas aproximações e/ou considerações que são feitas em sua dedução. Após o conhecimento desses efeitos em fibras convencionais (SiO_2), pretendemos apresentar os fenômenos não lineares em fibras de cristal fotônico, efeitos estes de altas ordens. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da dispersão de segunda ordem

(β_2), dispersão de terceira ordem (β_3) automodulação de fase (SPM), **Self-Steepening** (SS) e **Intrapulse Raman Scattering** (IRS).

No Capítulo 4, apresentaremos os principais conceitos relacionados aos acopladores de fibras convencionais (SiO_2), sendo que o principal objetivo é mostrar os efeitos num acoplador direcional não linear simétrico NLDC em PCFs operando com dois pulsos ultracurtos fundamentais de 100fs, utilizando a Equação Não Linear de Schrödinger Generalizada (ENLSG) com o acréscimo de termos de dispersão de terceira ordem, **Self-Steepening** (SS) e **Intrapulse Raman Scattering** (IRS).

No Capítulo 5, analisamos numericamente a obtenção de operações lógicas pelo NLDC-PCF, na configuração simétrica, sob uma modulação por amplitude de pulsos (PAM), no caso particular de um chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, gerando uma informação digital codificada.

No Capítulo 6, mais uma modulação por pulso é tratada, a modulação por largura de pulsos – PWM. A partir de algumas aplicações em comunicações da PWM, considerando sua principal característica em transformar um sinal analógico em pulsos binários de diferentes larguras, neste capítulo, assim como no capítulo anterior, analisamos a execução de operações lógicas pelo NLDC-PCF, na configuração simétrica, sob uma modulação por largura de pulsos (PWM).

CAPÍTULO 2

FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

Nos últimos anos, o incremento nos estudos sobre as propriedades de cristais fotônicos possibilitou significativos avanços no controle do fluxo óptico. Tal avanço tecnológico é descrito a seguir por meio de um histórico sobre a evolução nas pesquisas acerca de cristais fotônicos.

2.1 EVOLUÇÃO DOS CRISTAIS FOTÔNICOS

As propriedades eletromagnéticas de redes periódicas unidimensionais e bidimensionais já vinham sendo estudadas desde o século XIX [1-3]. No entanto, o desenvolvimento de pesquisas sobre cristais fotônicos passou a receber maior atenção da comunidade científica somente com a publicação dos artigos de Yablonovitch [4] e John [12], em 1987. Estes trabalhos, de caráter teórico, procuravam demonstrar que a aplicação das equações de Maxwell a determinadas geometrias cristalinas tridimensionais possibilitava o controle da propagação eletromagnética por meio da existência de bandas fotônicas proibidas.

Após a publicação destes artigos, Yablonovitch e Gmitter [4] fabricaram um cristal de célula unitária FCC tendo em vista a verificação experimental do aparecimento de um PBG na região espectral de microondas. Entretanto, as medições dos espectros de reflexão contrariaram as previsões teóricas, mostrando que o *band gap* desaparecia nas bordas da primeira zona de Brillouin devido a uma superposição de bandas permitidas nestas localizações. Esta contradição entre os resultados teóricos e experimentais levou à revisão do formalismo matemático utilizado, o qual se baseava em uma aproximação escalar [12] para a solução da equação de onda. Somente com a adoção rigorosa da natureza vetorial desta equação, notabilizada pelo método da expansão em ondas planas (*plane wave expansion method*– PWEM), passou a haver concordância entre os resultados teóricos e os experimentais [13].

Em 1990, Ho *et al.* [14] publicam o primeiro trabalho teórico que previu corretamente a existência de uma geometria cristalina com um completo PBG. Este trabalho consistiu essencialmente em abandonar a aproximação escalar utilizada em [12] e obedecer rigorosamente à natureza vetorial dos campos eletromagnéticos. A estrutura consistia em uma rede diamante de esferas dielétricas imersas em ar. A maior parte do cristal era composta por ar (cerca de 81%), o que significa que as esferas eram interconectadas. O PBG relativo

encontrado era de aproximadamente 29% e tinha sua largura fortemente dependente do fator de empacotamento. Outro importante resultado é que o PBG encontrado continuava existindo mesmo quando se fabricava o material inverso, ou seja, esferas de ar imersas no material dielétrico.

Um ano após a publicação do artigo de Ho *et al.*, Yablonovitch apresenta à comunidade científica um cristal fotônico com rede diamante que também possui um completo PBG, uma geometria que ficou conhecida como Yablonovite. A fabricação deste cristal foi realizada por meio dos seguintes procedimentos: um corpo de material dielétrico foi coberto por uma matriz com um arranjo periódico triangular de lacunas. Posteriormente, cada lacuna foi perfurada três vezes, com as perfurações fazendo um ângulo de 35° relativamente à reta normal e separada entre si por 120° no plano azimutal. O esquema de fabricação deste cristal é mostrado na Figura (2.1)

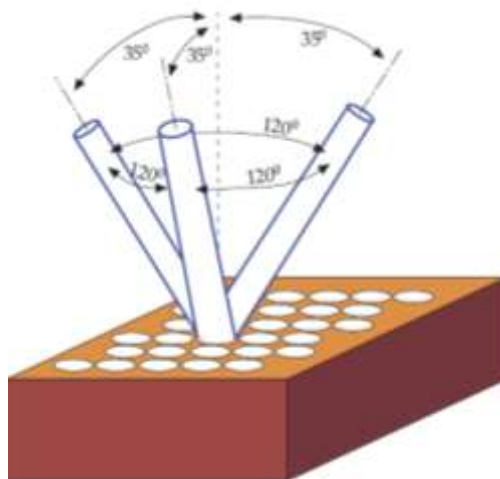


Figura 2.1 Esquema de fabricação do cristal Yablonovitch [1].

Após os trabalhos iniciais de Ho e Yablonovitch, seguiram-se publicações de diversos artigos com distintas geometrias cristalinas, passando a investigar estruturas que pudessem apresentar bandas proibidas na região óptica do espectro eletromagnético. Neste contexto, destacam-se os cristais tipo *woodpile*, os quais são formados por múltiplas camadas de *wafers* dielétricos organizados por procedimento LBL (*layer-by-layer*), tal como mostra a Figura (2.2) (a) [15]. Entretanto, a redução das dimensões desta estrutura para escalas nanométricas mostrou-se ser de elevada complexidade, o que acabou por limitar a faixa espectral de aplicação deste tipo de cristal. Tendo em vista superar esta limitação, a comunidade científica passou a dedicar especial interesse em cristais coloidais auto-organizados (Figura. 2.2 (b)) [16]. Sob este prisma, é importante ressaltar o trabalho de Tarhanet *al.* [17] publicado em

1996, que investigou as bandas fotônicas de cristais coloidais formados por opalas artificiais de poliestireno. Em 1998, Busch e John [18] publicam um importante artigo que mostra como o contraste de índice de refração pode ser utilizado para controlar a largura do PBG em cristais formados por opalas inversas, isto é, esferas de ar imersas em um material dielétrico com índice de refração maior que 1,0. No entanto, a grande desvantagem destes cristais é a dificuldade de introdução de defeitos controlados para aplicações de guiamento e chaveamento ópticos.

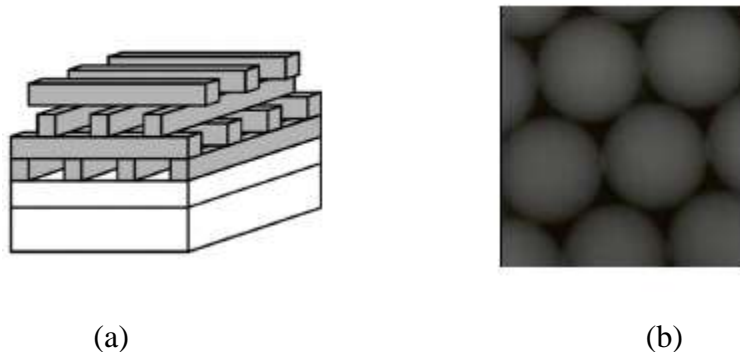


Figura 2.2 Em (a) mostra uma visualização esquemática de um cristal tridimensional tipo *woodpile* [15], (b) corresponde à fotomicrografia de opalas monodispersas de látex em um cristal coloidal [16].

Diante da dificuldade de adição controlada de defeitos em redes cristalinas tridimensionais, a perspectiva de desenvolver guias ópticos a partir destas estruturas ainda encontrava grandes obstáculos para sua concretização. Somava-se a isto a necessidade de elevado suporte de processamento e armazenamento computacionais para a realização de modelagens realísticas de cristais tridimensionais, isto é, modelagens capazes de compreender defeitos da rede cristalina e a extensão finita do cristal. Como proposta para superar estas limitações, Meade *et al.* [19] publicam o conceito de fitas de cristal fotônico (*photonic crystals slabs*). Estas estruturas consistem em redes periódicas bidimensionais de extensão finita nas quais são introduzidos estreitos canais por onde a luz pode ser guiada com mínimas perdas (Figura 2.3).

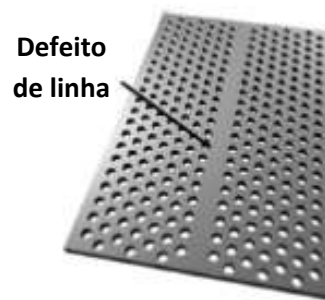


Figura 2.3 Guia de onda implementado em *photonic crystals slab*.

Acompanhando a publicação deste trabalho, diversas investigações foram realizadas com *slabs* de cristal fotônico, procurando mostrar o alto confinamento da luz mesmo em canais que sofriam grandes curvaturas, como pode ser verificado, por exemplo, em [20]-[21]. Empregando o conceito de *slab* de cristal fotônico, Villeneuve *et al.* [22] conseguem implementar uma microcavidade ressonante com alto fator de qualidade por meio da introdução de um defeito local (ou pontual). Este trabalho propiciou a implementação de lasers a partir de cristais fotônicos em microescala e abriu caminho para a obtenção de nanolasers.

Seguindo estes trabalhos, Johnson *et al.* [23] estudaram o efeito da espessura finita de *slabs* de cristal fotônico na largura do *band gap*. Foi demonstrado que, passando de uma estrutura infinita para uma rede periódica bidimensional de espessura finita, a largura do *band gap* sofre uma redução superior a 40% em relação ao caso ideal devido a perdas de radiação.

Diante do contexto acima, os *slabs* de cristal fotônico tornaram-se a base da implementação de diversos dispositivos ópticos. Do ponto de vista experimental, isto se deve à facilidade de fabricação de tais estruturas. Do ponto de vista teórico, apesar de o cristal possuir extensão finita, a periodicidade apenas bidimensional torna o esforço computacional para cálculos de diagrama de bandas e espectros de refletância/transmitância bem menor que no caso de redes periódicas tridimensionais.

A elevada capacidade de confinamento e guiamento óptico de *slabs* de cristal fotônico pode ser evidenciada no desenvolvimento de demultiplexadores para operação em sistemas DWDM (“Dense Wavelength Division Multiplexing”) [24]-[25]. A eficiência de acoplamento com outros dispositivos fotônicos, como fibras ópticas, também é consideravelmente melhorada diante do emprego destes cristais como acopladores ou chaveadores ópticos [26]-[27].

Uma contribuição importante de *slabs* de cristal fotônico reside no desenvolvimento de fontes laser com eficiência superior às fontes convencionais [28]-[29]. Em 2007, o controle da

resistência térmica de uma nanocavidade baseada em *slab* de cristal fotônico propiciou obter um nanolaser com operação em onda contínua à temperatura ambiente [30].

A Figura (2.4) ilustra alguns exemplos de dispositivos baseados em *slabs* de cristal fotônico.

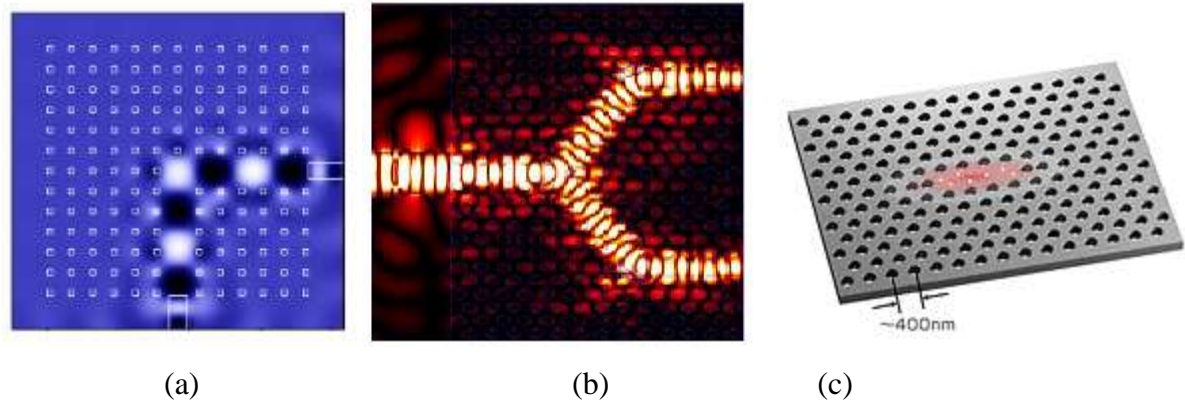


Figura 2.4 Exemplos de dispositivos ópticos baseados em *slabs* de cristal fotônico: (a) guia de onda com curvatura de 90°; (b) divisor de potência óptica; (c) microcavidade ressonante.

Apesar de atualmente os *slabs* de cristais 2D serem amplamente empregados em sistemas ópticos, a atual escala de evolução das técnicas de fabricação e do suporte para simulações computacionais propicia que esforços sejam direcionados para pesquisas com cristais fotônicos de periodicidade tridimensional, trazendo como principal impacto tecnológico o controle da propagação luminosa em todas as direções espaciais [31]-[32].

2.2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS

Os cristais fotônicos podem ser diferenciados, através da periodicidade de suas funções dielétricas (periodicidade em uma, duas, ou três dimensões), conforme mostra a figura (2.5). Para muitas aplicações, cristais fotônicos 2D e até 1D com apenas um pseudo intervalo (“gap”) é suficiente.

Através da inserção de defeitos, conforme veremos mais adiante, os cristais fotônicos 1D permitem a inserção de luz dentro da PBG, propagando-se em apenas uma direção, os cristais fotônicos 2D permitem a inserção de luz dentro da PBG se propagando em um plano.

Os cristais fotônicos 3D são também denominados de “isoladores fotônicos” em analogia às estruturas eletrônicas. Da mesma forma que acontece nos cristais fotônicos 1D e

3D, devido a inserção de defeito nesses cristais fotônicos 3D, os fótons com energia dentro da PBG podem penetrar no dispositivo, porém nesse caso podem se propagar em qualquer direção.

Por outro lado, o grande confinamento dos modos guiados (dentro da faixa permitida), proporciona o uso de cristais fotônicos em chips ópticos (integração óptica). Foi demonstrado que apesar de um intervalo de faixa fotônica (“Photonic Band Gap” – PBG) somente é possível em cristais fotônicos 3D, um cristal fotônico 2D combinado com um guia de onda de índice de refração em degrau na sua direção vertical, oferece controle suficiente da luz, de forma que esse cristal fotônico pode ser utilizado em aplicações de óptica integrada. Ao contrário do que acontece com os dispositivos ópticos integrados convencionais, onde as medidas estão em milímetros, essa nova geração de dispositivos fotônicos possuem medidas em nanômetros.

Existem dois tipos de redes ópticas na área de telecomunicações: comutadas por pacotes, e multiplexadas por divisão de comprimento de ondas. O potencial dos cristais fotônicos é interessantíssimo para o segundo, onde os inúmeros canais ópticos precisam ser separados, combinados, comutados, redirecionados.

A introdução de linha, ou ponto de defeito internamente aos cristais fotônicos proporciona estados fotônicos permitidos, proporcionando, por exemplo, a criação de guias de onda (modos guiados propagando-se na linha de defeito), e modos confinados em um ponto de defeito (cavidades), respectivamente, dentro dos cristais fotônicos (Parte inferior da figura 2.5).

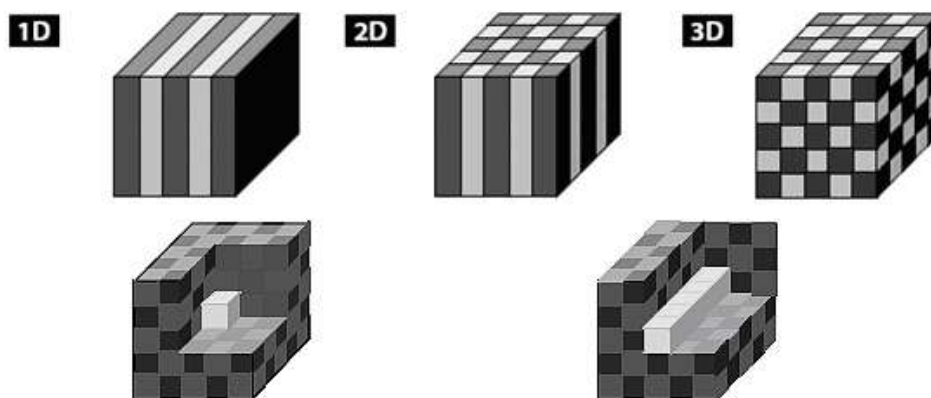


Figura 2.5 Ilustração esquemática de cristais fotônicos unidimensional, (1D), bidimensional (2D), e tri-dimensional (3D) [1]). A parte inferior esquerda da figura detalha a obtenção de cavidade óptica, e a parte inferior direita mostra um guia de onda dentro de um cristal fotônico.

2.3 - FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

Fibras ópticas e outros guias de onda ópticos são hoje amplamente utilizados em áreas tais como: telecomunicações, sensores, espectroscopia e medicina. Sua operação baseia-se no guiamento da luz pelo conhecido mecanismo físico da reflexão total interna. Nesses guias, é necessário que a região de guiamento possua índice de refração mais elevado do que o índice da região que a envolve. O mecanismo da reflexão total interna é conhecido e vem sendo explorado tecnologicamente há muitos anos. A recente descoberta da possibilidade de confinar e controlar a luz em guias de ondas por meio do efeito de bandgap fotônico tem permitido desenvolver componentes fotônicos com características únicas.

Uma classe especial de componentes incorporando cristais fotônicos são as fibras ópticas microestruturadas no plano transversal da propagação óptica, primeiramente propostas em 1996 [33], por meio da confecção de fibras ópticas de sílica pura com uma microestrutura composta de centenas de furos em arranjo hexagonal preenchidos com ar ao longo de seu comprimento (Figura 2.6).

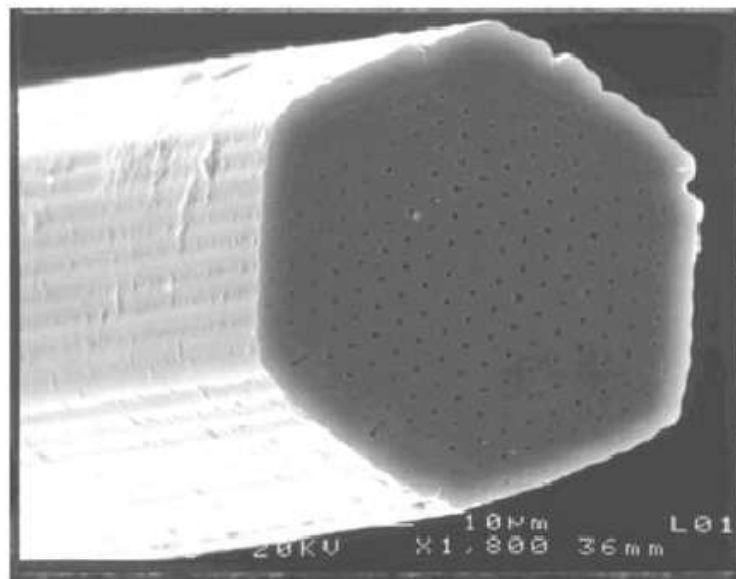


Figura 2.6: Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [33].

As fibras de cristal fotônico ou PCFs, da sigla em inglês para **photonic crystal fibers**, como foram denominadas pela primeira vez, constituem uma nova classe de fibras ópticas. Outros termos como fibras microestruturadas ou ainda **holey fibers** (no caso de possuírem furos de ar em sua seção transversal) também têm sido utilizados – a nomenclatura desta área ainda não está bem consagrada. Por combinarem as propriedades das fibras ópticas com as

dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais. Há muita flexibilidade no projeto das PCFs devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades obteníveis.

Nos últimos anos, as PCFs têm se firmado como um novo e excitante campo natecnologia de fibras ópticas. Muitos tipos de PCF têm sido propostos e fabricados, resultando em interessantes propriedades, como por exemplo: operação monomodo em grandes intervalos de comprimento de onda, grande intervalo espectral de dispersão anômala, alta dispersão negativa para uso como elemento de compensação de dispersão e alta birrefringência, além de efeitos não-lineares, tais como a geração contínua no espectro do visível e regeneração óptica. As PCFs evoluíram rapidamente de curiosidade científica a produto confeccionado e comercializado no mundo todo. A melhoria contínua dos materiais e das técnicas de fabricação tem levado ao desenvolvimento de PCFs com menos imperfeições e com perdas cada vez menores.

2.3.1 ESTRUTURA DAS PCFS MAIS COMUNS

O projeto de uma PCF baseia-se na estrutura de um cristal fotônico bidimensional, de elevado contraste de índices de refração, cuja periodicidade é quebrada pela inclusão de um “defeito”, onde se dará o guiamento do modo óptico, ou seja, o qual atuará como o núcleo da fibra. O defeito no arranjo periódico do cristal fotônico pode ser a retirada de um furo, dando origem a um núcleo sólido ou região de maior índice de refração. Neste caso, a propagação óptica se dará pelo efeito de reflexão total interna modificada. Se, por outro lado, o defeito no arranjo periódico for a inclusão de um furo ou região de baixo índice de refração, o guiamento óptica só será possível se o cristal fotônico apresentar um bandgap para o comprimento de onda considerado.

Na Figura 2.7 é possível ver as duas estruturas mais comum de PCF. O material representado em branco é o material com elevado índice de refração e o material em preto é aquele com baixo índice de refração. A área em azul representa a região do núcleo da fibra.

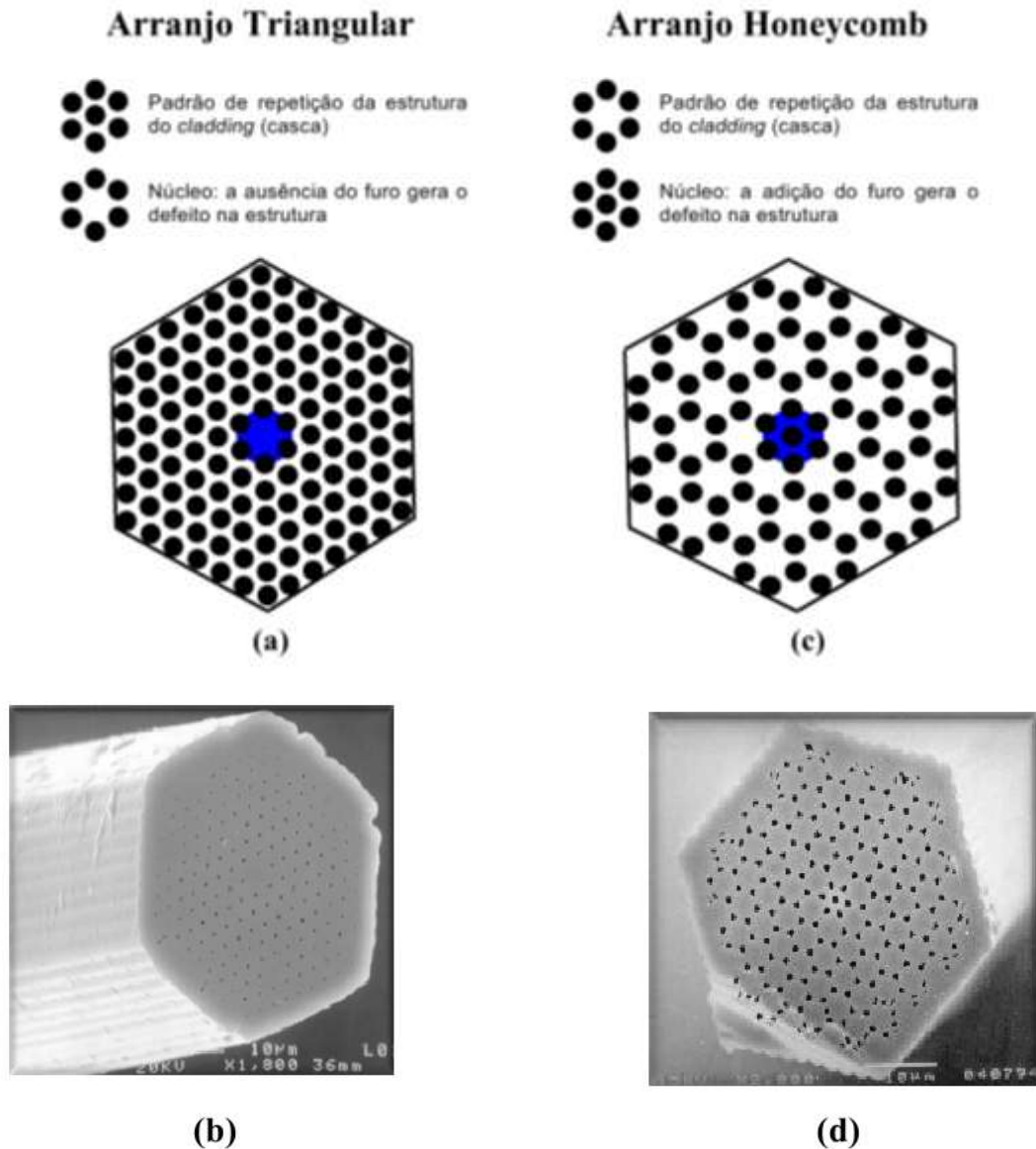


Figura 2.7 Representação esquemática dos dois tipos de estruturas mais comuns das PCFs: (a) arranjo triangular ou hexagonal e (c) arranjo honeycomb. (b) e (d) mostram fotos das respectivas fibras fabricadas.

O arranjo periódico de furos do cristal pode ser definido pela constante de periodicidade e pelo diâmetro dos furos. Os diâmetros dos furos são representados pelo parâmetro geométrico d e podem variar de valor na secção transversal da fibra óptica de acordo com as propriedades desejadas. Já o espaçamento entre furos vizinhos é representado pelo parâmetro Λ (pitch), conforme apresentado na Figura 2.8. Para um arranjo regular de furos, Λ é mantido inalterado. Aplicações especiais podem requerer furos com secção transversal não circular (por exemplo, elíptica) e espaçamento Λ variável ao longo da secção transversal da fibra óptica.

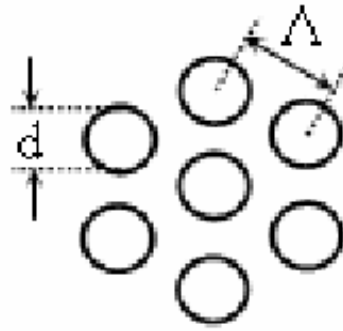


Figura 2.8 Principais parâmetros geométricos do arranjo das PCFs, d e Λ .

As relações d/Λ e λ/Λ são de grande importância na determinação de várias características das fibras fotônicas. É possível estudar o comportamento dos dispositivos baseados em cristais fotônicos independentemente do comprimento de onda, se forem preservadas as proporções entre sua geometria e o comprimento de onda. Isto ocorre devido à escalabilidade das equações de Maxwell. O arranjo dos furos pode ser hexagonal (conhecido também como triangular) ou quadrado (Figura 2.9), e periódico ou não-periódico.

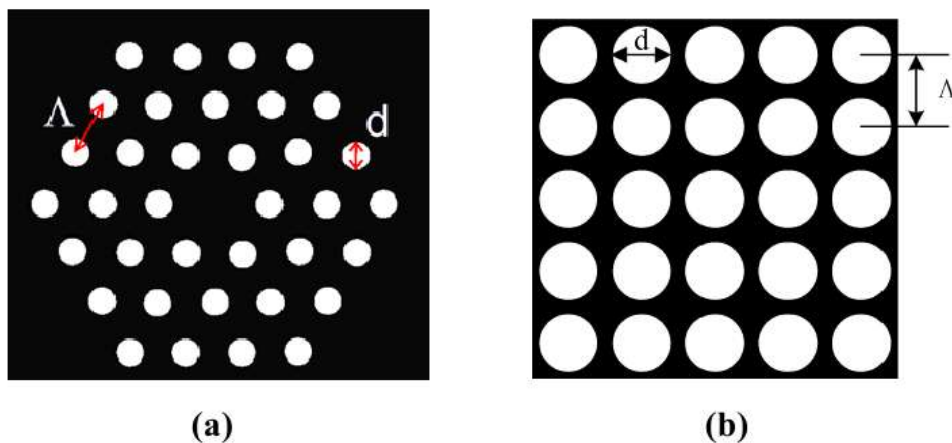


Figura 2.9 Representação de estrutura periódica triangular (a) e quadrada (b) de furos.

2.3.2 MECANISMOS DE GUIAMENTO DAS PCFS

Nas fibras ópticas convencionais, os modos ópticos são guiados por reflexão total interna na interface núcleo-cladding. Nessas fibras, o índice de refração do núcleo é aumentado através de dopagem. Nas PCFs, duas formas distintas de guiamento são possíveis: os modos guiados podem estar confinados em um núcleo com índice médio maior que o

da região do cladding através de um efeito similar ao da reflexão total interna – conhecido como reflexão total interna modificada ou apenas guiamento por índice – ou podem estar confinados em um núcleo de índice médio menor que o do seu redor, através do efeito PBG.

2.3.2.1 REFLEXÃO TOTAL INTERNA MODIFICADA

O efeito de reflexão total interna modificada ocorre em PCFs com núcleo de índice de refração maior que o da região do cladding microestruturado. O índice efetivo destas fibras pode ser aproximado ao de uma fibra de índice em degrau, conforme esquema apresentado na Figura 2.10. Contudo, o índice de refração da região do cladding microestruturado exibe uma dependência com o comprimento de onda muito diferente da exibida pela sílica pura. Desta forma, é possível projetar PCFs com um conjunto de propriedades completamente novas, não possíveis com a tecnologia convencional. Por exemplo, é possível projetar fibras de cristal fotônico essencialmente monomodo, ou seja, com apenas um modo propagante suportado para quaisquer comprimentos de onda.

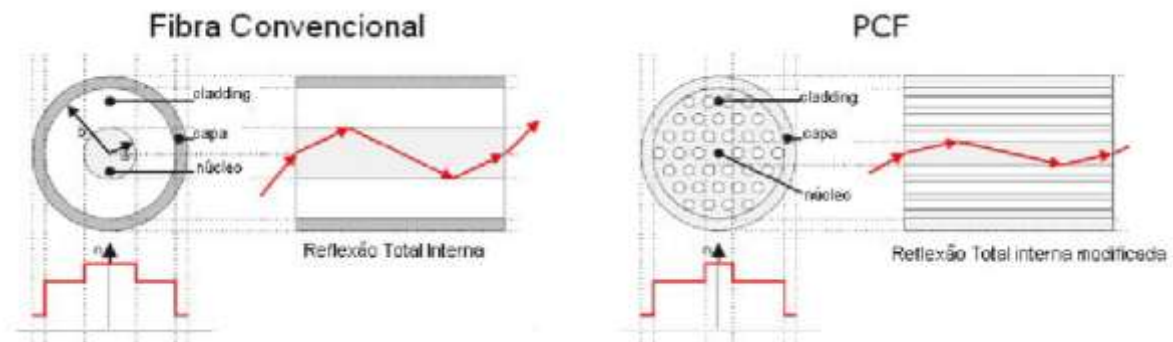


Figura 2.10 Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice.

Em PCFs baseadas no mecanismo da reflexão total interna modificada, o defeito na estrutura é obtido pela ausência de um furo na região central da fibra, como a fibra mostrada na Figura 2.7-a. Isso caracteriza uma região central (núcleo), envolta por uma região com índice de refração médio inferior (cladding).

2.3.2.2 EFEITO PBG

As primeiras PCFs que propagavam a luz pelo efeito PBG possuíam uma estrutura hexagonal de furos denominada honeycomb (colméia), na qual o furo central da estrutura regular está ausente, como apresentado na Figura 2.7-b. Neste caso, o defeito é formado pela

inclusão de um furo de ar no centro da fibra. A propagação nessa fibra ocorre com guiamento em seu centro, embora essa região (núcleo) tenha um índice de refração médio inferior ao da região que a envolve (cladding). Isto só é possível devido ao efeito PBG que torna proibida a propagação do sinal luminoso na região que envolve o núcleo, enquanto permite a sua propagação na região central.

O guiamento em núcleos de índice mais baixo que o de seu meio envolvente abre um vasto e novo campo de possibilidades. Desta forma, é possível guiar a luz no ar, vácuo ou qualquer outro gás compatível com o material da fibra.

Recentemente, o guiamento da luz foi demonstrado também em fibras com uma distribuição aleatória de furos [34]. De qualquer forma, o mecanismo de guiamento pode ser atribuído, em todos os casos, às múltiplas interferências devido ao arranjo periódico ou aleatório de furos. Consequentemente, o guiamento depende fortemente da geometria da secção transversal da fibra, em particular, do formato e da dimensão dos furos, da distância entre eles e de seu arranjo.

2.4 FABRICAÇÃO DAS PCFS

O principal método de fabricação das PCFs é o agrupamento de capilares (stacking), cujo processo é ilustrado na Figura 2.11.

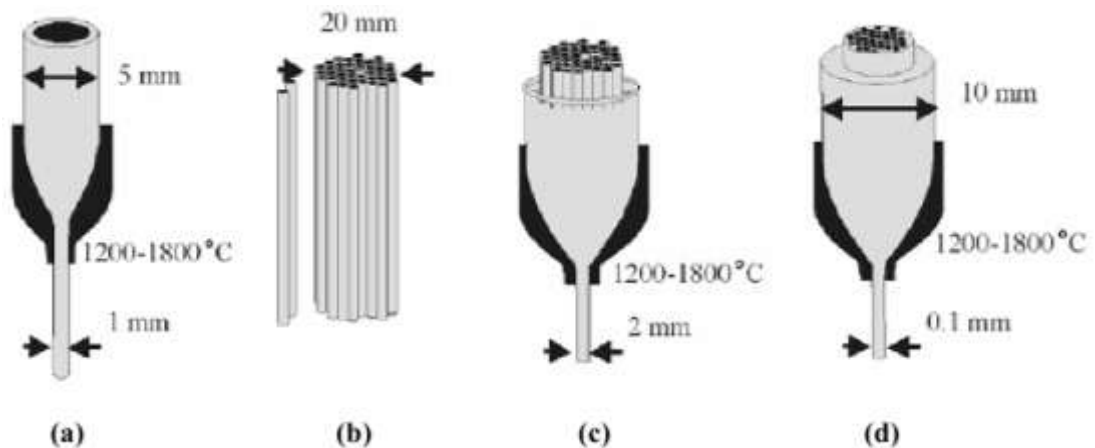


Figura 2.11 Processo de fabricação da PCF [35]: (a) criação de capilares individuais, (b) formação da pré-forma, (c) confecção da pré-forma intermediária, (d) confecção da fibra final.

Primeiro são criados capilares individuais, de sílica ou algum outro tipo de vidro, que podem possuir diferentes diâmetros e podem ser sólidos ou ocos, de acordo com o projeto da fibra. Em seguida, esses capilares são posicionados manualmente, de forma a se obter a simetria desejada; esse agrupamento de capilares, bem visível na Figura 2.12, dá origem à pré-forma da fibra. Esta pré-forma é então levada a uma torre de confecção de fibras, onde é aquecida a altas temperaturas e esticada, tendo neste momento suas dimensões reduzidas a milímetros e seus capilares fundidos, e neste estágio é geralmente chamada de pré-forma intermediária. Para que a fibra final tenha o diâmetro desejado e obedeça a determinados parâmetros estruturais, essa pré-forma intermediária é complementada com hastes de vidro extras. Então a pré-forma intermediária é levada novamente à torre para a confecção da estrutura micrométrica final da fibra. Finalmente, para proteção mecânica da fibra, geralmente é adicionada uma camada extra de polímero em torno da mesma. A Figura 2.13 mostra fotos dos 3 estágios da fabricação por stacking [35].

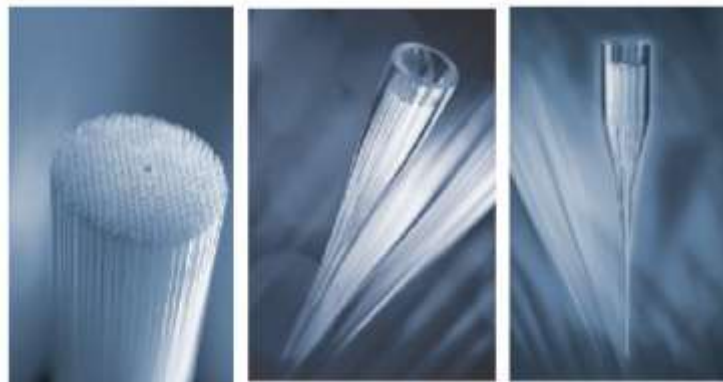


Figura 2.12 Ilustração da fabricação das PCFs [36].

As PCFs finais são comparáveis às fibras convencionais em termos de robustez e dimensões físicas, e podem ser manipuladas com ferramentas tradicionais.

A temperatura utilizada na torre de fabricação das PCFs de sílica é relativamente baixa, algumas centenas de graus mais baixa que as utilizadas em fibras convencionais. A razão para isso é que a tensão de superfície pode levar os furos de ar a colapsarem. O tempo de puxamento também influencia muito no resultado final; quanto maior o tempo mais os furos vão se abrindo.

O elemento chave na fabricação das PCFs é a habilidade de manter a estrutura altamente regular da pré-forma ao longo de toda a seção transversal da fibra e em todo seu comprimento.

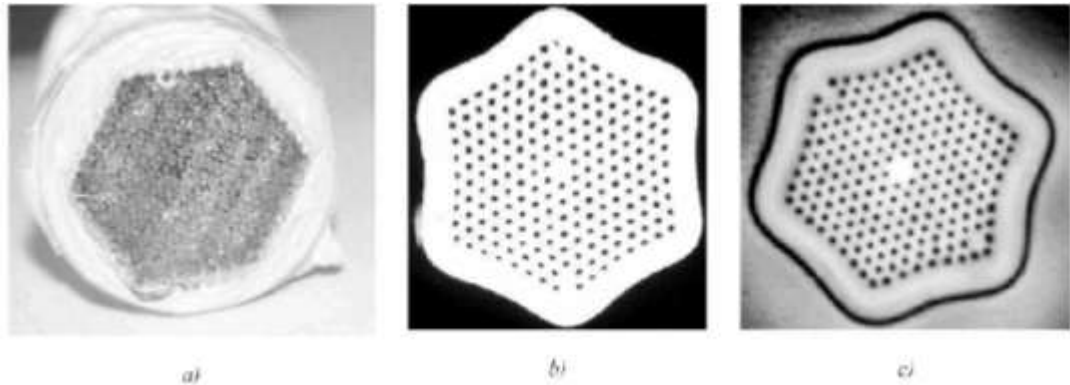


Figura 2.13 Exemplo dos três estágios da fabricação de uma PCF [35] através do método de stacking: (a) pré-forma com furos de diâmetro igual a 1 mm, (b) pré-forma intermediária com furos de 250 μm , (c) PCF final com furos de diâmetro de 3 μm , $d / \Lambda = 0,5$ e diâmetro da fibra igual a 120 μm .

Utilizando hastes e tubos circulares para a montagem da pré-forma, furos intersticiais (Figura 2.14) podem estar presentes ao final do processo de puxamento da fibra [37]. Estes furos intersticiais interferem nas características de propagação óptica das fibras e devem ser considerados em seu projeto. A técnica de empilhamento de hastes e tubos, para formar a pré-forma, oferece uma grande variedade de possibilidades de projetos, o que tem permitido fabricar fibras fotônicas para uma vasta gama de aplicações.

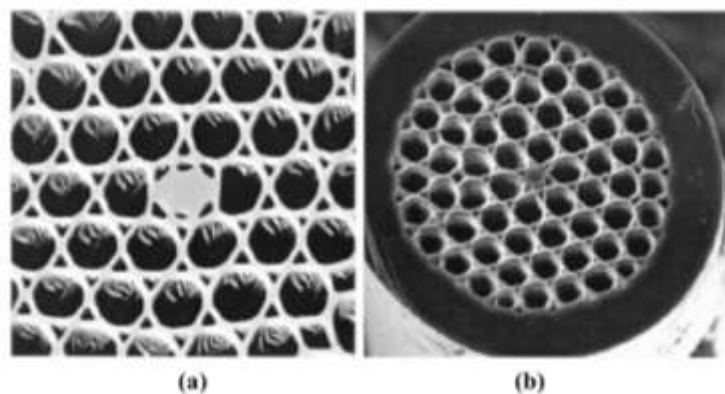


Figura 2.15 Típicas fibras fotônicas de sílica, ilustrando a presença dos furos intersticiais que podem surgir no processo de fabricação por capilares [37]. (a) PCF com núcleo de diâmetro 2,5 μm . (b) PCF com núcleo de diâmetro 5 μm .

Durante o processo de puxamento da fibra fotônica algumas distorções no formato final dos furos podem ocorrer. Geralmente é necessário utilizar uma imagem de microscopia da seção transversal da fibra, após a fabricação, para recalcular suas propriedades finais e, por vezes, determinar alterações no procedimento de fabricação para corrigir imperfeições.

Apesar de essa técnica ser a mais utilizada na fabricação das PCFs, outras técnicas vêm sendo utilizadas, como por exemplo a de extrusão [38] e a de usinagem (drilling) [39]. Essas técnicas oferecem a possibilidade da obtenção de designs de fibras que não poderiam ser construídas com a técnica de empilhamento, e vice-versa, e também favorecem a utilização de outros materiais na confecção das PCFs.

2.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. D. Joannopoulos, R. Meade, S. G. Johnson and, J. Winn, *Photonic Crystals – Molding the Flow of Light*, Princeton: Princeton University Press, Second Edition, 2008.
- [2] K. Inoue and K. Ohtaka, *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications*, New York: Springer Verlag, 2004.
- [3] V. Bykov, “Spontaneous emission in periodic structure”, *Sov. Phys. JETP*, vol. 35, pp. 269- 273, 1972.
- [4] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Donor and acceptor modes in photonic band structures”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, No 24, pp. 3380-3383, 1991.
- [5] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap”, *App. Phys. Lett.*, vol. 67, No 22, pp. 3490-3492, 2000.
- [6] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harisson, R. G. Denning and A. J. Turberfield, “Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holography lithography”, *Nature*, vol. 404, No 2, pp. 53-56, 2000.
- [7] B. A. Parviz, D. Ryan and G. M. Whitesides, “Using self-assembly for the fabrication of nanoscale electronic and photonic devices”, *IEEE Trans. on Adv. Pack.*, vol. 26, No 3, pp. 233-241, 2003.
- [8] S. Fan, M. F. Yanik, Z. Wang, S. Sandhu and M. L. Povinelli , “Advances in theory of photonic crystals”, *Journal of Lightwave Tech.*, vol. 21, No 12, pp. 4493-4501, 2006.
- [9] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp and A. Frochel, “Photonic crystal optical filter based on contradirectional waveguide coupling”, *Apply. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [10] E. A. Camargo, H. M. H. Chong and R. M. Rue, “2D photonic crystal thermo-optic switch based on AlGaAs/GaAs epitaxial structure”, *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 588-592, 2004.
- [11] Z. WANG, S. FAN, “Magneto-optical defects in two-dimensional photonic crystals”, *Appl. Phys. B* 81, 369–375 (2005).
- [12] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices”, *Physical Review Letters*, vol. 58, No 23, pp. 2486-2489, 1987.
- [13] Z. Zhang and S. Satpathy, “Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell’s equations”, *Physical Review Letters*, vol. 65, No 21, pp. 2650- 2653, 1990.
- [14] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, “Existence of a photonic gap in

- periodic dielectric structures”, *Physical Review Letters*, vol. 65, No 25, pp. 3152-3155, 1990.
- [15] E. Özbay, A. Abeyta, G. Tuttle, M. Tringides, R. Biswas, C. T. Chan, C. M. Soukoulis and K. M. Ho, “Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods”, *Physical Review B*, vol. 50, No 3, pp. 1945-1949, 1994.
- [16] A. L. Rogach, N. A. Kotov, D. S. Koktysh, J. W. Ostrander and G. A. Ragoisha, “Electrophoretic deposition of latex-based 3D colloidal photonic crystals: a technique for rapid production of High-Quality opals”, *Chemistry Materials*, vol. 12, No 9, pp. 2721-2726, 1996.
- [17] I. I. Tarhan and G. H. Watson, “Photonic band structure of fcc colloidal crystals”, *Physical Review Letters*, vol. 76, No 2, pp. 315-318, 1996.
- [18] K. Busch and S. John, “Photonic band gap formation in certain self-organizing systems”, *Physical Review E*, vol. 58, No 3, pp. 3896-3908, 1998.
- [19] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, “Existence of a photonic band gap in two dimensions”, *Applied Physics Letters*, vol. 61, No 4, pp. 495-497, 1992.
- [20] S. Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, “Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal”, *Science*, vol. 282, No 5387, pp. 274-276, 1998.
- [21] A. Chutinan and S. Noda, “Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photonic crystal slabs”, *Physical Review B*, vol. 62, No 7, pp. 4488-4492, 2000.
- [22] P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, “Air-bridge microcavities”, *Applied Physics Letters*, vol. 67, No 2, pp. 167-169, 1995.
- [23] S. G. Johnson, S. H. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, “Guided modes in photonic crystal slabs”, *Physical Review B*, vol. 60, No 8, pp. 5751-5758, 1999.
- [24] T. Niemi, L. Frandsen, K. Hede, A. Harpoth, P. I. Borel and M. Kristensen, “Wavelength division multiplexing using photonic crystal waveguides”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, No 1, pp. 226-228, 2006.
- [25] M. Davanço, A. Xing, J. W. Raring, E. L. Hu and D. J. Blumenthal, “Compact broadband photonic crystal filters with reduced back-reflections for monolithic InP-based photonic integrated circuits”, *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 18, No 10, pp. 1155-1157, 2006.

- [26] H. M. Driel, "Ultrafast optical-switching of 2-D photonic crystals", *International Conference on Transparent Optical Networks 2006 (ICTON 2006)*, vol. 2, pp. 83-85, 2006.
- [27] A. Faraon, E. Waks, D. Englund, I. Fushman and J. Vuckovic, "Efficient photonic crystal cavity-waveguide couplers", *Applied Physics Letters*, vol. 90, pp. 1-3, 2007.
- [28] T. Yoshie, O. B. Shchekin, H. Chen, D. G. Deepe and A. Scherer, "Quantum dot photonic crystal lasers", *Electronics Letters*, vol. 38, No 17, pp. 967-968, 2002.
- [29] P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, J. Topolancik, S. Chakravarty, P. C. Yu and W. Zhou, "Quantum dot photonic crystal light sources", *Proceedings of IEEE*, vol. 93, No 10, pp. 1825-1838, 2005.
- [30] K. Nozaki, S. Kita and T. Baba, "Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser", *Optics Express*, vol. 15, No 12, pp. 7506-7514, 2007.
- [31] S. Wong, M. Deubel, F. Willard, S. John, G. Ozzin, M. Wegener and G. Freymann, "Direct laser writing of three-dimensional photonic crystals with a complete photonic band gap in chalcogenide glasses", *Advanced Materials*, vol. 18, No 3, pp. 265-269, 2006.
- [32] A. Hynnien, J. Thijssen, E. Vermolen, M. Dijkstra and A. Blaaderen, "Self-assembly route for photonic crystals with a bandgap in the visible region", *Nature Materials*, vol. 6, pp. 202-205, 2007.
- [33] Knight, J. C.; Birks, T.A.; Russell, P. St. J.; Atkin, D. M. Pure silica singlemode fibre with hexagonal photonic crystal cladding. In: Optical Fiber Communication Conference, 1996.San Jose: SPIE, 1996. (Paper PD3-1)
- [34] Lü-Yun, Y. et al. A Novel Hollow-Core Holey Fibre with Random Hole Distributions in the Cladding. **Chin. Phys. Lett.**, v. 22, n. 10, p. 2592-2594, 2005.
- [35] Buczynski, R. Photonic crystal fibers. **Acta Physica Polonica A**, v. 106, n. 2, p. 141-168, 2004.
- [36] CrystalFibre A/S. **Crystal fibre**. Disponível em: <<http://www.crystal-fibre.com>>. Acesso em: 20 out. 2006.
- [37] Fitt, A. D. Modeling the fabrication of Hollow Fibers: Capillary Drawing. **Journal of Lightwave Technology**, v. 19, n. 12, p. 1924-1931, dez. 2001.

CAPÍTULO 3

ESTUDO DE EFEITOS NÃO LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS

Neste capítulo, discutiremos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras ópticas. Apresentaremos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (*GNLSE-Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*), que descreve dentro de certos limites, a propagação de pulsos por fibras. Indicaremos algumas aproximações e/ou considerações que são feitas em sua dedução. Entretanto, não nos aprofundaremos na dedução matemática destas equações, que podem ser facilmente encontradas na bibliografia indicada [1]-[5]. Após o conhecimento desses efeitos em fibras convencionais (SiO_2), pretendemos apresentar os fenômenos não lineares em fibras de cristalfotônico, efeitos estes de altas ordens. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da dispersão de segunda ordem (β_2), dispersão de terceira ordem (β_3) automodulação de fase (SPM), *Self-Steepening* (SS) e *Intrapulse Raman Scattering* (IRS).

3.1 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO EM UMA FIBRA ÓPTICA MONOMODO NO REGIME NÃO-LINEAR

Como todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação de pulsos por fibras ópticas é descrita pelas Equações de Maxwell [6]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (3.1.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}; \quad (3.1.b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho; \quad (3.1.c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.1.d)$$

nas quais \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} , \mathbf{B} , \mathbf{J} e ρ representam, respectivamente, o vetor campo elétrico, o vetor campo magnético, a densidade de fluxo elétrico, a densidade de fluxo magnético, a densidade decorrente e a densidade de cargas do meio.

As densidades de fluxo \mathbf{D} e \mathbf{B} aparecem em resposta aos campos \mathbf{E} e \mathbf{H} , que se propagam pelo meio, e estão relacionadas entre si através das seguintes relações constitutivas:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}; \quad (3.2.a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (3.2.b)$$

sendo \mathbf{P} e \mathbf{M} , respectivamente, as polarizações elétrica e magnética induzidas; ϵ_0 é a permitividade do vácuo e μ_0 é a permeabilidade do vácuo.

Como a fibra é um meio não-magnético ($\mathbf{M} = 0$) e sem cargas livres ($\rho = 0$ e $\mathbf{J} = 0$), as equações de Maxwell para esse meio podem ser reescritas, utilizando-se (3.2a) e (3.2b), em termos dos campos elétrico e magnético:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}; \quad (3.3.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}; \quad (3.3.b)$$

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = -\nabla \cdot \mathbf{P}; \quad (3.3.c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (3.3.d)$$

Tomando o rotacional de (3.3a) e utilizando a bem conhecida relação $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$, na qual denota a velocidade da luz no vácuo, obtêm-se [1], [6]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.4)$$

Em geral, a avaliação de \mathbf{P} exige procedimentos de mecânica quântica [1]. Entretanto, longe das condições de ressonância do meio, como é o caso das fibras para sistemas de telecomunicações, que operam no intervalo de 0,5 a 2 μm , pode-se utilizar uma relação fenomenológica como [6]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} :: \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (3.5)$$

Nesta equação, $\chi^{(i)}$ ($i = 1, 2, \dots$) é a susceptibilidade elétrica de i -ésima ordem. Para levar em conta os efeitos de polarização da luz, $\chi^{(i)}$ é um tensor de tipo $(i+1)$.

A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dominante para \mathbf{P} . Seus efeitos são incluídos através do índice de refração linear $n(\omega)$ e do coeficiente de atenuação linear $\alpha(\omega)$ dados, respectivamente, por [1]:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)]; \quad (3.6a)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (3.6b)$$

e relacionados com a constante dielétrica linear do meio, dependente da frequência, através de [1]:

$$\varepsilon(\omega) = \left(n + \frac{iac}{2\omega} \right)^2 \quad (3.7)$$

A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ é nula para meios que possuem simetria de inversão em escala molecular. Como SiO₂ é uma molécula simétrica, a contribuição de $\chi^{(2)}$ pode ser, normalmente, desprezada no caso das fibras de sílica [7].

Assim, considerando-se apenas os efeitos não-lineares de terceira ordem, a mais baixa contribuição apreciável, (3.5) pode ser reescrita como:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (3.8)$$

Sendo $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$ a parte linear da polarizabilidade, dada por:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (3.9)$$

e $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ a parte não-linear, obtida através de [1]:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3,) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (3.10)$$

As equações (3.4), (3.5), (3.9) e (3.10) fornecem um formalismo geral para tratar os efeitos não-lineares de mais baixa ordem em fibras ópticas. Através delas, pode-se obter uma equação que descreva o comportamento dos pulsos que se propagam, nas bandas de interesse em telecomunicações, pela fibra.

Para fazer isso, substitui-se (3.8) em (3.4) e utiliza-se a bem conhecida identidade de operadores diferenciais vetoriais:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (3.11)$$

admitindo a condição de guiamento fraco, $\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. Assim, obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.12)$$

3.2 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

A equação (3.12) descreve adequadamente a propagação de pulsos por fibras ópticas. A única aproximação feita até agora é que a polarizabilidade não-linear, dada pela equação (3.10), leva em conta apenas as contribuições não-lineares de terceira ordem.

Entretanto, para resolver esta equação, é conveniente fazer uma série de aproximações e simplificações. Tais procedimentos, que resultarão no desenvolvimento da chamada Equação Não-Linear de Schrödinger (ENLS), também permitirão que visualizemos, com maior facilidade, a ação dos diversos fenômenos que atuam sobre os pulsos que se propagam pelas fibras.

Primeiramente, considera-se que \mathbf{P}_{NL} seja uma perturbação à polarizabilidade total induzida. Isto é razoável, uma vez que os efeitos não-lineares são relativamente fracos em fibras de sílica [1].

Admite-se que o campo óptico é quasi-monocromático, isto é, que a largura espectral do sinal, Δf , é pequena em relação à frequência da portadora do mesmo, f_0 [1]. Como f_0 é da ordem de 100 THz, nas regiões de interesse das fibras em telecomunicações, essa aproximação restringe as equações que estarão sendo desenvolvidas a descrever pulsos com duração mínima de 0,1 ps (10 THz).

Tal aproximação, conhecida como aproximação do envelope lentamente variável ou aproximação paraxial, permite que os vetores de campo e de polarizabilidade induzida sejam escritos como o produto entre uma função lentamente variável no tempo e um termo que descreve as oscilações da portadora.

Assim, admitindo-se, ainda, que a polarização do campo óptico seja mantida ao longo da fibra, por exemplo, na direção de \hat{x} , pode-se escrever o campo elétrico e as contribuições linear e não-linear da polarizabilidade como [1]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c] \quad (3.13a)$$

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c] \quad (3.13b)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c] \quad (3.13c)$$

nas quais *c.c.* representa o complexo conjugado do termo anterior.

Por fim, uma última simplificação admitida [1] é que a resposta não-linear do meio é instantânea, eliminando a dependência temporal de $\chi^{(3)}$. Assim, a equação (3.10) pode ser reescrita na forma:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (3.14)$$

Esta simplificação despreza a contribuição das vibrações moleculares à susceptibilidade não-linear. Em geral, tanto os elétrons, como o núcleo, levarão certo tempo para responder à ação do campo óptico [1], sendo a resposta nuclear inerentemente mais lenta. Para fibras de sílica, o tempo de resposta vibracional, ou de resposta Raman, ocorre em uma escala de tempo de 60-70 fs[1].

Assim, o limite imposto anteriormente para a largura mínima de pulso deve ser reconsiderado para ~ 1 ps. Iniciando a derivação da Equação Não-Linear de Schrödinger, substitui-se (3.13b) em (3.9) e obtém-se uma expressão para a polarizabilidade linear:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t - t')] dt' \quad (3.15a)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (3.15b)$$

na qual $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ e $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ representam, respectivamente, as transformadas de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$ e $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$.

Analogamente, substituindo (3.13c) em (3.10) e desprezando os termos que oscilam na frequência da terceira harmônica, $3\omega_0$, obtemos uma expressão para a componente não-linear da polarizabilidade:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (3.16)$$

na qual ε_{NL} é a contribuição não-linear à constante dielétrica, dada:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxx}^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (3.17)$$

Assim, com os resultados de (3.15b) e (3.16), a equação (3.12) é reescrita sob a forma:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\chi\chi}^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t - t')] dt' \right) \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Em consequência da aproximação de envelope lentamente variável e do pressuposto caráter perturbativo da polarizabilidade não-linear, podemos considerar que ε_{NL} é aproximadamente constante [8], [9] e escrever (3.18) no domínio da frequência, substituindo as derivadas temporais, $\frac{\partial}{\partial t}$, por $i\omega$. Fazendo isto, obtém-se a Equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (3.19)$$

na qual $k_0 = \omega/c$ e $\varepsilon(\omega)$ é a constante dielétrica, dependente da frequência, dada por:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{\chi\chi}^{(1)} + \varepsilon_{NL} \quad (3.20)$$

Em analogia com as equações (3.6ab e 3.7), a dependência entre a constante dielétrica, o índice de refração total, \tilde{n} , e o coeficiente de absorção total, $\tilde{\alpha}$, é dada pelas equações (3.21) abaixo:

$$\varepsilon(\omega) = \left(\tilde{n} + \frac{i\tilde{\alpha}c}{2\omega} \right)^2 \quad (3.21a)$$

$$\tilde{n} = n + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (3.21b)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (3.21c)$$

Nestas expressões, o índice de refração não-linear, n_2 , e o coeficiente de absorção não-linear, α_2 estão relacionados com o tensor de susceptibilidade de terceira ordem através de:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re} \left(\chi_{\chi\chi\chi}^{(3)} \right) \quad (3.22a)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im} \left(\chi_{\chi\chi\chi}^{(3)} \right) \quad (3.22b)$$

A equação (3.19) pode ser resolvida pelo método de separação das variáveis, admitindo-se uma solução da forma:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z), \quad (3.23)$$

na qual β_0 é o número de onda, que será determinado posteriormente.

Assim, mediante a aproximação $\frac{\partial^2 \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z^2} \cong 0$, justificável devido à hipótese que $\tilde{A}(z, \omega)$ varia lentamente com z [1], (3.19) pode ser dividida no seguinte par de equações:

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2(\omega)] F(x, y) = 0 \quad (3.24)$$

e

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}, \quad (3.25)$$

o número de onda $\beta(\omega)$ corresponde aos autovalores que devem ser determinados.

O coeficiente α_2 é consideravelmente menor que α nas fibras de sílica [1]. Desta forma, para resolver (3.24), pode-se utilizar o procedimento de teoria de perturbação de primeira ordem, no qual a constante dielétrica é aproximada por:

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n \quad (3.26)$$

sendo Δn uma pequena perturbação expressa através de:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0} \quad (3.27)$$

Seguindo este procedimento, no caso de fibras monomodo, a função $F(x, y)$ pode ser aproximada por uma gaussiana:

$$F(x, y) = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right], \quad (3.28)$$

na qual w é um parâmetro ajustável. Os autovalores, $\tilde{\beta}(\omega)$, são dados por:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (3.29)$$

e $\Delta\beta$ é calculado a partir da relação de normalização:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.30)$$

Substituindo $\tilde{\beta}(\omega)$ em (3.25) e expandindo $\beta(\omega)$ em Série de Taylor em torno de $\omega = \omega_0$,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 \quad (3.31)$$

na qual

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (3.32)$$

obtemos a seguinte expressão para a amplitude $\tilde{A}(z, \omega)$:

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = i \left[\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\beta \right] \tilde{A}(z, \omega) \quad (3.33)$$

Nesta última equação, foram considerados apenas os termos até a segunda ordem da expansão de $\beta(\omega)$. Essa aproximação é válida, desde que a consideração de pulso quase monocromático seja correta e que β_2 não seja muito próximo de zero.

Finalmente, aplicando-se a Transformada de Fourier Inversa nos dois membros de (3.33) e incluindo a participação dos efeitos de atenuação e não-lineares, através da dependência entre $\Delta\beta$ e Δn , obtém-se a Equação Não-Linear de Schrödinger:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma|A|^2A, \quad (3.34)$$

na qual o coeficiente não-linear γ é definido através de:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (3.35)$$

e a área efetiva, A_{eff} , foi aproximada por $A_{eff} = \pi w^2$.

3.3 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR GENERALIZADA DE SCHRÖDINGER

A equação (3.34) é conhecida como Equação Não-Linear de Schrödinger devido à sua similaridade matemática com a Equação de Schrödinger utilizada em Mecânica Quântica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi(z, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z, t, \psi) \right) \psi(z, t) \quad (3.36)$$

Adotando-se um referencial com velocidade de propagação igual a $\frac{1}{\beta_1}$ e considerando $\alpha = 0$ em (3.34), verificamos que as duas equações, mediante a permuta entre as variáveis do tempo e do espaço, $z \leftrightarrow t$, e a identificação dos termos de dispersão e de efeitos não-lineares da ENLS, respectivamente, coincidem com os termos de energia cinética, $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, potencial, $V(z, t)$, da equação da Mecânica Quântica.

Dentro dos interesses das Telecomunicações, a ENLS descreve, com boa precisão, o comportamento de pulsos quasi-monocromáticos que tenham largura temporal mínima de 1ps, amplitude lentamente variável no tempo, polarizabilidade linear e que se propagam por fibras que mantenham a polarização do sinal. Além disso, esta equação ainda admite que a propagação se dá em comprimentos de onda nos quais o coeficiente β_2 é suficientemente grande e as não-linearidades são relativamente fracas. Estas considerações e suas conseqüentes restrições estão indicadas na Tabela 3.1.

Para descrever a propagação de pulsos com características fora destes limites, é necessária a utilização de equações que sejam mais gerais que a ENLS.

Tabela 3.1 Considerações feitas para a dedução da Equação Não-Linear de Schrödinger e suas respectivas restrições de validade.

Consideração	Restrição Imposta
$P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ perturbação a $P_L(\mathbf{r}, t)$	$n_2 E ^2 \ll n$
Polarização do Campo Óptico Mantida	$E(\mathbf{r}, t) = \hat{y}E(\mathbf{r}, t)$
Campo Óptico Quase-Monocromático	$\Delta f \ll f_0, \Delta t > 0,1 \text{ ps}$
Envelope Lentamente Variável	$E(\mathbf{r}, t)$ é uma função lentamente variável no tempo, em relação ao período óptico.
Resposta não-linear instantânea	$\Delta t > 1 \text{ ps}$
ω é tal que $ \beta_2(\omega) \neq 0$	Expansão de $\beta(\omega)$ até os termos em $(\omega - \omega_0)^2$.

Nesta seção, apresentaremos, sem nos aprofundarmos nos detalhes de sua dedução matemática, a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (ENLGS). Esta equação descreve, adequadamente, o comportamento de pulsos com larguras temporais mínimas de 50 fs e relaxa algumas das considerações feitas na dedução da ENLS.

Primeiramente, a consideração de que os pulsos se propagam em regiões nas quais $|\beta_2(\omega)| \neq 0$ é facilmente aliviada, incluindo-se na expansão de $\beta(\omega)$ o termo proporcional a β_3 :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (3.37)$$

Como será discutido na Seção 3.4, os terceiro e quarto termos de (3.37) são responsáveis pela dispersão linear dos pulsos e os parâmetros β_2 e β_3 são conhecidos como coeficientes de dispersão, respectivamente, de segunda e de terceira ordem.

Devido à sua menor magnitude, a dispersão de terceira ordem é usualmente mais relevante na região em que $\beta_2(\omega) \cong 0$ [10], conhecida como região de comprimento de onda de dispersão nula.

Entretanto, se os pulsos oscilarem de forma suficientemente rápida, a dispersão de segunda ordem pode ser significativa mesmo fora da região de comprimento de onda de dispersão nula.

De fato, a inclusão do termo proporcional a β_3 garante, quanto aos efeitos dispersivos, a descrição adequada para pulsos ultracurtos, cuja largura é ≤ 100 fs. Esta inclusão relaxa a condição de que os pulsos sejam quasi-monocromáticos, permitindo que estes tenham largura espectral comparáveis à frequência da portadora, f_0 .

Se necessário, os termos superiores à β_3 podem ser facilmente incluídos em (3.37). Na dedução da ENLS, admitiu-se, também, que a resposta não-linear do meio fosse instantânea, através da equação (3.29). Pode-se relaxar esta aproximação considerando-se que a susceptibilidade de terceira ordem obedece a uma relação do tipo:

$$\chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3) \quad (3.38)$$

na qual $R(t)$ é a função de resposta não-linear. Assim, a polarizabilidade não-linear dada pela equação (2.1.13) é substituída por:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t R(t - t_1) E^2(\mathbf{r}, t_1) dt_1 \quad (3.39)$$

Substituindo (3.39) em (3.12) e adotando-se um procedimento de teoria de perturbação [5] semelhante ao da subseção anterior, obtém-se uma nova equação para descrever a evolução de $A(z, t)$ de forma mais geral que a ENLS.

Observa-se que, como a aproximação de envelope lentamente variável foi relaxada com a inclusão do termo de dispersão de segunda ordem, o procedimento perturbativo aplicado para obtenção desta nova equação também deve considerar esta relaxação. De fato, ao contrário do que ocorre na ENLS, a dedução desta nova equação considera que a polarizabilidade não-linear varia com o tempo e inclui a contribuição da primeira derivada de $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$.

Com essas duas novas considerações, susceptibilidade eletrônica não-instantânea e polarizabilidade não-linear variável com o tempo, a ENLS é reescrita da seguinte maneira [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \right] \left[A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right], \quad (3.40)$$

Resta, ainda, que seja estabelecida a dependência temporal da função de resposta não-linear com o tempo. $R(t)$ deve levar em conta tanto as contribuições eletrônicas quanto as contribuições vibracionais, chamadas de Raman. Como a resposta Raman é bem mais lenta que a eletrônica, pode-se expressar esta dependência por [11],[4]:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (3.41)$$

na qual a resposta eletrônica é considerada instantânea, f_R corresponde à fração da resposta não-linear governada pelas oscilações Raman e $h_R(t)$ é a função de resposta Raman. Esta última função está relacionada com o espectro de ganho Raman,

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)] \quad (3.42)$$

que é medido experimentalmente e pode ser encontrado na literatura [12].

Utilizando (3.40) e fazendo-se uma expansão em Série de Taylor, para $|A(z, t - t')|^2$ até termos de primeira ordem em t' , obtemos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, ENLGS [1], [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial}{\partial t} |A|^2 \right], \quad (3.43)$$

na qual

$$T_R = \int_0^\infty t' R(t') dt' \quad (3.44)$$

As considerações feitas para a dedução da ENLGS permitem que ela descreva, precisamente, o comportamento de pulsos com largura temporal mínima de aproximadamente 50 fs. Ela pode falhar para pulsos com duração inferior a 10 fs, devido à perda da validade da aproximação de envelope lentamente variável.

Além disto, em comparação com a ENLS, a ENLGS também apresenta a vantagem de descrever os fenômenos de *Self-Steepening*(SS) e *Intrapulse Raman Scattering* (IRS).

Entretanto, em parte por suas naturezas unidirecionais, tanto a ENLS como a ENLGS não descrevem o Espalhamento Inelástico Brillouin.

3.4 DESCRIÇÃO DOS EFEITOS PREVISTOS PELA ENLGS

A Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, Equação (3.43), descreve precisamente os fenômenos relevantes à propagação de pulsos, com duração mínima de ~50 fs, por fibras monomodo não-birrefringentes.

Nesta seção, apresentaremos, sucintamente, como cada um dos termos de (3.43) influencia essa propagação.

Como veremos no final deste capítulo, as rotinas desenvolvidas para simular os efeitos de propagação de pulsos, com duração de 100 fs, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos de β_2 , β_3 , SPM, SS e IRS..

3.4.1 PROPAGAÇÃO DE UM ÚNICO CANAL

Nesta subseção, analisaremos o caso de apenas um canal óptico (uma única frequência portadora) se propagando pela fibra. Esta discussão será estendida, no próximo capítulo, para o caso de 2 canais propagando-se em dispositivos conhecidos como acopladores ópticos baseados em fibras de cristal fotônico.

3.4.2 VELOCIDADE DE GRUPO

Observamos que (3.43) exibe quatro termos lineares no campo $A(z, t)$. O primeiro deles, proporcional a β_1 , está relacionado com a velocidade de propagação de grupo do canal, v_g . De fato, a velocidade de grupo é o inverso de β_1 :

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} \quad (3.45)$$

e podemos utilizar a transformação de variáveis:

$$T = t - \beta_1 z \quad (3.46)$$

para reescrevermos (3.43) na forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial}{\partial T} |A|^2 \right], \quad (3.47)$$

Desprezando-se as pequenas variações da velocidade de grupo dentro de um mesmo canal, a equação (3.47) é totalmente equivalente à (3.43). A única alteração é que, através de (3.47), adota-se um referencial que se move com a mesma velocidade que a velocidade de grupo da onda descrita por $A(z, t)$.

3.4.3 EFEITOS DISPERSIVOS

O termo proporcional a β_2 descreve a dispersão de segunda ordem, ou seja, a variação da velocidade de grupo de cada componente espectral da onda durante sua propagação pela fibra. Isso pode ser observado anulando-se todos os outros termos de (3.47):

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2}, \quad (3.48)$$

que tem como soluções, no domínio da frequência e do tempo, respectivamente:

$$A(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z\right) \quad (3.49)$$

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (3.50)$$

na qual $\tilde{A}(0, \omega)$ é a forma do pulso de entrada expressa no domínio da frequência está relacionada com sua forma temporal, através de:

$$A(0, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (3.51)$$

A equação (3.49) mostra que o espectro dos pulsos não se altera durante sua propagação pela fibra, $|\tilde{A}(z, \omega)|^2 = |\tilde{A}(0, \omega)|^2$. Essa é uma característica importante de pulsos que se propagam, exclusivamente, sob o regime de dispersão.

A equação (3.50) depende da forma do pulso incidente na fibra, através de (3.51). Para exemplificarmos seu efeito, se a potência de pico desse pulso for P_0 e ele possuir um perfil gaussiano:

$$A(0, T) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (3.52)$$

a equação (3.50) indica que, após se propagar por uma distância z , ele terá a forma:

$$A(z, T) = \sqrt{P_0} \frac{T_0}{\sqrt{T_0^2 - i\beta_2 z}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (3.53)$$

Comparando (3.52) e (3.53), podemos verificar que, à medida que o pulso se propaga, exclusivamente sob o regime de dispersão de segunda ordem, ele sofrerá um alargamento temporal e uma diminuição em sua amplitude.

Embora tenhamos utilizado um caso particular para ilustrar esses dois efeitos, eles são resultados gerais e válidos para qualquer forma de pulso de entrada.

Podemos analisar o efeito do termo de dispersão de terceira ordem, proporcional a β_3 , incluindo-o em (3.48).

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} \quad (3.54)$$

As soluções dessa equação, nos domínios da frequência e do tempo, são análogas à (3.49, 3.50 e 3.51):

$$A(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z + \frac{i}{6}\beta_3 \omega^3 z\right) \quad (3.55)$$

$$A(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z + \frac{i}{6}\beta_3 \omega^3 z - i\omega T\right) d\omega \quad (3.56)$$

$$A(0, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \quad (3.57)$$

Novamente, verificamos que o espectro do pulso é inalterado pela ação dos efeitos de dispersão.

No domínio do tempo, o principal resultado da dispersão de terceira ordem é distorcer a forma do pulso, de tal modo que ele se torne assimétrico com uma estrutura oscilatória em uma de suas extremidades. Entretanto, para que isso aconteça a magnitude de $\beta_3 \omega^3$ deve ser

comparável à de $\beta_2 \omega^2$. Os parâmetros de dispersão que correspondem para fibras de cristais fotônicos são: $\beta_2 = -47 \text{ ps}^2 \text{ km}^{-1}$ e $\beta_3 = 0,1 \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$, respectivamente, entre 1540 e 1560 nm.

Obviamente, a dispersão de terceira ordem será mais importante, qualquer que seja o tipo de fibra, nas regiões em que o comprimento de onda está próximo ao comprimento de onda de dispersão nula, ou nas situações em que a largura temporal dos pulsos é inferior a $\sim 100 \text{ fs}$.

Uma maneira usual para verificar a relevância da dispersão de terceira ordem é através da introdução de duas figuras de mérito:

$$L_{D2} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.58a)$$

$$L_{D3} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \quad (3.58b)$$

nas quais T_0 é a meia-largura do pulso no ponto em que sua intensidade decai a $1/e$ do valor máximo, enquanto L_{D2} e L_{D3} são chamados de comprimentos de dispersão, respectivamente, de segunda e de terceira ordem.

Claramente, quanto maior a razão $\frac{L_{D2}}{L_{D3}}$, menos significativa a ação dos efeitos de dispersão de terceira ordem.

Do ponto de vista físico, os efeitos de dispersão linear, qualquer que seja a sua ordem, provêm da dependência entre o índice de refração da fibra e a frequência de oscilação do campo eletromagnético que nela se propaga. Isso é decorrência da resposta, dependente da frequência, oferecida ao campo externo pelos elétrons ligados do material dielétrico que constitui a fibra.

3.4.4 ATENUAÇÃO

O último termo que descreve efeitos lineares em (3.43) é o termo proporcional a α . Esse termo é responsável pela atenuação da fibra e, para verificarmos sua ação, reescreveremos (3.47), anulando as contribuições dos outros efeitos:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A(z,T) \quad (3.59)$$

A solução dessa equação é bastante simples:

$$A(z,T) = A(0,T) \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) \quad (3.60)$$

$$P(z, t) = P(0, T)\exp(-\alpha z) \quad (3.61)$$

e mostra que a potência $P(z, T)$, $P(z, T) = |A(z, T)|^2$ de um pulso que se propaga por uma fibra decairá exponencialmente com o aumento da distância.

Embora nos sistemas de telecomunicações se procure trabalhar em regiões espectrais nas quais o coeficiente de atenuação α é aproximadamente constante, em geral, ele é função do comprimento de onda, $\alpha = \alpha(\lambda)$.

O Espalhamento de Rayleigh é causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra e que ocorrem em distâncias muito pequenas quando comparadas a λ . Uma vez que essas variações resultam de flutuações inevitáveis na composição do material da fibra e de defeitos e não-homogeneidades estruturais causadas incontrolavelmente durante o processo de fabricação da fibra, o Espalhamento de Rayleigh proporciona um limite mínimo fundamental para a atenuação em vidros. Seu efeito é proporcional a λ^{-4} .

Outro fenômeno importante que contribui para a atenuação é o Espalhamento de Mie, que é causado pela existência de não-homogeneidades de dimensões comparáveis à λ , sendo estas resultantes de imperfeições na estrutura cilíndrica da fibra.

Além desses dois espalhamentos, vários outros mecanismos podem contribuir para atenuação das fibras. Dentre eles, citamos as absorções intrínseca e extrínseca, as curvaturas e o projeto de guias de ondas. Informações mais detalhadas sobre esses mecanismos podem ser obtidas, por exemplo, em [13].

Assim como acontece com a dispersão, temos duas figuras de mérito associadas à atenuação, o comprimento de perdas, L_P , e o comprimento efetivo, L_{eff} :

$$L_P = \frac{1}{\alpha} \quad (3.62a)$$

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (3.62b)$$

na qual L é o comprimento total da fibra.

O comprimento de perdas corresponde ao comprimento no qual a potência decai a $1/e$ da potência injetada na fibra. A interpretação do comprimento efetivo está relacionada com o comprimento da fibra no qual as interações não-lineares serão mais fortes. Para atenuações típicas de 0,22 dB/km e os comprimentos de interesse para sistemas de telecomunicações, da ordem de algumas dezenas de quilômetros, verificamos facilmente que $L_P \cong L_{eff} \cong 20$ km.

3.4.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE

Os três termos de (3.43) que ainda não foram analisados envolvem a potência do pulso óptico, $|A(z, T)|^2$, sendo, portanto, não-lineares.

A origem física dos efeitos não-lineares de ordem mais baixa está relacionada com a dependência entre o índice de refração da fibra e a potência do campo eletromagnético que nela se propaga. Isso é decorrência do movimento anarmônico dos elétrons ligados pertencentes ao material que constitui a fibra, em resposta à influência do campo externo [1] e caracteriza o que é chamado de Efeito Kerr.

Para analisar a ação dos efeitos não-lineares de ordem mais baixa, desprezam-se as contribuições dos efeitos lineares e das derivadas temporais da potência, $\frac{\partial}{\partial T}|A|^2$ e $\frac{\partial}{\partial T}(|A|^2 A)$. Assim, obtemos a equação:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma|A|^2 A \quad (3.63)$$

que pode ser facilmente resolvida, resultando em:

$$A(z, T) = A(0, T)\exp[i\phi_{NL}(z, T)], \quad (3.64)$$

na qual a fase não-linear $\phi_{NL}(z, T)$ é definida como:

$$\phi_{NL}(z, T) = |A(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}} \quad (3.65)$$

e o comprimento não-linear, L_{NL} ,

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.66)$$

é uma figura de mérito relacionada com a escala de comprimento a partir da qual os efeitos não-lineares serão relevantes.

A partir de (3.64), verificamos que, sob o regime não-linear considerado, a forma do pulso permanece inalterada, $|A(z, T)|^2 = |\tilde{A}(0, T)|^2$. Por outro lado, a variação de fase, descrita por (3.65), dependente da potência óptica é crescente com a distância de propagação, implica um alargamento espectral do pulso.

Isto pode ser entendido mediante a observação de que uma fase variável no tempo faz com que a frequência óptica instantânea difira, ao longo do pulso, de seu valor central f_0 [1].

Esta diferença, $\delta\omega$, é dada por:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial}{\partial T} \left(|A(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}} \right) \quad (3.67)$$

e, no caso do pulso gaussiano, descrito por (3.52), pode ser escrita como

$$\omega(T) = 2P_0 \left(\frac{T}{T_0^2} \right) \exp \left[-\left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \frac{z}{L_{NL}}. \quad (3.68)$$

O aumento de $\delta\omega(T)$, com a distância de propagação z , caracteriza o referido alargamento espectral.

A dependência entre a fase e a intensidade, em (3.65), justifica o nome Automodulação de Fase (SPM), utilizado para descrever a classe de fenômenos não lineares indicada acima. A primeira observação deste efeito em fibras ópticas ocorreu em 1970 e, desde então, estudos teóricos e experimentais sobre a SPM vêm sendo amplamente divulgados.

Em geral, a SPM não será suficiente para descrever, isoladamente, a propagação de pulsos por fibras. Ela atuará conjuntamente com os efeitos de dispersão e atenuação, de acordo com (3.47).

A atenuação pode ser prontamente incorporada aos resultados de (3.64, 3.65 e 3.66) pela mera substituição da distância de propagação, z , pela distância de propagação efetiva, z_{eff} .

$$z_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \quad (3.69)$$

nas equações (3.64, 3.65 e 3.66) a (3.69).

A inclusão dos efeitos dispersivos é mais complicada e requer a solução, na maioria das vezes, numérica de (3.47).

Entretanto, em algumas situações, podemos considerar que a propagação se dará em um regime predominantemente dispersivo ou não-linear.

Fazendo uma relação com as figuras de mérito previamente mencionadas, a primeira destas situações corresponde ao caso no qual $L \ll L_{NL}$ e $L \geq L_D$, de tal forma que $\frac{L_D}{L_{NL}} \leq 1$. Já

o regime não-linear, regido pelo alargamento espectral induzido pela SPM, será caracterizado quando $L \ll L_D$ e $L \geq L_{NL}$, de maneira que $\frac{L_D}{L_{NL}} \geq 1$.

Nas situações em que GVD e SPM possuem contribuições de magnitudes semelhantes, a SPM pode tanto realçar como compensar os efeitos de alargamento temporal causados pela GVD. Uma análise detalhada destas afirmações pode ser obtida através da comparação entre os *chirps*, variações temporais da fase dos pulsos, induzidos por esses efeitos. Em geral, quanto maior o *chirp*, maior será o alargamento temporal.

Embora esta análise esteja além dos objetivos deste trabalho, observa-se que o *chirp* induzido pela SPM será sempre positivo, ao passo que o *chirp* induzido pela GVD poderá ser positivo ou negativo, dependendo do sinal da dispersão de segunda ordem ser, respectivamente, positivo ou negativo.

Assim, o *chirp* total experimentado por um pulso que se propaga no regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) será maior que o devido apenas à GVD, realçando seu alargamento temporal.

Por outro lado, se o pulso se propagar no regime de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), o *chirp* induzido pela SPM atuará no sentido oposto ao da GVD e o efeito de alargamento temporal será reduzido.

De fato, utilizando formas especiais de pulso, o *chirp* induzido pela SPM pode anular o *chirp* induzido pela GVD. Neste caso, o pulso se propagará sem sofrer alargamento temporal ou sofrendo alargamentos e estreitamentos temporais periódicos, caracterizando uma transmissão solitônica. A propagação de sólitons por fibras constitui uma das áreas de maior interesse, tanto teórico como aplicado, de pesquisa em comunicações ópticas, sendo amplamente relatada na literatura [14]-[19].

3.4.6 SELF-STEEPENING E INTRAPULSE RAMAN SCATTERING

O segundo termo não-linear de (3.47), $\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)$, governa um importante efeito não-linear, conhecido como *self-steepening* [20]-[22]. Sua origem física está relacionada com a dependência entre a velocidade de grupo e a intensidade dos pulsos que se propagam pelas fibras.

Neste trabalho de tese, o *self-steepening* será relevante quando os pulsos propagados forem ultracurtos (~ 100 fs) e/ou tiverem potência suficientemente elevada, neste caso em fibras de cristal fotônico. Nos casos em que a dispersão pode ser desprezada, o *self-*

steepening pode imprimir a formação de uma frente óptica de choque aos pulsos que se propagam pela fibra. Ele também gera uma distorção espectral, deslocando o pico de amplitude para uma frequência inferior à central (*red shift*) e causando um alargamento espectral, maior no sentido das frequências superiores (*blue shift*).

Se os termos de dispersão precisarem ser considerados, como é o caso para pulsos ultracurtos, a formação da frente óptica de choque e a distorção espectral serão minimizadas.

O último termo de (3.47), $-i\gamma T_R A \frac{\partial}{\partial T} |A|^2$, é consequência de um tempo de resposta finita das não-linearidades e descreve o fenômeno de *intrapulseramanscattering* [20]-[21]. Esse fenômeno, assim como o *self-steepening*, também é responsável pelo decaimento de sólitons de ordem superior e também é relevante apenas para pulsos ultracurtos (~ 100 fs).

As figuras de mérito associadas ao *self-steepening* e o *intrapulseramanscattering* são, respectivamente [22]:

$$L_{SS} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P} \quad (3.70a)$$

$$L_{IRS} = \frac{T_0/T_R}{\gamma P} \quad (3.70b)$$

Como o *self-steepening* e o *intrapulse ramans cattering* não representam fortes restrições aos sistemas de comunicações ópticas atuais, esta breve discussão é suficiente aos nossos propósitos. Por outro lado, como um dos nossos objetivos é a implementação de uma rotina numérica para a solução da ENLGS, no próximo capítulo iremos apresentar algumas simulações que lidem com estes fenômenos, sendo que esta propagação será através de dois canais, caracterizando um dispositivo óptico baseado em fibras de cristal fotônico, o acoplador.

Neste Capítulo, apresentamos a ENLGS que descreve, dentro das considerações listadas na Tabela 3.1, a propagação de pulsos por fibras ópticas monomodo. A seguir, analisamos cada um dos termos desta equação e realizamos uma breve discussão sobre os principais efeitos de transmissão previstos por ela. A Tabela 3.2 lista os principais pontos desta discussão.

Tabela 3.2 Resumo dos Efeitos de Propagação em Fibras Ópticas Monomodo

EFEITO	TERMO DA ENLGS	ORIGEM FÍSICA	IMPLICAÇÕES	FIGURA DE MÉRITO
Velocidade de Grupo	$-\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Deslocamento entre os canais.	$L_W = \frac{T_0}{ \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) }$
Dispersão de 2° Ordem	$-\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal	$L_{D2} = \frac{T_0^2}{ \beta_2 }$
Dispersão de 3° Ordem	$\frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal Assimétrico	$L_{D3} = \frac{T_0^3}{ \beta_3 }$
Atenuação	$-\frac{\alpha}{2}A$	Espalhamento de Rayleigh e de Mie, Absorções, Curvaturas, Projetos de Guia de Onda.	Perda de Potência	$L_P = \frac{1}{\alpha}$
Efeito Kerr	$i\gamma A ^2A$	Índice de Refração dependente da Potência do Campo Aplicado: Movimento Anarmônico dos Elétrons Ligados	-Automodulação de Fase -Modulação Cruzada de Fase -Mistura de Quatro Ondas -Instabilidade Modulacional -Geração de 3ª Harmônica	$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P}$
Self-Steepening	$-\frac{2\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}(A ^2A)$	Velocidade de Grupo dependente da Intensidade	-Frente Óptica de Choque -Decaimento de Sólitons	$L_{SS} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P}$
Intrapulse Raman Scattering	$-\gamma T_R \frac{\partial}{\partial T}(A ^2)$	Tempo de Resposta Finito à Ação do Campo Aplicado	Decaimento de Sólitons	$L_{IRS} = \frac{T_0/T_R}{\gamma P}$

3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Second Edition, Academic Press, San Diego, N.Y., U.S.A., 1995.
- [2] A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no 3, pp. 142-144, Aug. 1973.
- [3] R.H. Hardin, F.D. Tappert, "Application of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equation," *SIAM*, vol. 15, 423, 1973.
- [4] P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1076-1078, Oct. 1990.
- [5] Y. Kodama, A. Hasegawa, "Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide," *IEEE J. of Quantum Electron.*, vol. QE-23, no 5, pp. 510-524, May. 1987.
- [6] G.R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, Second Edition, Dover Publications, New York, 1989.
- [7] Y.R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, 1984.
- [8] G.P. Agrawal, in *Supercontinuum Laser Source*, R.R. Alfano, Ed. Springer-Verlag, Heidelberg, Chapter 3, 1989.
- [9] H.A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1984, Capítulo 10.
- [10] M. Miyagi, S. Nishida, "Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion," *Appl. Opt.*, vol. 18, no 5, pp. 678-682, Mar. 1979.
- [11] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, H.A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Am. B*, vol. 6, pp. 1159-1166, Jul. 1989.
- [12] R.H. Stolen, "Nonlinearity in Fiber Transmission," *Proc. IEEE*, vol. 68, pp. 1232, 1980.
- [13] W.F. Giazza, E. Conforti, H. Waldman, *Fibras Ópticas*, Makron Books do Brasil Ltda., Editora McGraw-Hill Ltda., São Paulo, Brasil, 1991.
- [14] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, H.H. Chen, Y.C. Lee, "Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-model fibers," *Opt. Lett.*, vol. 12, no 8, pp. 628-630, Aug. 1987.
- [15] A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, J.R. Taylor, "Solitons in the region of the minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 13, no 9, pp. 770-772, Sep. 1988.
- [16] Y. Chen, "Combined process of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, no 1, pp. 43-52, Jan. 1990.

- [17] D.R. Andersen, S. Datta, R.L. Gunshor, "A coupled mode approach to modulation instability and envelope solitons," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, no 10, pp. 5608-5612, Oct. 1983.
- [18] F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* 11, 659-661, 1986.
- [19] P.G. Drazin, *Solitons: An Introduction*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.
- [20] F. DeMartini, C.H. Townes, T.K. Gustafson and P.L. Kelley, "Self-steepening of light pulses," *Phys. Rev.* 164, 312-323, 1967.
- [21] M. Trippenbach, Y.B. Band, "Effects of self-steepening and self-frequency shifting on short-pulse splitting in dispersive nonlinear media," *Phys. Rev. A* 57, 6, 4791-4803, 1998.
- [22] J.P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no 10, pp. 662-664, Oct. 1986.

CAPÍTULO 4

TEORIA FUNDAMENTAL SOBRE ACOPLADORES DE FIBRA CONVENCIONAL E DE FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO

O aumento contínuo da velocidade dos sistemas de transmissão de telecomunicações tem despertado o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos capazes de processar e tratar informações a velocidades ultra-rápidas. Neste sentido, vários dispositivos ópticos, passivos ou ativos, foram e continuam sendo desenvolvidos para este propósito. Entre estes dispositivos, podemos citar os acopladores, que desempenham um papel extremamente importante em circuitos ópticos, e em particular, no estudo de chaveamento de energia aníveisultra-rápidos. Ao longo deste capítulo apresentaremos os principais conceitos relacionados aos acopladores fibra convencionais (SiO_2), sendo que o principal objetivo é mostrar os efeitos num acoplador direcional não linear simétrico (NLDC) em PCFs operando com dois pulsos ultracurtos fundamentais de 100fs, utilizando a equação não linear de Schrödinger generalizada (ENLSG) com o acréscimo de termos de dispersão de terceira ordem, *Self-Steepening* (SS) e *Intrapulse Raman Scattering* (IRS).

4.1 ACOPLADORES DE FIBRAS CONVENCIONAIS

Acopladores fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são um dos dispositivos essenciais em sistemas ópticos. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão do feixe óptico em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados (e vice-versa). Embora a maioria das aplicações de acopladores fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultra-rápido como chave óptica. Aplicações em optoeletrônica, telecomunicações, processamento digital totalmente óptico, são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos [1-5].

Os acopladores têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO_3 e guias de ondas semicondutores. Nesta tese, estaremos focados exclusivamente em acopladores direcionais baseados em fibras.

Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de forma a construir uma estrutura multicamadas. No caso de acopladores baseados em fibra, é

necessária uma modificação na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos na literatura:

- Retirada da maioria da camada de casca por meio de corrosão química.
- Remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado.
- Fusão de duas, ou mais, fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento.

Seja qual for o tipo de acoplador escolhido, fibra ou óptica integrada, é possível produzir diferentes taxas de acoplamento pela simples variação das condições de propagação em cada um dos guias.

4.2 CARACTERÍSTICAS DOS ACOPLADORES

Acopladores fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância “d”, conforme mostram as Figuras 4.1a e 4.1b, e são regularmente usados para uma variedade de aplicações relacionadas a fibras ópticas [6-10]. Seus núcleos são bastante próximos de maneira que os modos fundamentais de propagação de cada núcleo sobrepõem-se parcialmente na região da casca entre os dois núcleos. Tal acoplamento de onda evanescente entre os dois modos provoca a transferência da potência óptica de um núcleo para o outro. Esta transferência de potência está diretamente relacionada com a potência crítica P_C , que é a potência necessária para se obter uma transferência de 50% entre os guias do acoplador. A potência crítica para um acoplador dada por:

$$P_C = \frac{A_{eff}\lambda}{n_{NL}L_C} \quad (4.1)$$

em que A_{eff} representa a área de seção transversal efetiva do guia de onda, λ é o comprimento de onda no vácuo, n_{NL} é o índice de refração não linear e L_C é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência de um guia para outro. Para o acoplador da Figura 4.1a, o comprimento L_C é definido como:

$$L_C = \frac{\pi}{2K} \quad (4.2)$$

sendo K o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes. Como podemos verificar pelas equações (4.1) e (4.2), a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento.

De um modo geral, os acopladores, na sua configuração mais simples, são geralmente dispositivos de 4 portas (duas de entrada e duas de saída) cuja função é dividir coerentemente o feixe óptico incidente em uma das portas de entrada e direcioná-lo para as portas de saída.

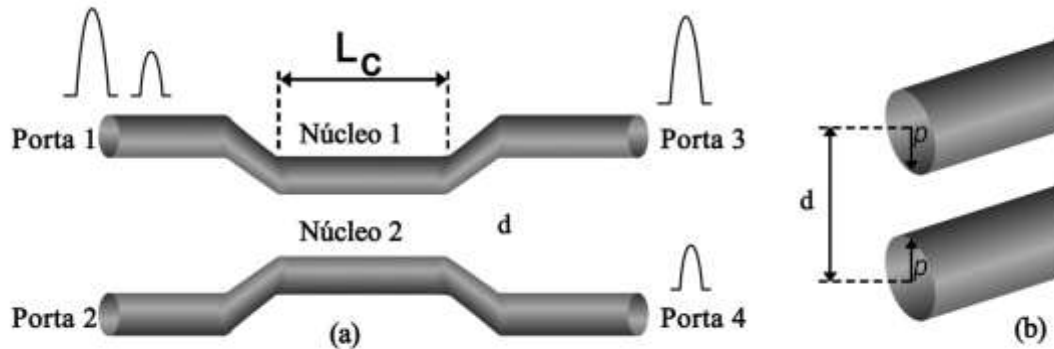


Figura 4.1^a Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. Figura 4.1b Seção transversal do NLDC.

Dependendo da potência de pico aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas. A partir dos sinais aplicados à porta 1 do acoplador, Figura 4.1a, temos que para baixa potência de luz (abaixo da potência crítica), o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado à porta 1 é completamente chaveado para a porta 4. Se o sinal aplicado à porta 1 do acoplador apresentar uma intensidade maior (acima da potência crítica), a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3).

Para o acoplador das Figuras 4.1a e 4.1b, temos que “d” é a separação entre os centros dos núcleos das fibras e p o raio dos núcleos. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação d/p usualmente varia entre 2 e 4 [11], ou seja, a relação d/p deve ser, no mínimo, da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [12].

4.3 ACOPLADORES DIRECIONAIS E CONTRADIRECIONAIS

Em um acoplador, se o sentido do campo chaveado for igual ao do campo incidente, esse acoplador é denominado acoplador direcional ou copropagante, caso o sentido seja contrário, ele é denominado contrapropagante ou contradirecional.

4.4 ACOPLADORES SIMÉTRICOS

A Figura 4.2 apresenta a estrutura mais simples para um acoplador simétrico. Os acopladores são ditos simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($\rho_1=\rho_2$) e também possuem iguais índices de refração ($n_1=n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos. No caso dos acopladores direcionais simétricos, a diferença de fase entre os dois modos dos núcleos é sempre zero.

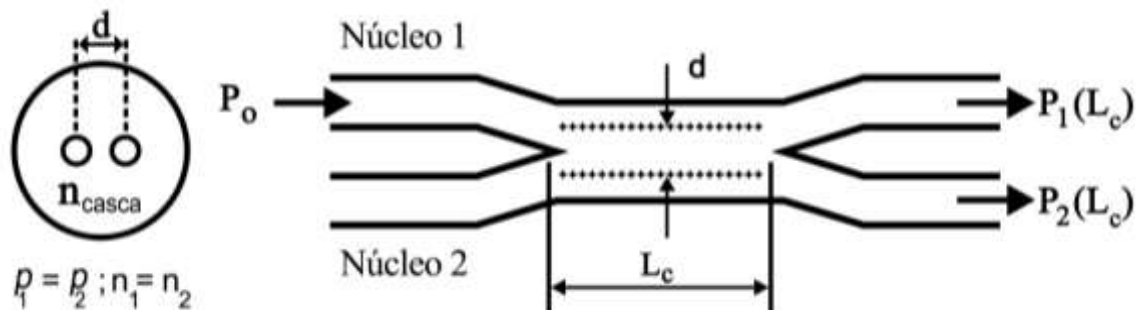


Figura 4.2 Acoplador Simétrico.

4.5 ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR BASEADO EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF).

Como visto anteriormente, dois guias próximos podem ser acoplados devido à penetração da luz de um guia para o outro. Este dispositivo fabricado a partir de materiais com índice de refração positivo preserva o sentido de propagação da luz e, possivelmente, por esta razão, é chamado de acoplador direcional. Atualmente já existem propostas de se utilizar acopladores direcionais de cristais fotônicos para a transmissão de sólitons bem como utilizar os efeitos não-lineares de sua propagação, já que a maioria das aplicações utiliza apenas características lineares destes dispositivos [13-15].

Uma fibra óptica convencional é formada por um fio de sílica envolto por um material com índice de menor refração. Dessa forma, ocorre o confinamento da luz no guia pela lei de Snell. As PCFs, são formadas por um arranjo periódico de materiais de alto e baixo índice de refração. Como material de alto índice pode-se utilizar a sílica, e como material de baixo índice de refração é utilizado o ar (buracos de ar na estrutura periódica).

As fibras que estudaremos neste trabalho serão as que confinam a luz por índice de refração. Existem fibras que confinam a luz por **band gap**, uma faixa de frequência onde a luz pode se propagar gerada por algum defeito (quebra na periodicidade do material) em uma estrutura periódica de cristais fotônicos, seja em uma, duas ou três dimensões.

O projeto mais comumente usado é uma fibra **holey**, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra [16]. Na Figura 4.3 mostra a fibra de dois núcleos utilizada como dispositivo acoplador neste trabalho.

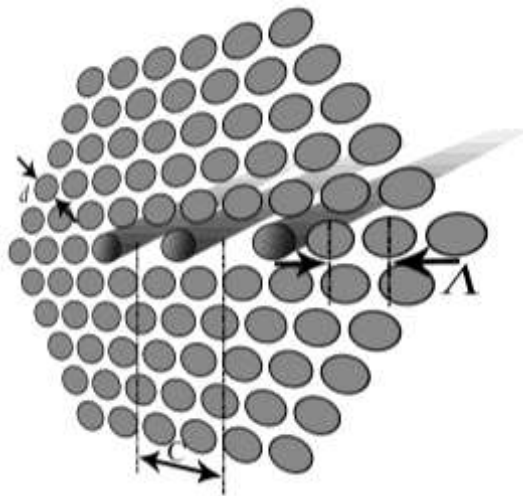


Figura 4.3 Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas cinzas são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice de refração maior do que o ar (Fibras **holey**) [17].

A estrutura de uma PCF de dois núcleos mostrado na figura acima possui os seguintes fatores geométricos: onde d é o diâmetro dos buracos de ar que compõe a fibra de sílica, Λ é a distância de um buraco ao outro, e C é a separação do núcleo.

A equação matemática que descreve a propagação de pacotes de luz em fibras ópticas é a equação não linear de Schrödinger (NLSE) obtida através das equações de Maxwell considerando um meio de propagação livre de cargas. Na sua forma generalizada, temos a equação para a propagação (3.43) do capítulo anterior.

Ao utilizarmos acopladores baseados em fibras de cristais fotônicos temos que acrescentar os efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens. A equação (3.43) expressa a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não linear com os efeitos de alta ordem. A mesma é conhecida como equação não-linear de modo acoplado e não diferenciam os modos de polarização ortogonais da fibra:

$$\begin{aligned}
& i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma |A_1|^2 A_1 + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial(|A_1|^2 A_1)}{\partial t} - \gamma A_1 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 A_2 \\
& \quad + i k_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} \\
& i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \gamma |A_2|^2 A_2 + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial(|A_2|^2 A_2)}{\partial t} - \gamma A_2 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 A_1 \\
& \quad + i k_1 \frac{\partial A_1}{\partial t}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

Em (4.3) tem-se que z é o comprimento ao longo da fibra, t é o tempo de referência para a propagação dos pulsos, A_1 e A_2 são os pulsos de entrada nos dois núcleos do acoplador. Em comparação com (3.43) surge o parâmetro do coeficiente de acoplamento (k_0) e do coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1).

Para baixa potência de luz se propagando em um dos guias, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. As potências mais altas induzem uma mudança no índice de refração e deterioram as características de transmissão. Tais transmissões são inibidas para potências acima da potência crítica.

4.6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste primeiro momento resolvemos numericamente as equações para os modos acoplados em (4.3). Nesse primeiro experimento estamos preocupados em entender a influência dos efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens. Primeiro iremos propagar um pulso secante hiperbólico na entrada da fibra 1 de largura temporal $T_{fwhm}=100fs$ e na entrada da fibra 2 não teremos entrada de sinal. Analisamos um acoplador baseado em fibras de cristais fotônicos que possui o diâmetro dos buracos $d=2.0\mu m$, distância entre os buracos de $\Lambda=d/0.9$, separação entre os núcleos de 2Λ (ver Figura 4.3), e o comprimento de acoplamento dado por $L_c=1,8\text{ cm}$. O comprimento de onda da portadora está na região do infravermelho e seu valor é $\lambda=1,55\mu m$ [17]. Os parâmetros para as nossas equações dos modos acoplados mostrados em (4.3) serão os seguintes: $\beta_2=-47ps^2/km$, $\beta_3=0.1ps^3/km$, $\gamma=3.2 \times 10^{-3}(Wm^{-1})$ (para uma área efetiva de $41\mu m^2$) e $\gamma/\omega_0=2.6 \times 10^{-18}\text{ s}/(Wm)$.

Para um pulso secante hiperbólico temos a seguinte relação entre a largura inicial do pulso (T_0) e a largura temporal de meia potência (T_{fwhm})

$$T_{fwhm} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0 \cong 1,763T_0(4.4)$$

Para essa nossa propagação encontramos que a distância para que a dispersão de 2ª ordem seja influente será dada por $L_{D2}=T_0^2/|\beta_2|=6,8\text{cm}$. Da mesma forma, para que os efeitos de dispersão de 3ª ordem sejam influentes precisamos de uma distância mínima de $L_{D3}=T_0^3/|\beta_3|=1,82\text{ m}$. Já para o SPM, temos que $L_{NL}=1/\gamma P_0$, onde P_0 é o pico de potência do sinal de entrada. Nesse primeiro momento utilizamos uma potência de entrada dez vezes menor que a potência crítica (P_c) do acoplador que é dada pela relação $P_c=4k/\gamma(1-\sigma)$ tal que $k=\pi/2L_c$, L_c é o comprimento de acoplamento e σ é o parâmetro de modulação cruzada de fase (XPM), considerado na maioria da vezes como zero. No acoplador em questão temos que a $P_c=109\text{kW}$. A potência crítica é definida como a energia do pulso de entrada que transfere 50% de sua energia para o pulso de saída em das portas de saída do acoplador óptico, e 50% de sua energia para a outra porta de saída do acoplador óptico.

Nossa próxima análise será mostrar que o coeficiente de dispersão de acoplamento pode quebrar o pulso a partir de uma determinada distância. Essa distância é dada por $L_w = T_0/|k_1|$. Para o comprimento de onda da portadora que estamos utilizando o valor de k_1 é de -410 fs/m [17]. Então, de acordo com a equação citada acima, o efeito de dispersão da constante de acoplamento será notável a partir de $L_w=24\text{cm}$. Dessa forma, se faz necessário propagar o sinal por uma distância maior que 24 cm para que possamos ver o efeito que a dispersão do coeficiente de acoplamento causa no pulso. Escolhemos propagar o pulso por uma distância de 33,3 cm ($\approx 18,5$ comprimentos de acoplamento), que será o comprimento do acoplador. Para um comprimento de acoplamento, todo o sinal que entra no canal 1 sairá no canal 2. Para dois comprimentos de acoplamento, teremos que o sinal sairá totalmente no canal 1. Se utilizarmos metades de acoplamentos teremos uma divisão de potências entre os dois canais, como poderemos comprovar nas figuras que seguem. Faz-se essa consideração apenas para que vejamos o pulso de saída nos dois canais, e não apenas em um. Para os gráficos das Figuras 4.4 até 4.9, utilizamos uma potência de entrada de $10,9\text{kW}$ ($P_c/10$). Para essa potência (P_0) temos que a não-linearidade será importante a partir de um comprimento de propagação de $L_{NL}=2,8\text{cm}$. Esse comprimento de não-linearidade é menor que o comprimento de dispersão. Assim, durante todas as propagações teremos que a não-linearidade será mais atuante que a dispersão.

Na Figura 4.4 mostra o perfil do pulso secante hiperbólico na entrada do canal 1 (em preto) e o pulso na saída nesse mesmo canal (linha tracejada em vermelho) e no canal 2 (linha pontilhada em azul) considerando apenas a dispersão de 2ª ordem. Como o comprimento para que ocorra a dispersão de 3ª ordem é muito alto, se comparado ao de 2ª ordem, podemos negligenciá-lo. A Figura 4.5 nos mostra o acréscimo desse fator de dispersão de terceira ordem. Note que o referido efeito não interfere na propagação do pulso e não pode ser notado. Assim, as Figuras 4.4 e 4.5 são semelhantes e a saída nos dois canais são iguais considerando somente as dispersões de 2ª e 3ª ordem.

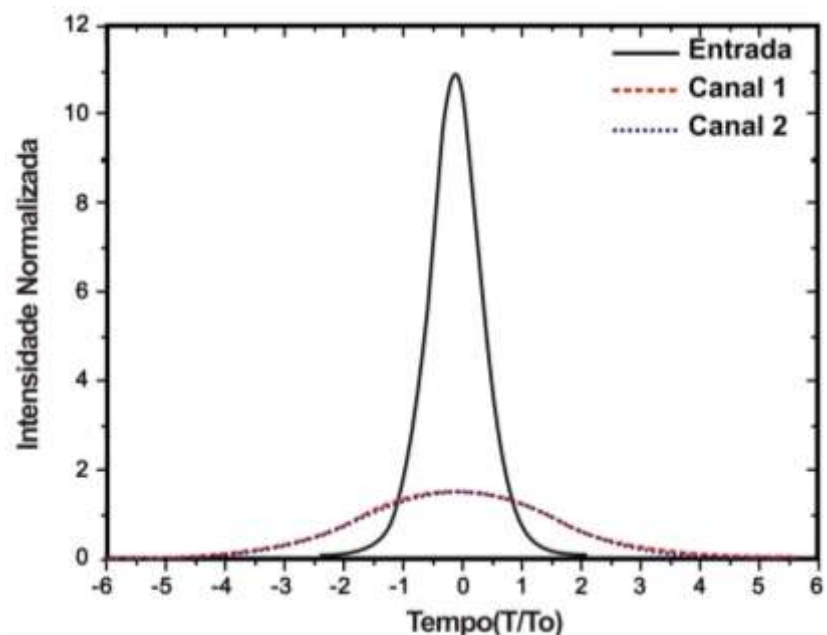


Figura 4.4 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª ordem.

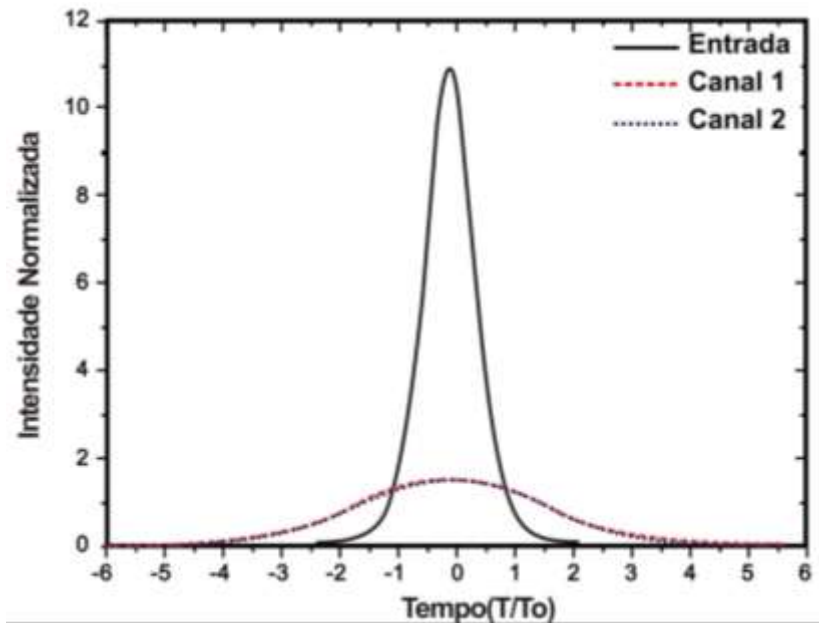


Figura 4.5 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.

Na Figura 4.6, acrescentamos a SPM e notamos uma compressão do pulso nos dois canais do acoplador. Vimos que para a distância de propagação proposta esse efeito pode ser bem visualizado já que sua distância de não linearidade é pequena se comparada ao comprimento de propagação.

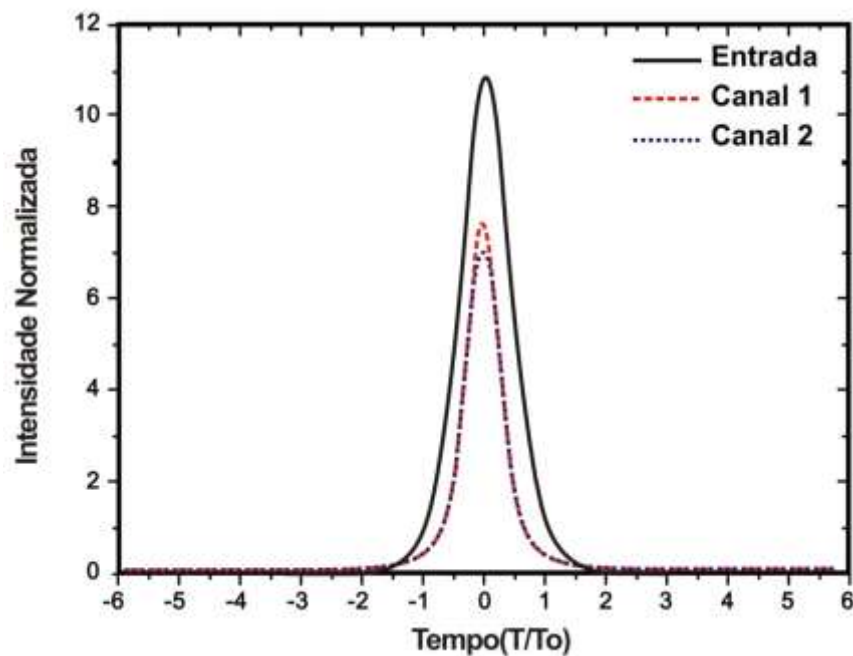


Figura 4.6 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e SPM.

Na Figura 4.7 acrescentamos o efeito de **Self-Steepening(SS)**. Esse efeito é responsável por uma inclinação do pulso na sua escala temporal. Na Figura 4.8 acrescentamos a todos os efeitos citados anteriormente, o **Intrapulse Raman Scattering (IRS)**. Nota-se agora o deslocamento temporal do pulso de saída nos dois canais. Vale ressaltar que o IRS pode quebrar o pulso de saída em pulsos menores.

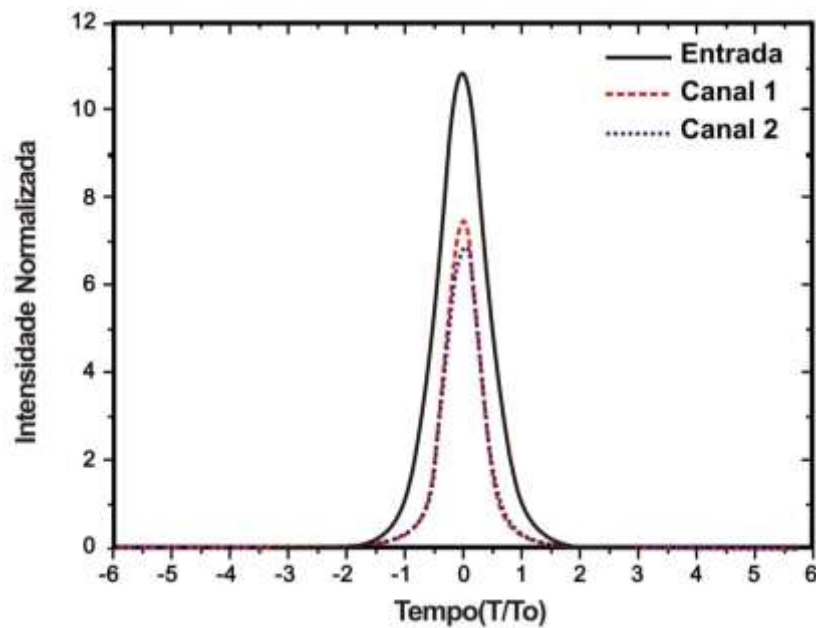


Figura 4.7 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM e SS.

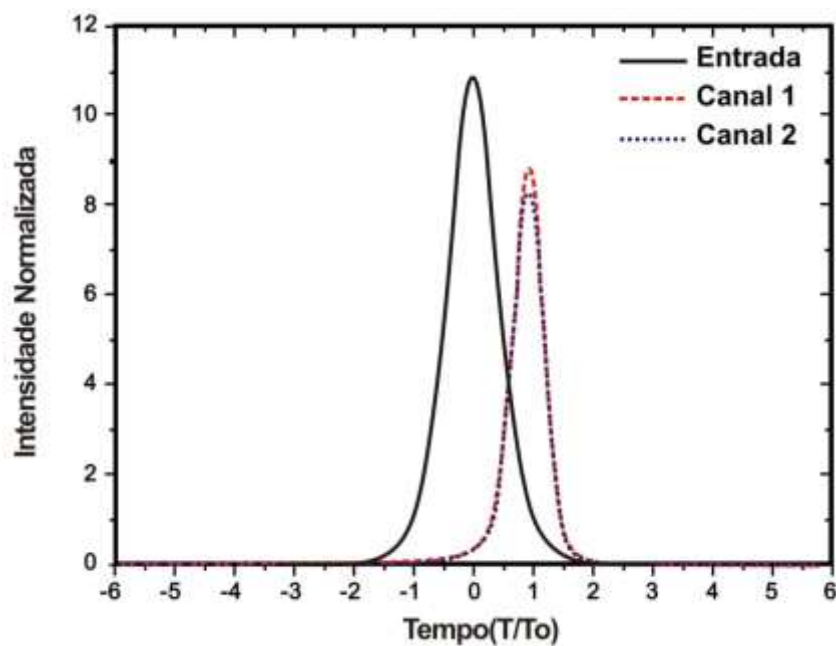


Figura 4.8 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS e IRS.

Na Figura 4.9 acrescentamos o efeito de dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA). Nota-se que o pulso de saída nos dois canais possui uma leve quebra. Poderíamos pensar que essa leve quebra seria devida ao efeito Raman, porém comparando com o resultado da Figura 4.8, chegamos à conclusão de que esse coeficiente realmente quebra o pulso em alguns outros picos.

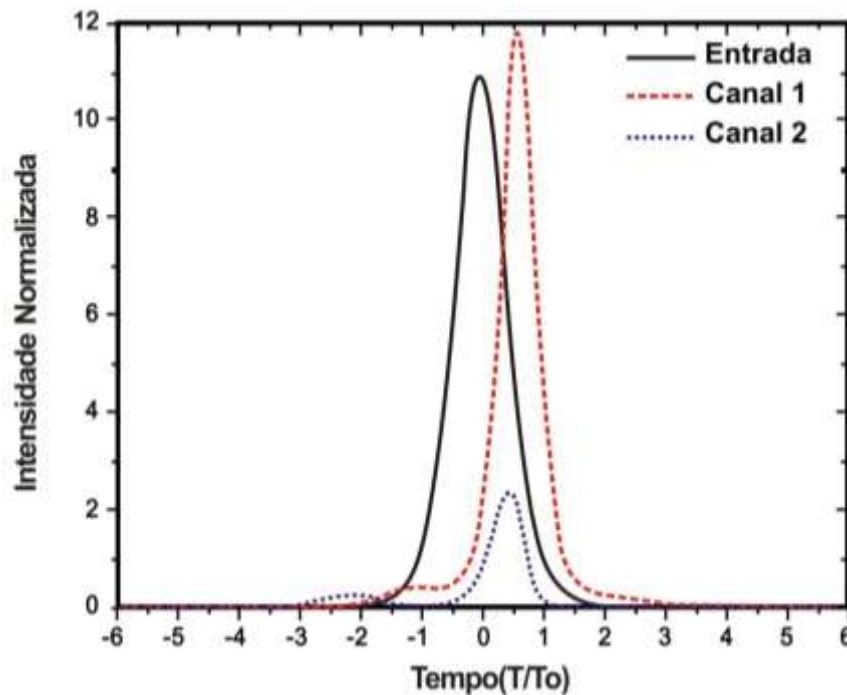


Figura 4.9 Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRS e DCA.

Para que possamos investigar melhor o efeito de DCA aplicaremos a condição para que ocorra uma a propagação de um sóliton no acoplador em que $L_{D2} = L_{NL}$. Nesse caso encontramos, que a potência de entrada (P_0) no canal 1 deverá ser de $4,46 \times 10^3 \text{ W}$. Para essa referida potência os efeitos lineares e dispersivos são equivalentes e o pulso secante hiperbólico se propaga apenas com um pequeno decréscimo em sua intensidade causada pelo acoplamento (k_0). Ao fazer essa consideração podemos notar mais fortemente a influência do fator de dispersão do coeficiente de acoplamento (k_1) já que os outros efeitos serão compensados por essa potência de entrada. Na Figura 4.10 mostramos a forma dos pulsos de saída nos dois canais sem o acréscimo de k_1 . Ao acrescentar k_1 na equação dos modos acoplados temos a visualização perfeita da influência da dispersão do coeficiente de acoplamento nos pulsos de saída em ambos os canais, conforme mostra a Figura 4.11.

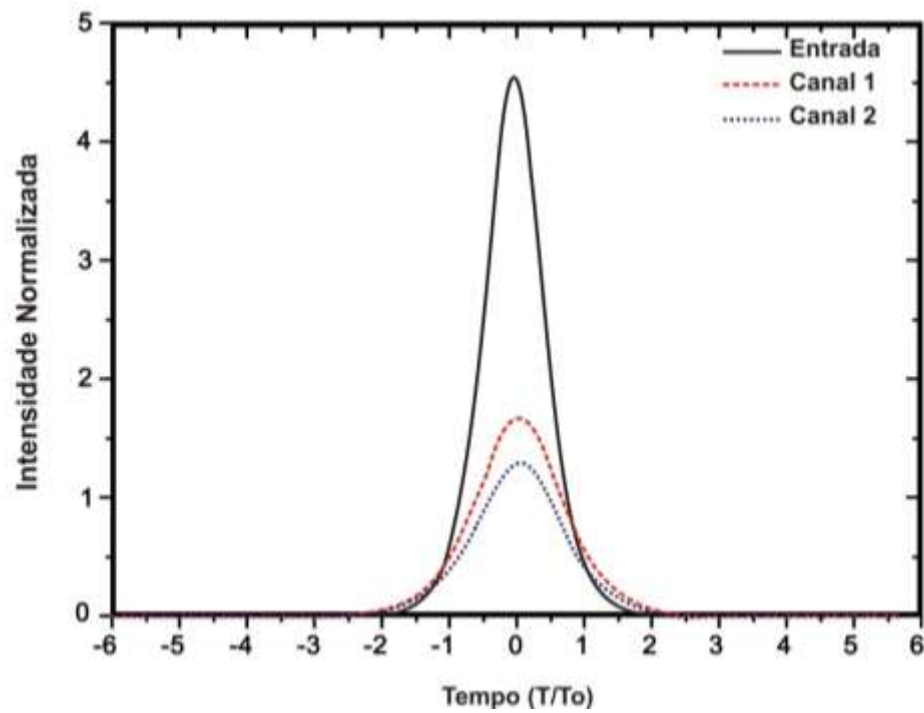


Figura 4.10 Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS e IRS para $P_0=4,46 \times 10^3 \text{ W}$.

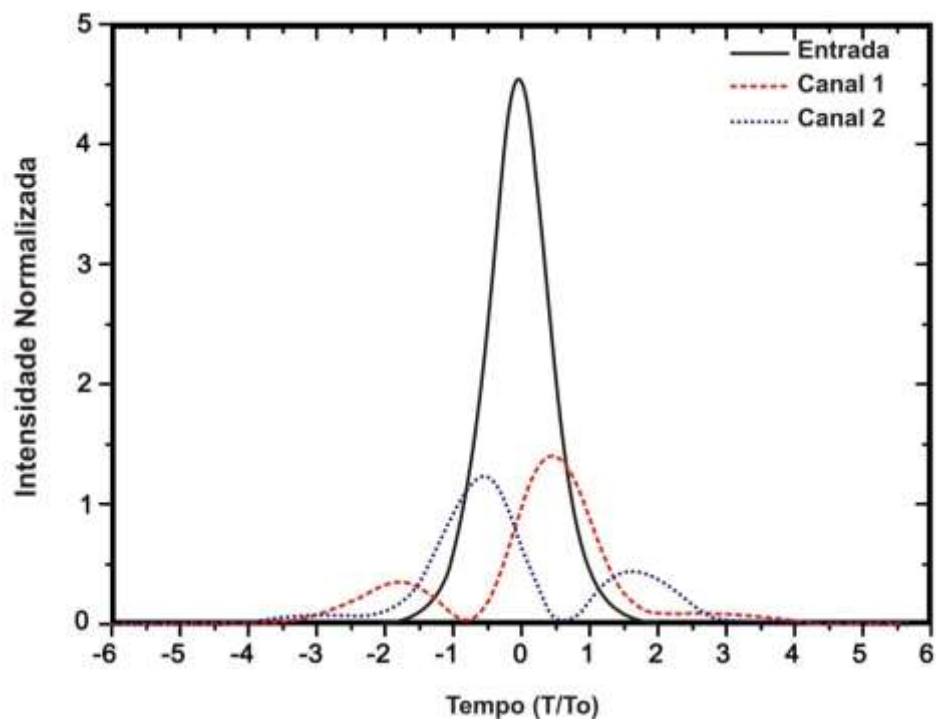


Figura 4.11 – a) Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRSe DCA para $P_0=4,46 \times 10^3 \text{ W}$.

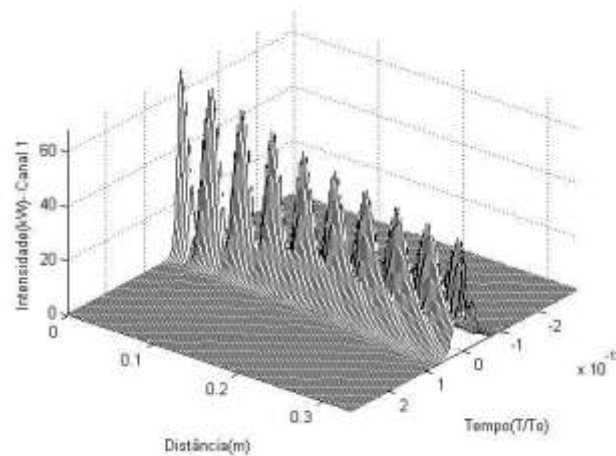


Figura 4.11b. Propagação do pulso ao longo de 33 cm do acoplador de cristal fotônico no canal 1 para $P_0 = 4,46 \times 10^3 \text{ W}$.

A próxima experimentação utiliza todas as características da primeira com a única diferença do comprimento da propagação utilizado (comprimento do acoplador). Como queremos visualizar o comportamento do componente para uma maior ou menor potência de entrada não precisamos de uma distância de propagação tão alta. Dessa forma, utilizamos uma propagação de dois comprimentos de acoplamento ($2L_c = 2 \times 1,8 \text{ cm} = 3,6 \text{ cm}$). Na Figura 4.12 temos o caso simulado anteriormente, que mostra uma propagação para uma potência de entrada 10 vezes menor que a potência crítica. Note que o acoplamento ocorre perfeitamente e que toda a energia do canal 1 retorna ao canal 1 depois da distância propagada.

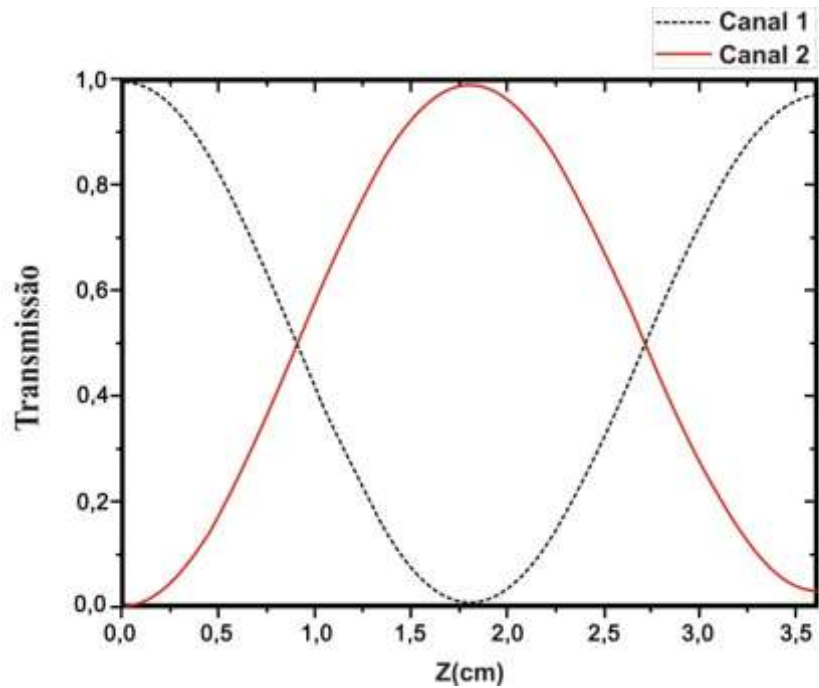


Figura 4.12 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.

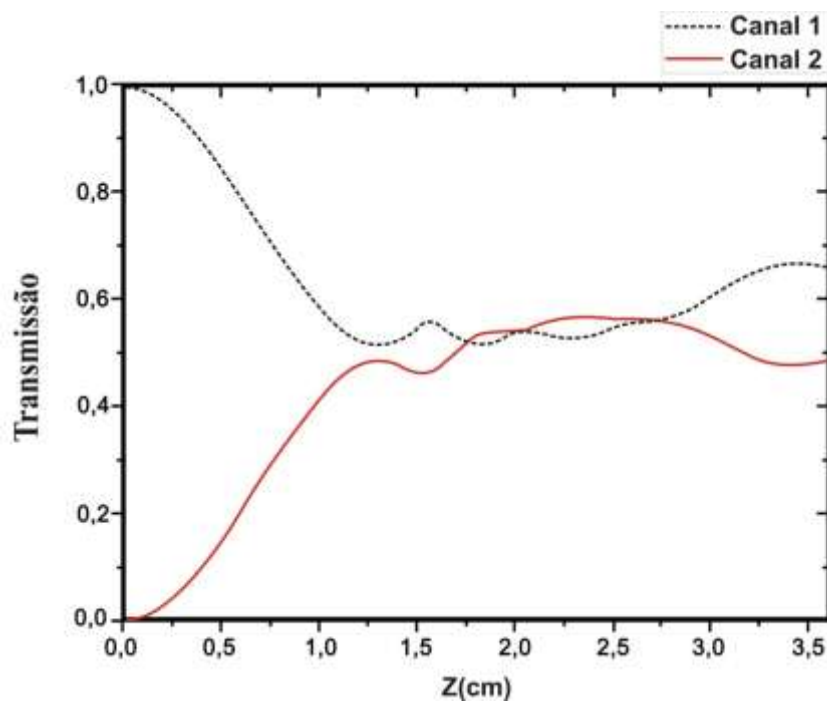


Figura 4.13 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.

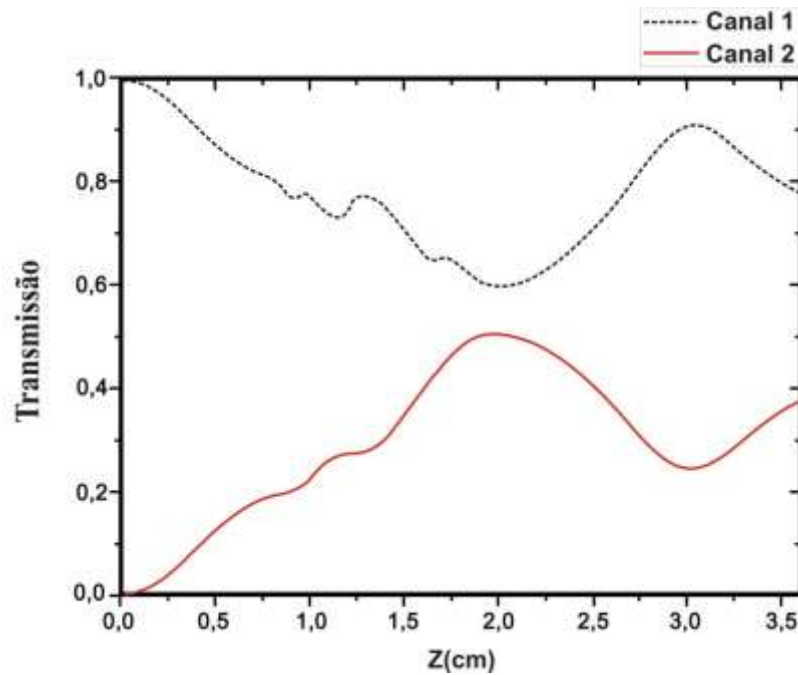


Figura 4.14 Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada 50% maior que a potência crítica.

Na Figura 4.13 mostramos o caso em que a potência de entrada é igual a potência crítica. Após o primeiro acoplamento ($z = 1,8$ cm) temos que a distribuição de 50% da energia incidente no canal 1 e os outros 50% no canal 2. O dispositivo em questão está de acordo com a teoria. Na Figura 4.14 mostramos o comportamento do acoplador com $P_0 = 1,5P_c$ e vemos que a energia tende a permanecer no Canal 1. Existe também uma quebra de simetria entre os dois canais quando $z = 1,3$ cm.

4.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra. *Opt. Commun.* 276, 107 – 115 (2007).
- [2] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra, *Opt. Commun.* 262 (1), 32-37 (2006).
- [3] J. S. Almeida, J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, J. C. Sales, A. C. Ferreira, S. P. Marciano, A. F. G. Furtado Filho, M. G. Silva e A. S. B. Sombra. *Fiber and Integrated Optics*, 26 (4), 217-228 (2007).
- [4] C. C. Yang, A. J. S. Wang. *IEEE J. QE*-28, 28 (1992).
- [5] M. N. Islam. *Ultrafast fiber switching devices and systems*, Cambridge University Press, AT&T Bell, Laboratories Division.
- [6] G. P. Agrawal (2001). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York.
- [7] V. J. Tekippe (1990). *Fiber Integ. Opt.* 9, 97.
- [8] P. E. Grenn (1993). *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap.3.
- [9] J. Hecht (1999). *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap. 15.
- [10] A. K. Ghatak e K. Thyagarajan (1999). *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, New York, Chap. 17.
- [11] K. S. Chiang (1995). *Opt. Lett.* 20(9), 997.
- [12] S. Droulias e *et al.*(2004). *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, *Opt. Comm.*, Vol. 240, pp. 209-219.
- [13] F. Benabid, “Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology,” *Philos Transact A Math PhysEngSci* 364(1849), 3439–3462 (2006).
- [14] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science* 299(5605), 358–362 (2003).
- [15] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. Russell, and G. Korn, “Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers,” *Phys. Rev. Lett.* 88(17), 173901 (2002).
- [16] X. Yu, M. Liu, Y. Chiang, M. Yan, P. Shum, *Opt. Commun.* **260**, 164(2005)
- [17] M. Liu, K.S. Chiang, *ApplPhys B.* **815**, 98 (2010).

CAPÍTULO 5

ANÁLISE DE PORTA LÓGICA POR UM NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO CHAVEAMENTO DE AMPLITUDE DE PULSO (PAM-ASK)

Portas lógicas fazem parte de uma categoria de dispositivos, na qual uma operação Booleana é executada com base nos valores dos sinais de entrada. A lógica, em si, é uma ferramenta poderosa, uma vez que possibilita uma distribuição inteligente da informação ao longo do sistema, no sentido de que um fluxo de dados pode controlar outro. Esta é uma das razões que tornam a operação, dos sistemas eletrônicos modernos, já baseados na lógica digital. Nas portas lógicas, o controle pode ser distribuído ao longo de toda a estrutura de chaveamento, tanto fisicamente quanto atuando no próprio dado, representando a operação de decisão por um nível lógico 0 ou 1, que podem ser regenerados, isto é, os sinais são substituídos por pulsos que são corrigidos em amplitude, forma e sincronismo [1].

A literatura especializada traz uma gama de pesquisas feitas sobre os mais variados tipos de portas lógicas opto-eletrônicas [2-4]. Entretanto, embora a capacidade de processamento de tais dispositivos ainda seja razoável, existe a necessidade iminente, na qual as taxas de transmissão superiores devem suprir a demanda, sempre crescente, no fluxo de informações, o que por sua vez exige a implementação de novas tecnologias mais sofisticadas, ou, no mínimo, uma otimização, também crescente, nos dispositivos já utilizados. O uso de porta lógicas, totalmente ópticas, pode melhorar o sistema quando a largura de banda é o entrave que limita a sua performance. Aplicações potenciais para portas ultra-rápidas, em redes de telecomunicações, incluem: Redes de área local, permuta de *time slot*, leitor de cabeçalho, no chaveamento de pacotes de informação, e multiplexadores / demultiplexadores em sistemas de fibras ópticas de alta performance. Este são alguns exemplos de funções de chaveamento no domínio do tempo, onde, o limite do sistema, é colocado pela largura de banda de alguns componentes críticos. Em adição, redes de computadores podem beneficiar-se através da sincronização e comunicação entre o processador e a memória, ou mesmo entre múltiplos processadores. Finalmente, portas lógicas ultra-rápidas, podem ser propostas para a codificação e decodificação de sinais em altas velocidades, garantindo a segurança na transmissão da informação [1]. Já existem várias pesquisas feitas sobre portas lógicas, totalmente ópticas, utilizando dispositivos como acopladores [5-7], interferômetros [8], e guias de ondas planares, operando com pulsos ópticos a taxas de aproximadamente 50 Gbits/s [9].

Neste capítulo, analisamos a execução de operações lógicas pelo NLDC-PCF, na configuração simétrica, sob uma modulação por amplitude de pulsos (PAM), no caso particular de um chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, gerando uma informação digital codificada.

Foram utilizados pulsos ópticos na condição de sóliton fundamental, de forma que seus parâmetros $[T_0 \text{ e } P_0^{(N)}]$ foram ajustados para se chegar a esse fim, codificados nos sinais digitais 0 e 1, mediante o chaveamento por amplitude de pulsos PAM-ASK. Em seguida, admitindo portas lógicas de duas entradas, faz-se uso das quatro combinações possíveis para dois pulsos, com a informação codificada nos níveis lógicos 0 ou 1, com o intuito de se verificar a realização de operações lógicas pelo NLDC-PCF simétrico. Os pulsos entrantes nas fibras 1 e 2, podem ser egressos de um sistema de comunicação digital operando com PAM-ASK. No estudo desta operação, neste capítulo, um sistema dessa natureza é substituído por um modulador PAM-ASK, onde se faz possível controlar o valor do parâmetro de ajuste de modulação PAM-ASK(ε) aplicado às amplitudes dos pulsos de entrada, tornando possível estabelecer a análise dos quatro casos possíveis a serem verificados.

Estuda-se também o comportamento do sistema diante de uma variação do parâmetro de ajuste da modulação PAM-ASK (ε), ou melhor, na alteração da amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência ou informação sem modulação. Intensidades de pico abaixo da intensidade de pico de referência ($I < I_{REF}$) representam nível lógico 0, por outro lado, intensidades de pico maiores que a intensidade de pico de referência ($I > I_{REF}$) representam nível lógico 1. Dessa forma, o valor de intensidade de referência (I_{REF}) delimita duas regiões nas quais os pulsos de saída no NLDC-PCF podem aparecer modulados, logicamente, em 0 ou 1.

No estudo de dispositivos de processamento lógico ópticos, há o desejo de se obter qualquer tipo de porta, todavia, porta lógica do tipo OR/AND, por serem básicas para construção da grande maioria de circuitos lógicos, desperta um interesse singular. Neste sentido, trabalhou-se fixando alguns valores do parâmetro de ajuste da modulação ε e variou-se a fase em um dos braços de entrada do NLDC-PCF, através do controle de fase $\Delta\Phi$, objetivando a obtenção desta referida porta. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos de β_2 , β_3 , SPM, SS e IRS, tal qual foi discutido no capítulo 4.

5.1 DISPOSITIVOS ÓPTICOS E A MODULAÇÃO POR AMPLITUDE NO PROCESSAMENTO DIGITAL DE INFORMAÇÕES

Várias pesquisas já existem, feitas sobre portas lógicas onde o processamento e a decisão dos níveis lógicos são realizados com o chaveamento de sinais totalmente ópticos, sem a exigência de conversão eletro-óptica. Essas portas lógicas utilizam dispositivos tais como acopladores [2,3], interferômetros [4] e guias de onda [5]. O uso de modulação multinível é a chave para melhorar significativamente a eficiência do uso da largura de banda espectral dos amplificadores ópticos e das linhas de transmissão de fibra [6-7]. No entanto, inumeráveis avanços registrados na melhoria do desempenho dos acopladores direcionais não-lineares, é necessário incluir novos formatos de modulação em suas análises. A principal técnica utilizada em comunicações digitais para obter eficiências espectrais maiores que 1b/s/Hz é a modulação multinível. O esquema de modulação multinível mais simples usa $M > 2$ níveis de amplitude de uma portadora sinusoidal para representar M valores de sinais possíveis. Em tal esquema, cada sinal representa $\log_2 M$ bits. Contudo, a largura de banda ocupada por um sistema de comunicação digital transmitindo R tais símbolos por segundo é aproximadamente a mesma que aquela ocupada por um sistema digital empregando sinais binários R b/s. Entretanto, a eficiência da largura de banda de tal esquema multinível é $\log_2 M$ vezes maior, e aproximadamente $\log_2 M$ b/s/Hz. Contudo, tal esquema multinível não tem sido usado em sistemas de comunicação ópticos práticos até hoje devido às complexidades de detectar tais sinais a altas taxas de bits.

O primeiro passo em qualquer sistema óptico é gerar um feixe de bits digital no transmissor óptico na forma de um trem de pulsos óptico codificado tal que ele contenha toda a informação disponível no correspondente sinal elétrico. Resulta que a conversão de um feixe de bits do domínio elétrico para o óptico pode ser levada em vários formatos diferentes. A escolha de um formato de modulação apropriada depende de um grande número de fatores e pode ser crítico para o projeto e operação do sistema satisfatoriamente [8]. Semelhante a um sistema de comunicação elétrico, se pode escolher uma das opções de modular a amplitude A_0 , ou a frequência ω_0 , ou a fase Φ_0 da portadora óptica [9]–[10]. Neste caso, decidiu-se escolher trabalhar com o formato de modulação ASK multinível, que é uma forma de modulação por amplitude de pulso (PAM), sendo também conhecido como um tipo de chaveamento *on-off*, com dois níveis de amplitude codificados digitalmente. A maior parte dos sistemas ópticos digitais empregam ASK porque sua utilização simplifica o projeto de transmissores e receptores ópticos consideravelmente [8]. A implementação do chaveamento

on-off em um transmissor óptico requer que a intensidade (ou a potência) da portadora óptica seja ligada e desligada em resposta a um feixe de bits elétricos. A abordagem mais simples faz uso de uma técnica de modulação direta na qual o sinal elétrico é aplicado diretamente ao circuito de impulso de um *laser* semiconductor ou um diodo emissor de luz (LED), portanto, modulando a saída de potência da fonte de laser pela variação da corrente aplicada diretamente ao dispositivo, semelhantemente à modulação por chaveamento *on-off* [8,11]. Durante cada 1 bit, o laser vai além do seu limiar e emite um pulso cuja duração é aproximadamente igual aquele do pulso elétrico. Tal abordagem trabalha contanto que o *laser* possa ser ligado e desligado tão rápido quanto à taxa de bit do sinal a ser transmitido. Na prática, a modulação direta sofre de um problema de “*chirping*”. O motivo para isto está relacionado às mudanças de fase que invariavelmente ocorrem quando a potência do *laser* é alterada pela modulação na corrente aplicada ao *laser* semiconductor. Embora tais mudanças de fase não intencionais não sejam vistas por um fotodetector (como ele responde somente à potência óptica), eles “*chirpam*” o pulso óptico e alargam seu espectro pela adição de novas componentes de frequência. Tal alargamento espectral é indesejável porque ele pode levar a um alargamento temporal de pulsos ópticos enquanto eles propagam através de uma fibra óptica. Por esta razão, modulação direta da saída *laser* torna-se impraticável à medida que a taxa de bit dos sistemas ópticos é aumentada além de 2,5Gb/s [8]. O problema de “*chirping*” pode ser resolvido, em grande parte, pela operação de um laser semiconductor de *feedback distribuído* (DFB) continuamente a uma corrente constante e modulando sua saída CW (onda contínua) através de um modulador externo [8,11]. Interferômetros Mach-Zender ou acopladores direcionais não-lineares (NLDC) projetados com titânio-difundido e LiNbO₃ são comumente utilizados como moduladores ASK [11]. Quando usados como moduladores ASK, eles podem prover uma taxa de extinção em excesso de 20 (isto é, 13dB) e pode ser modulada a velocidades de até 20 GHz [12]. Atualmente, existem moduladores externos que fazem uso do efeito eletro-óptico através do qual o índice de refração de um material conveniente (LiNbO₃, na prática) pode ser alterado pela aplicação de uma voltagem através dele. Mudanças no índice de refração modificam a fase de um campo óptico propagando dentro daquele material. Mudanças de fase são convertidas em modulação de amplitude utilizando um interferômetro Mach-Zender (MZ) feito de dois guias de onda planares à base de LiNbO₃ [8]. Moduladores LiNbO₃ são frequentemente utilizados para gerar feixes de bits ópticos. Eles podem facilmente prover um contraste de mais de 20 entre os bits 1 e 0 e pode ser modulado a velocidades de até 75 GHz [13-18].

5.2 MODELO PROPOSTO PARA MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSOS SÓLITONS NO NLDC-PCF PARA OBTENÇÃO DE PORTAS LÓGICAS

PAM consiste no acréscimo ou decréscimo, da amplitude original do pulso óptico de entrada ($A_{jE} = \sqrt{P_{jE}}$), $j = 1, 2$, para as fibras 1 e 2 respectivamente, por pequenos valores mensurados por (ε). Dentro desse contexto, estipulou-se uma intensidade de referência ($I_{REF} = P_{REF}$), com sua respectiva amplitude de referência ($A_r = \sqrt{P_{REF}}$), e convencionou-se, a fim de se definir os níveis lógicos, 1 e 0, a partir da potência de pico dos pulsos ópticos, o seguinte: para intensidades maiores do que a intensidade de referência – bit 1 ($I > I_{REF} = \text{bit } 1$), para intensidades menores do que a intensidade de referência – bit 0 ($I < I_{REF} = \text{bit } 0$), para situações onde a intensidade é igual à intensidade de referência – o sinal se encontra sem modulação por amplitude ($I = I_{REF} \Rightarrow$ sem modulação PAM-ASK). A Figura 5.1 faz uma pequena ilustração deste modelo de codificação digital.

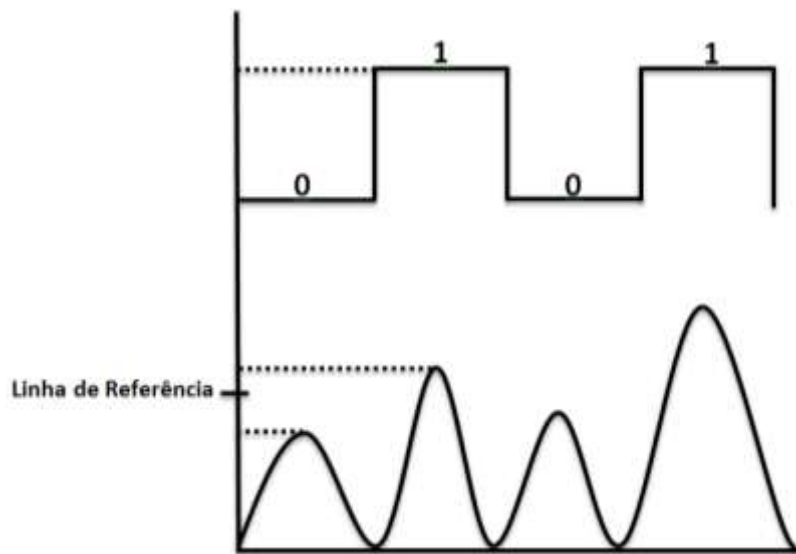


Figura 5.1 Delimitação do modelo de codificação digital por amplitude dos pulsos.

O modelo ora proposto para análise do desempenho do NLDC-PCF simétrico, realizando operações lógicas, possui arquitetura explanada na Figura 5.2. Nesta situação, o modulador PAM-ASK e o controle de fase, nada mais são que ferramentas controláveis utilizadas neste estudo, podendo ter seus valores como características dos pulsos dentro do sistema de transmissão. Dessa forma, a realização das operações lógicas ficam a cargo do NLDC-PCF duplo simétrico, mediante o chaveamento simultâneo de energia dos pulsos entre os braços 1 e 2 do acoplador. Na Figura 5.2, as entradas E_1 e E_2 representam os pulsos ópticos iniciais sem a devida modulação PAM-ASK. A análise é feita de forma paralela, ou

seja, após passar pelo modulador PAM-ASK, os dois pulsos ópticos iniciais de entrada sem modulação, A_{1r} (fibra 1) e A_{2r} (fibra 2), onde ($A_r = A_{1r} = A_{2r}$), nas entradas E_1 e E_2 , respectivamente, têm suas amplitudes acrescidas ($A_{jr} + \varepsilon_{jE}$) ou decrescidas ($A_{jr} - \varepsilon_{jE}$) do parâmetro de ajuste de modulação (ε_{jE}). Daí em diante, após passar pelo controle de fase e pelo modulador PAM-ASK, tem-se o sinal entrante no braço 1 (A_{1E}) e no braço 2 (A_{2E}) do acoplador. Em termos lógicos, as entradas (A_{1E}) e (A_{2E}) serão representadas pelos níveis lógicos (L_{1E}) e (L_{2E}) respectivamente. Na região de interação do NLDC-PCF, ocorrerá o possível chaveamento de energia entre os braços (como visto no capítulo anterior). Em seguida, os pulsos ópticos de saída, nos braços de saída 1 e 2, do NLDC-PCF são disponibilizados, com suas correspondentes amplitudes (A_{1S}) e (A_{2S}), e são definidos os respectivos níveis lógicos de saída (L_{1S}) e (L_{2S}), em função do cálculo de suas correspondentes amplitudes em relação à amplitude de referência (A_r), levando-se em consideração o devido sincronismo entre os pulsos de entrada e de saída.

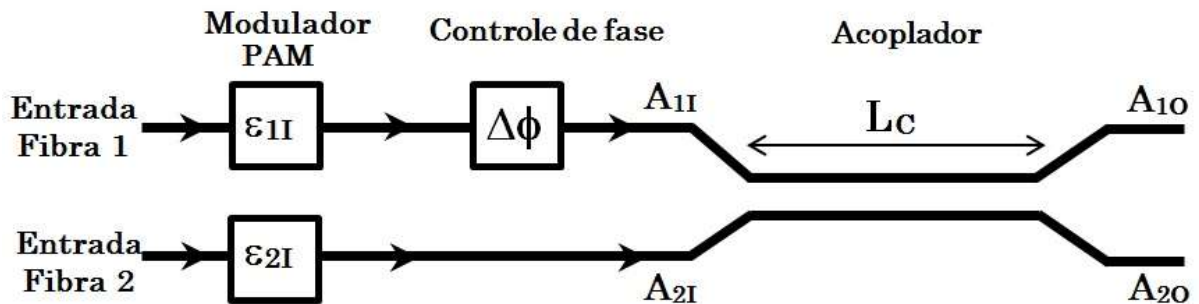


Figura 5.2 Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC-PCF, operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas.

A consecução da operação lógica OR, pelo NLDC-PCF, é verificada em cada fibra do acoplador separadamente. Obviamente, na análise da porta lógica proposta, neste capítulo, é esperado que exista mudança de nível lógico, durante o chaveamento de energia intrínseco ao acoplador, do pulso de entrada em relação ao de saída na mesma fibra. Lembrando que, o pulso de saída representará bit 1, quando sua amplitude for maior do que a amplitude de referência ($A_{js} > A_r$), representará bit 0, quando sua amplitude for menor do que a amplitude de referência ($A_{js} < A_r$), e, finalmente, resultará saída sem modulação (na região de decisão) uma amplitude de saída semelhante à da entrada sem modulação quando tivermos um igual ao outro ($A_{js} = A_r$), situação desinteressante logicamente.

5.3 FERRAMENTA TEÓRICA PARA O ESTUDO DE PORTAS LÓGICAS NO NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO PAM-ASK

Neste capítulo, como no Capítulo 4, considera-se um acoplador duplo simétrico baseado em fibras de cristal fotônico (NLDC-PCF), projeto mais comumente usada é uma fibra holey, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra de dois núcleos.

Em níveis de luz menos intensos, o dispositivo atuará como um acoplador direcional linear. Em virtude do acoplamento evanescente, os sinais inseridos na entrada do canal 1 (canal direto) são transladados completamente para a saída do canal 2 (canal cruzado) em um acoplador de comprimento L_C . As intensidades mais altas favorecem mudanças no índice de refração e retiram o acoplador da região de acoplamento. A teoria de modo acoplado, geralmente, é utilizada para acopladores direcionais [19-24]. Tal qual no Capítulo 4, utilizou-se para efeito das nossas simulações, as equações diferenciais parciais acopladas para acopladores simétricos sem perda:

$$i \frac{\partial A_{1E}}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_{1E}}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_{1E}}{\partial t^3} + \gamma |A_{1E}|^2 A_{1E} + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A_{1E}|^2 A_{1E})}{\partial t} - \gamma A_{1E} T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_{1E}|^2}{\partial t} + k_0 A_{2E} + i k_1 \frac{\partial A_{2E}}{\partial t} = 0 \quad (5.1a)$$

$$i \frac{\partial A_{2E}}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_{2E}}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_{2E}}{\partial t^3} + \gamma |A_{2E}|^2 A_{2E} + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A_{2E}|^2 A_{2E})}{\partial t} - \gamma A_{2E} T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_{1E}|^2}{\partial t} + k_0 A_{1E} + i k_1 \frac{\partial A_{1E}}{\partial t} = 0 \quad (5.1b)$$

nesse caso (A_{1E}) e (A_{2E}) são as amplitudes de entrada, dos pulsos transmitidos nos núcleos 1 e 2, do acoplador, como já foi visto na seção anterior. A ordem N de um sóliton é calculada através da expressão $N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_o T_o^2}{|\beta_2|}$, onde $L_D = \frac{T_o^2}{|\beta_2|}$, $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_o}$, são os comprimentos de dispersão e não-linearidade, respectivamente, P_o é a potência de bombeamento e $T_{PULSO} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_o$ é a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade de um pulso sóliton com perfil secante hiperbólico. O acoplador é inibido para potências de entrada acima da potência crítica $P_C = A_{eff} \lambda / n_2 L_C$, onde A_{eff} é a área efetiva do núcleo, $n_2 = n_{NL}$ é o índice de refração não-linear e $L_C = \pi / 2\kappa$ (como foi visto no capítulo anterior) é o comprimento de acoplamento necessário para transferência de potência de um guia para outro

[25]. No valor da potência crítica (P_C), 50% da luz emerge de cada guia de onda. Acima da P_C a maior parte da luz emerge do núcleo 1. Em outras palavras, a condição de casamento de fase é alcançada para acoplamento linear. Na situação em que o sinal de entrada é forte, o índice de refração da entrada do guia de onda é mudado por causa do efeito Kerr. A mudança do índice de refração destrói a condição de casamento de fase, e a potência de acoplamento pode ser minimizada no fim do comprimento de acoplamento. Logo, a potência óptica é comutada entre os dois guias de onda pelo nível de intensidade do sinal de entrada. O parâmetro XPM é bastante pequeno na prática e pode frequentemente ser desprezado completamente. A razão é relacionada ao fato que o XPM resulta da sobreposição entre as intensidades modais, a qual é relativamente pequena mesmo quando os dois núcleos estão próximos o suficiente que κ_1 (envolvendo sobreposição entre as amplitudes modais) não pode ser desprezado. Entretanto, neste estudo, o acoplamento entre A_{1E} e A_{2E} é essencialmente linear.

5.4 PROCEDIMENTO NUMÉRICO PARA ANÁLISE DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO PAM-ASK E DIFERENÇA DE FASE DOS PULSOS SÓLITONS INICIAIS.

Para a análise numérica, considerou-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação, de 0 a $9 W^{1/2}$, no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada, modulados pela amplitude PAM-ASK. No modelo, ora aqui proposto, esta tarefa é efetivada pelo modulador PAM-ASK, antes do controle de fase. Após passar através do modulador PAM-ASK, na esquerda, os pulsos de entrada são introduzidos para o controle de fase, quando a diferença de fase ($\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$) (na faixa de 0 a 2π) pode ser inserida entre os pulsos. Na região de interação (L_C), os pulsos (A_{1E}) e (A_{2E}) são convertidos entre os dois núcleos, simultaneamente, se a potência de bombeio (P_0) está abaixo da potência crítica (P_C). Na saída do NLDC-PCF simétrico, na direita, o máximo deslocamento de amplitude, alcançado por cada pulso em seu respectivo núcleo, é calculado, considerando a sincronização com o pulso de entrada pelo tempo de referência (T_r) e em relação à amplitude de referência (A_r). Por uma questão de conveniência e para facilitar a visualização dos resultados, optou-se por explicitar o resultado da amplitude de saída em termos da quantidade : “amplitude do pulso de saída (A_{js}) menos amplitude de referência (A_r)”. Ou seja, $(A_{js} - A_r)$, dessa forma, passa-se a ler da seguinte maneira o resultado, valores da “amplitude de saída – amplitude de referência” positivos –

representam bit 1 $[(A_{js} - A_r) > 0 - \text{bit } 1]$, valores da “amplitude de saída – amplitude de referência” negativos – representam bit 0 $[(A_{js} - A_r) < 0 - \text{bit } 0]$, valores da “amplitude de saída – amplitude de referência” iguais a zero, ou seja, em cima do valor de decisão – representam saída sem nível lógico definido ou amplitude de saída igual à amplitude de entrada sem modulação $[(A_{js} - A_r) = 0 - \text{sem definição lógica}]$.

Analizou-se numericamente a transmissão de pulsos ultracurtos no regime de propagação fundamental ou sóliton de primeira ordem ($N=1$) através do NLDC-PCF simétrico (Equações (5.1a) e (5.1b)). Assume-se que a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade dos pulsos de entrada é $T_{\text{PULSO}} = 100$ fs. Depois do modulador PAM-ASK e do controle de fase, a forma dos pulsos ópticos iniciais na entrada do NLDC-PCF é dada por :

$$A_{jE}(0, T) = (\sqrt{P_0} \pm \varepsilon_{jE}) \operatorname{sech} \left[\frac{(T - T_r)}{T_0} \right] \exp(i\Phi_j) \quad (5.2)$$

onde os índices $j = 1, 2$ fazem menção às fibras 1 ou 2, Φ_j é a fase inserida (pelo controle), $(|\varepsilon| = |\varepsilon_{1E}| = |\varepsilon_{2E}|)$ é o parâmetro de ajuste de modulação de amplitude PAM-ASK, responsável pelo deslocamento de amplitude efetivado pelo modulador na entrada, de formas que, uma soma de epsilon ($+\varepsilon$) representará bit 1, e uma subtração de epsilon ($-\varepsilon$) representará bit 0, para os pulsos iniciais na entrada. O deslocamento de amplitude $[\varepsilon_{jE}$ e ε_{jS} , da entrada (A_{jE}) e saída (A_{jS}), respectivamente] é calculado na posição temporal de máxima intensidade, correspondendo à metade do *time-slot*, em relação à amplitude de referência (A_r), com os pulsos ópticos centrados em zero (ou seja, com o tempo de referência igual a zero ($T_r = 0$)). Nesta mesma análise numérica, L_{jE} e L_{jS} , representam os níveis lógicos para os pulsos de entrada (A_{jE}) e de saída (A_{jS}), respectivamente. Assumindo a operação em fibras de sílica, na região de comprimento de onda próximo a $1,55\mu\text{m}$, os coeficientes de dispersão não-linearidade são $\beta_2 = -47\text{ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.1\text{ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 3.2 \times 10^{-3}(\text{Wm}^{-1})$ (para uma área efetiva de $41\mu\text{m}^2$) e $\gamma/\omega_0 = 2.6 \times 10^{-18} \text{ s}/(\text{Wm})$, respectivamente, onde $n_{\text{NL}} = n_2 \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2/\text{W}$ e $A_{\text{eff}} \approx 40\mu\text{m}^2$ [26]. Em todas as nossas investigações, os pulsos de entrada estão no regime de propagação do sóliton fundamental ($L_D = L_{\text{NL}}$). Portanto a potência de bombeio requerida para a propagação do sóliton de primeira ordem é $P_0 = 4,46.10^3 \text{ W}$. Vale ressaltar que, como $P_0 = 4,46.10^3 \text{ W}$, essa é a intensidade de referência antes do pulso ser inserido no modulador

PAM-ASK, antes de ocorrer modulação, daí a amplitude de referência ser definida como $A_r = \sqrt{P_0}$. Além disso, assume-se um comprimento de acoplamento $L_C \cong L_D = L_{NL} = 1,8 \text{ cm}$. Sob estas condições, a dispersão do coeficiente de acoplamento é $\kappa_1 = -410 \text{ fs/me}$ a potência crítica calculada está acima da potência de bombeio.

O sistema de ENLSG acopladas [(5.1a) – (5.1b)] foi resolvido numericamente usando o método RungeKutta de 4ª ordem com 2048 pontos na janela de tempo levando em consideração as condições iniciais dadas pela equação (5.2), na situação sem perda ($\alpha=0$). Basicamente, esta situação não significa perda de generalidade tendo em vista que o efeito de perda na saída dos pulsos ($z = L_C$) é desprezível. Para resolver o sistema de ENLSG acopladas com este método, usado somente para equações diferenciais ordinárias, foi necessário substituir o operador diferencial $\partial^2 / \partial t^2$ por ω^2 , onde ω é a frequência no domínio de Fourier. Desde que ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo FFT faz o cálculo numérico dos últimos termos de [(5.1a)-(5.1b)] de forma simples e relativamente rápida.

Para o estudo correto da transmissão de pulsos sólton ultracurtos, modulados pela amplitude, numa perspectiva de chaveamento, aplicam-se deslocamentos de amplitude (ε) para os pulsos de entrada sem modulação (A_{jr}) e observa-se a diferença entre a amplitude de saída (A_{js}) e a amplitude de referência (A_r), do respectivo pulso de saída ($j=1,2$), após o acoplador. A função lógicas OR foi identificada, observando a combinação dos níveis lógicos de entrada (L_{jE}), casos [(0,0),(0,1),(1,0),(1,1)], e suas respectivas saídas (L_{jS}) em uma fibra ($j=1,2$) de cada vez, verificando sempre, se as saídas dos respectivos casos de entrada, estão na região para bit 1 [$(A_{js} - A_r) > 0$] ou bit 0 [$(A_{js} - A_r) < 0$]. A função lógica identificada foi OR, em concordância com a tabela verdade da porta lógica OR, nos casos quando os pulsos de entrada 1 e 2 representam diferentes bits, que é ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 1$) ou ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 0$), o respectivo pulso de saída deve estar na região para bit 1 [$(A_{js} - A_r) > 0$]. Além disso, para a realização da função lógica OR, os pulsos de saída 1 ou 2, devem sempre estar no intervalo para bit 0 [$(A_{js} - A_r) < 0$] e bit 1 [$(A_{js} - A_r) > 0$], quando os pulsos de entrada 1 e 2 representam os bits ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 0$) e ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 1$), respectivamente.

5.5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, inicialmente, foi proposto o modelo do NLDC-PCF operando com pulsos sólton fundamentais, codificados por amplitude de pulsos em um chaveamento digital,

sempre observando a amplitude e o perfil dos pulsos de saída como função do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), como também da variação da fase inserida em um dos braços, para um determinado ε , no caso. Analisou-se o desempenho de um NLDC-PCF simétrico realizando operação lógica OR de duas entradas, considerando a propagação de dois pulsos de entrada [Equação (5.2) – Fibras 1 e 2] modulados de acordo com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas e permitindo uma variação, na faixa de 0 a $9W^{1/2}$, no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$). A função lógica OR foi encontrada em ambas as fibras 1 e 2.

Nas figuras que se seguem, daqui em diante, estabelece-se que o parâmetro de ajuste de modulação (ε) representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada e as linhas azuis com círculos cheios representam as linhas PAM para bit 0 e as linhas amarelas com círculos vazios representam as linhas PAM para bit 1. Linhas pretas com quadrados cheios representam o caso ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 0$), linhas vermelhas com triângulos cheios representam o caso ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 1$), linhas verdes com triângulos vazios representam o caso ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 0$), linhas lilás com quadrados vazios representam o caso ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 1$). Como foi frisado anteriormente, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta para bit 1, deve se localizar acima da linha de decisão (linha horizontal pontilhada) ou $[(A_{js} - A_r) > 0]$, de outra forma, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta para bit 0, deve se localizar abaixo da linha de decisão (linha horizontal pontilhada) ou $[(A_{js} - A_r) < 0]$.

Nas Figuras 5.3 e 5.4 (pulso de saída nas fibras 1 e 2, respectivamente), apesar de em todos os casos, os deslocamentos de amplitude dos pulsos de saída estarem sempre situados nas regiões para bit 1 ou 0, em toda a faixa analisada do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, observa-se que não há um único valor do parâmetro de ajuste de modulação em que seja possível que o NLDC-PCF realize operação lógica OR, dentro do modelo de modulação por amplitude de pulsos estudada. Isto se verifica pelo fato de que os casos ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 1$) e ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 0$) se situarem sempre em regiões distintas, para todos os deslocamentos $|\varepsilon|$ aplicados aos pulsos de entrada. Visando resolver este problema, aplicou-se alguns valores de deslocamento de amplitude $|\varepsilon|$ em particular (nomeadamente $|\varepsilon| = 3W^{1/2}, |\varepsilon| = 4W^{1/2}, |\varepsilon| = 4,5W^{1/2}$) na entrada e inseriu-se um controle de fase, na faixa de 0 a 2π , aplicados aos pulsos de entrada (nestas simulações, aplicou-se o controle de fase no pulso de entrada da fibra 1), após o modulador PAM-ASK.

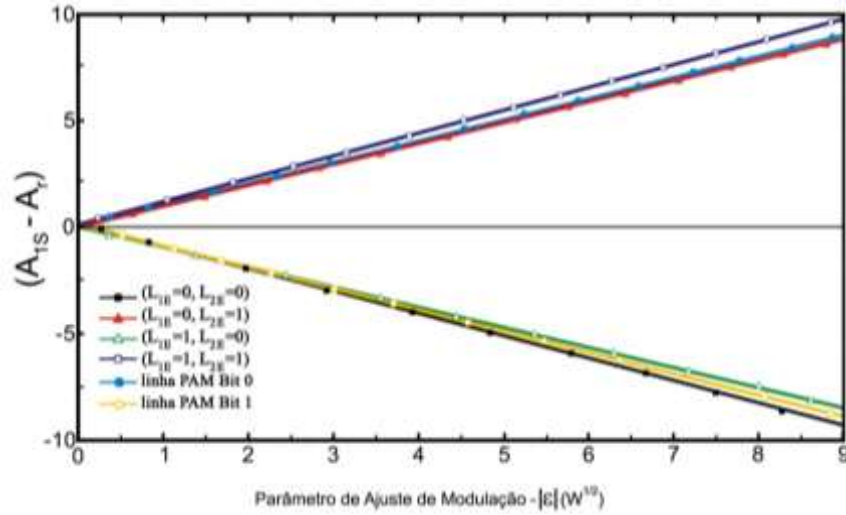


Figura 5.3 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{1s} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1s}), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $|\epsilon|$ no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 9 W^{1/2}$, com $L_C = 1,8$ cm e $\Delta\Phi = 0$.

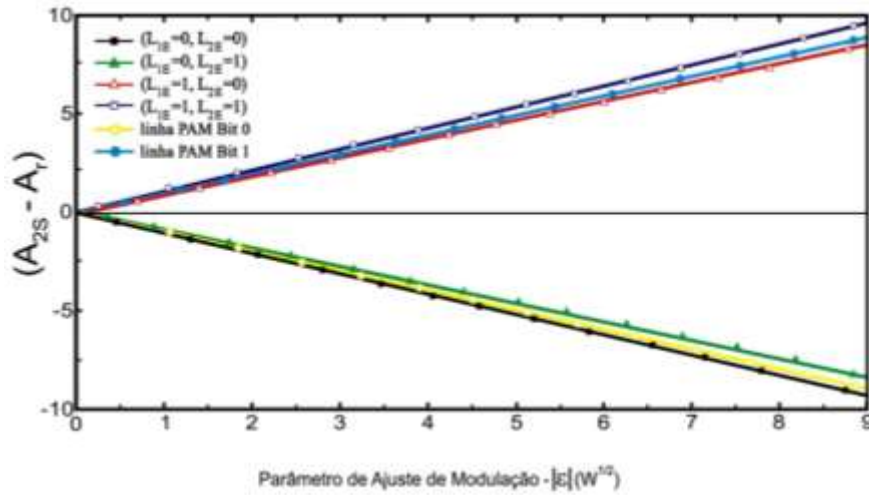


Figura 5.4 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{2s} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $|\epsilon|$ no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 9 W^{1/2}$, com $L_C = 1,80$ cm e $\Delta\Phi = 0$.

Nas Figuras 5.5 e 5.6 (pulso de saída nas fibras 1 e 2, respectivamente), trabalhou-se com $|\epsilon| = 3 W^{1/2}$. Observa-se, na Figura 5.5 (pulso de saída na fibra 1), a ocorrência de quatro portas OU, nos intervalos de fases $0.10\pi < |\Delta\phi| < 0.13\pi$, $0.36\pi < |\Delta\phi| < 0.40\pi$, $1.16\pi < |\Delta\phi| < 1.18\pi$ and $1.38\pi < |\Delta\phi| < 1.41\pi$ conforme as retas verticais pontilhadas que sinalizam as mesmas respectivamente, haja vista os casos $(L_{1E} = 0, L_{2E} = 1)$, $(L_{1E} = 1, L_{2E} = 0)$ e

$(L_{1I}=1, L_{2I}=1)$ estarem na região para bit 1 [$(A_{js} - A_r) > 0$] e o caso $(L_{1E}=0, L_{2E}=0)$ na região para bit 0 [$(A_{js} - A_r) < 0$]. Por outro lado, na Figura 5.6 (pulso de saída na fibra 2) qualquer diferença de fase dentro do intervalo de $0.59\pi < |\Delta\phi| < 0.61\pi$, $0.81\pi < |\Delta\phi| < 0.83\pi$, $1.60\pi < |\Delta\phi| < 1.62\pi$ e $1.85\pi < |\Delta\phi| < 1.87\pi$ resulta na porta OR. A segunda situação estudada, quando $|\varepsilon| = 4 W^{1/2}$ (Figuras 5.7 e 5.8), mostra a existência de apenas dois intervalos, onde é possível obter porta lógica. Nestes intervalos, a porta lógica OR é obtida. Neste sentido, de acordo como indicado tem-se os intervalos para a diferença de fase $0.12\pi < |\Delta\phi| < 0.35\pi$ e $1.19\pi < |\Delta\phi| < 1.37\pi$ na Figura 5.7, $0.67\pi < |\Delta\phi| < 0.80\pi$ e $1.68\pi < |\Delta\phi| < 1.88\pi$ na Figura 5.8. Nas Figuras 5.9 e 5.10, analisamos a terceira situação quando $|\varepsilon| = 4.5 W^{1/2}$. Mais uma vez, podemos observar a ocorrência da porta lógica OR. Essa porta lógica pode ser verificada nos intervalos para a diferença de fase $0.14\pi < |\Delta\phi| < 0.31\pi$ e $|\Delta\phi| = 1.27\pi$ para a Figura 5.9 e $|\Delta\phi| = 0.73\pi$ e $1.66\pi < |\Delta\phi| < 1.82\pi$ para a Figura 5.10.

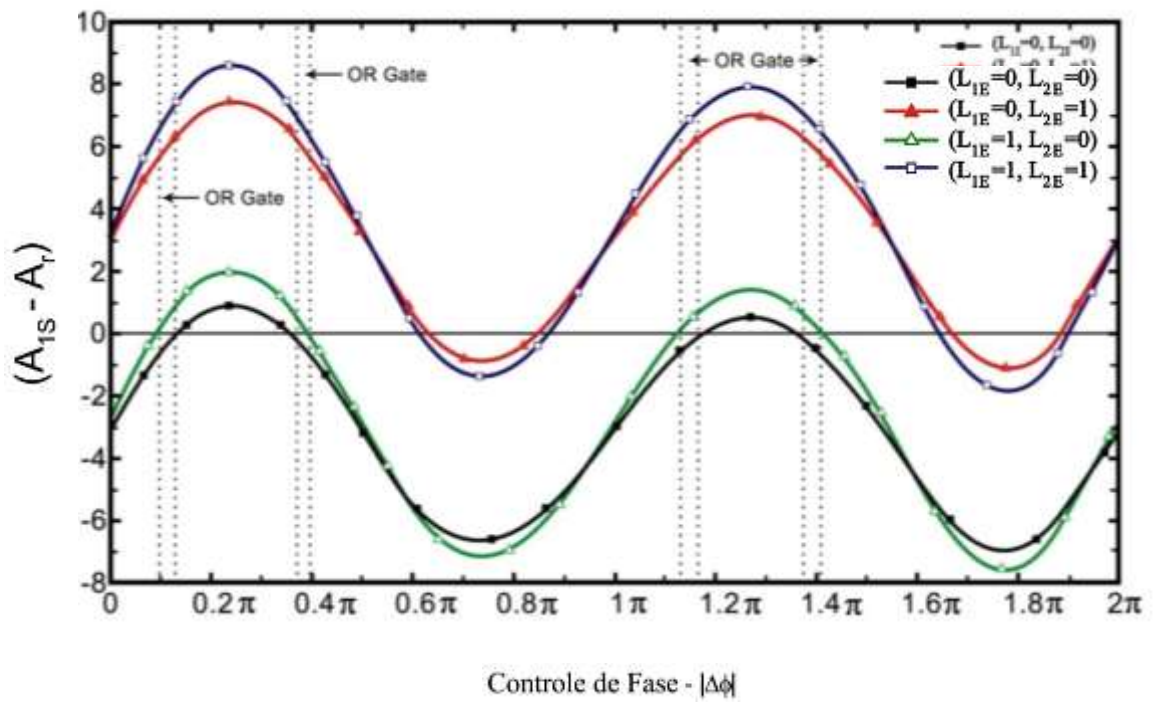


Figura 5.5 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência $(A_{1S} - A_r)$, calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1S}) , como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 3 \text{ W}^{1/2}$.

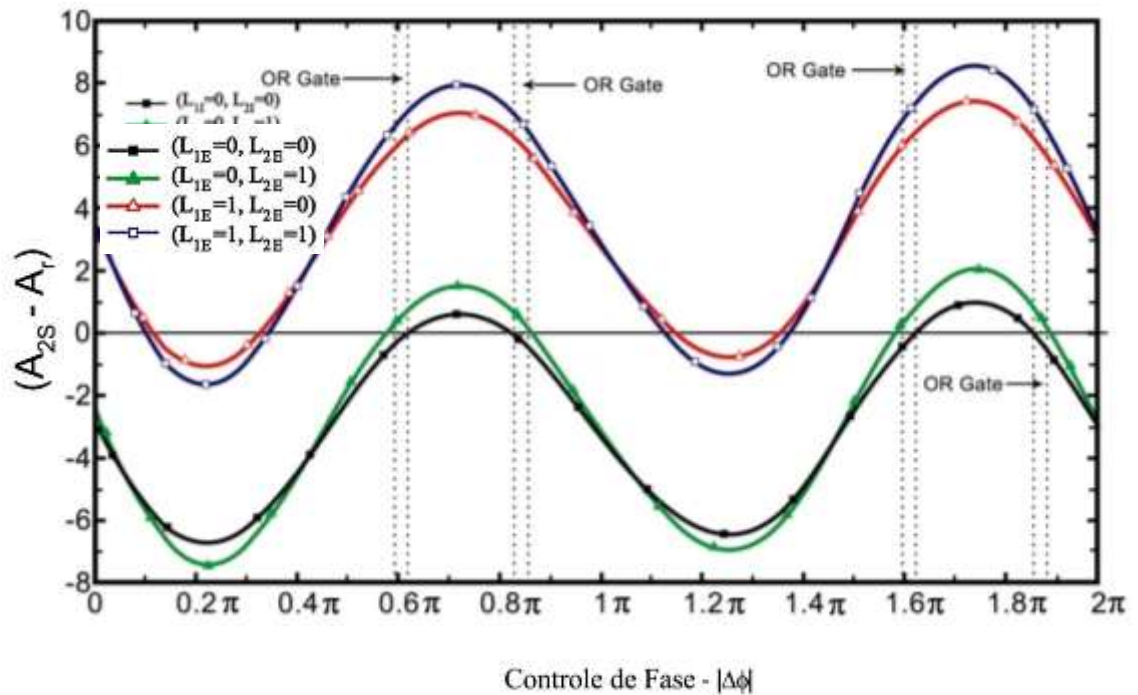


Figura 5.6 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{2S} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 3 \text{ W}^{1/2}$.

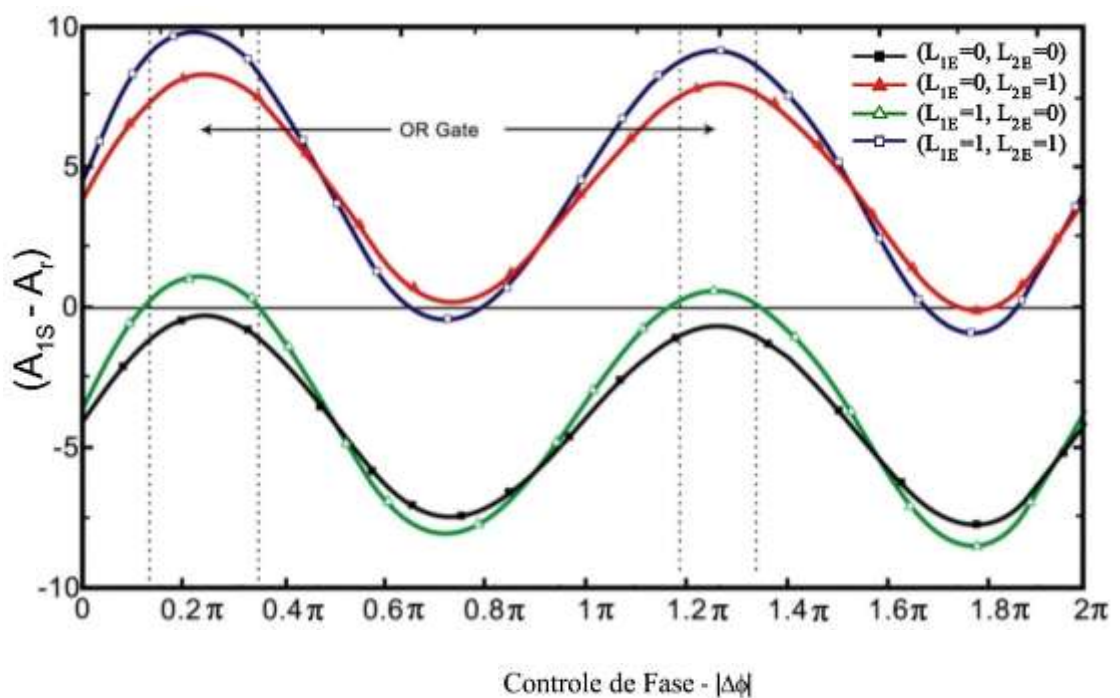


Figura 5.7 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{1S} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4 \text{ W}^{1/2}$.

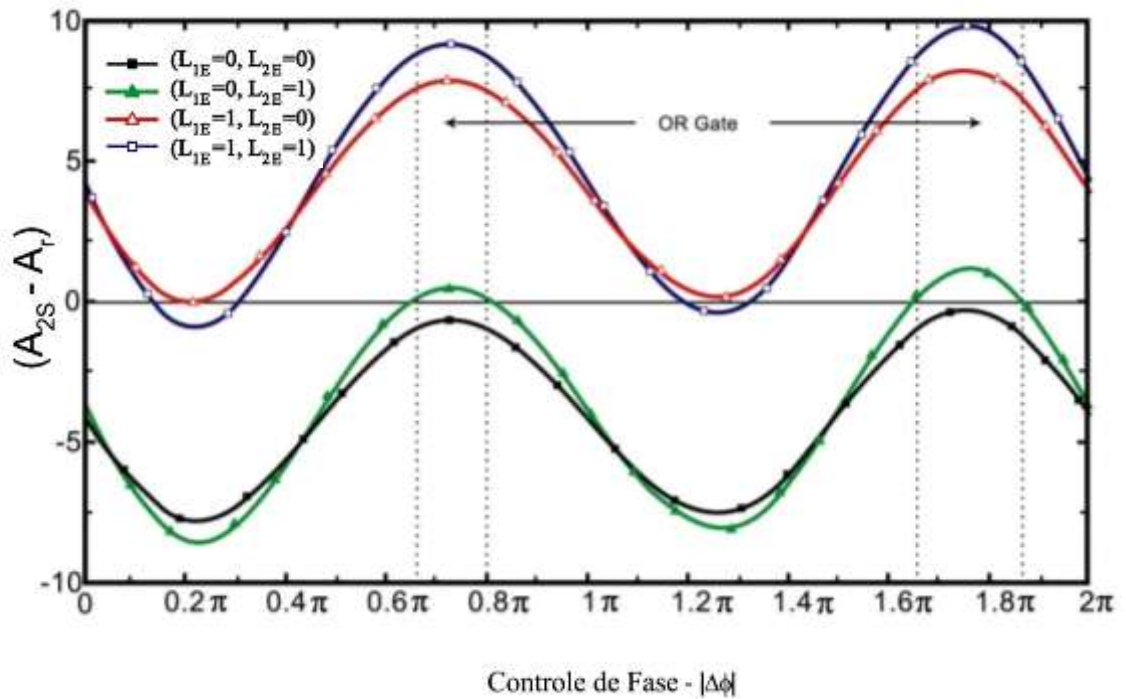


Figura 5.8: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{2S} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4 \text{ W}^{1/2}$.

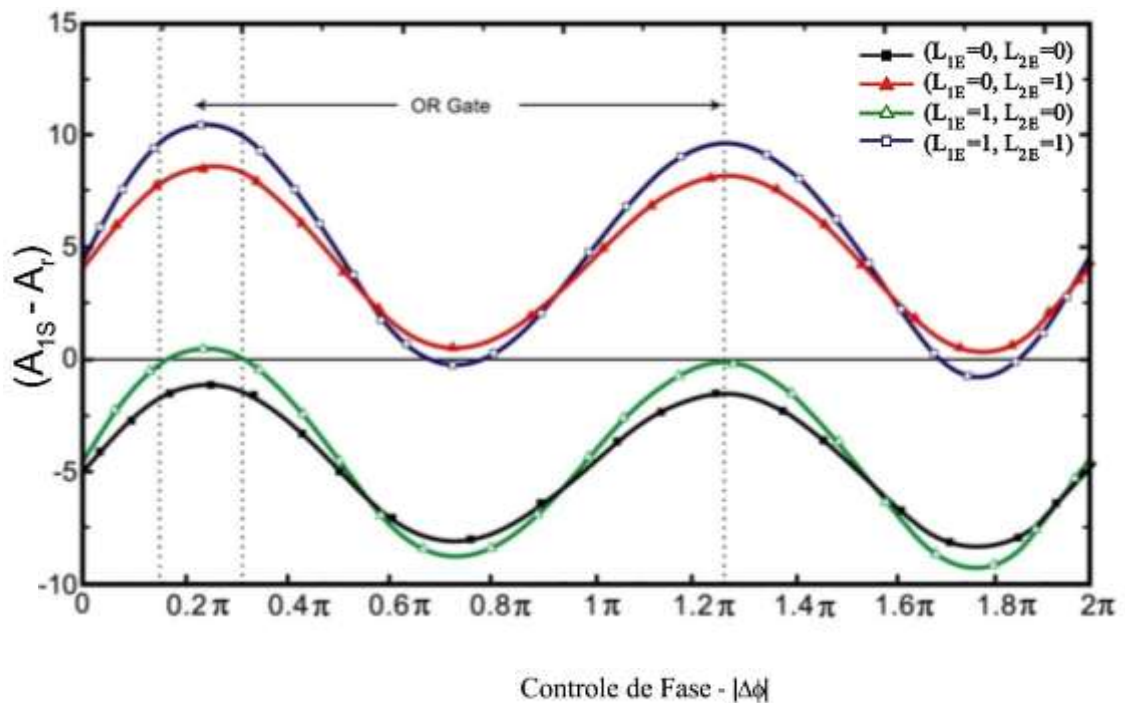


Figura 5.9: Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{1S} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 1 (A_{1S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4,5 \text{ W}^{1/2}$.

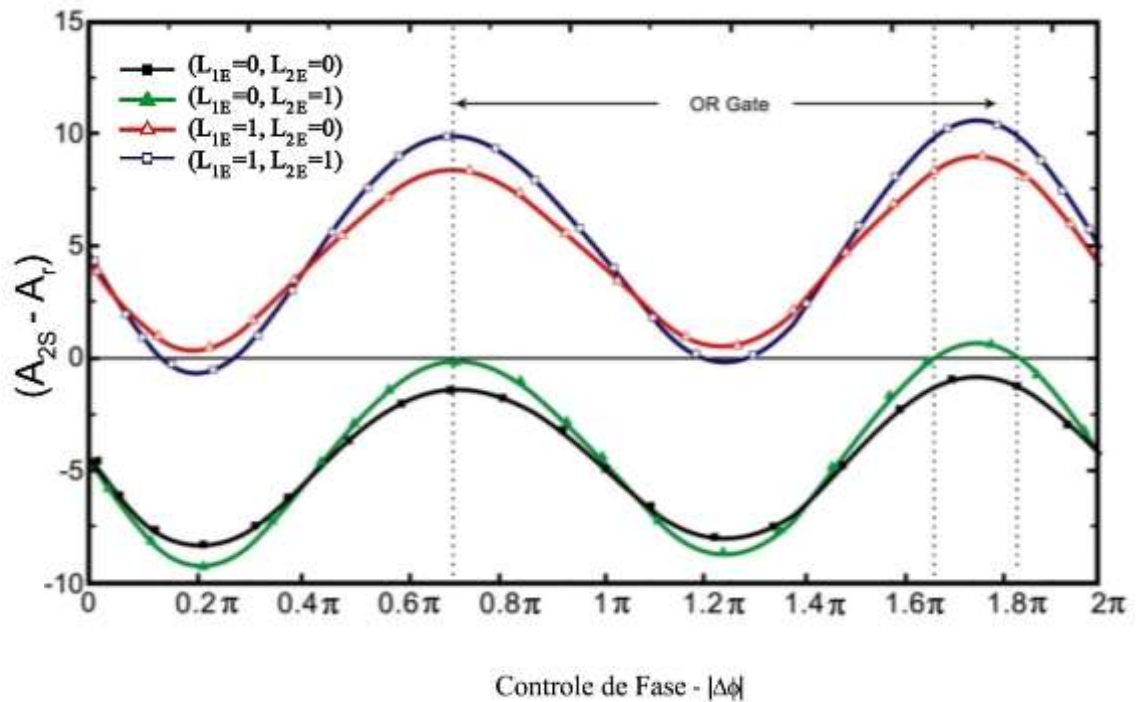


Figura 5.10 Amplitude do pulso de saída menos amplitude de referência ($A_{2s} - A_r$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (A_{2s}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|\varepsilon| = 4,5 W^{1/2}$.

Comparando os três situações estudadas, nas Figuras 5.5 a 5.10, podemos ver que nas situações onde $|\varepsilon| = 3W^{1/2}$ ou $|\varepsilon| = 4.5W^{1/2}$ as curvas são mais distantes da linha de decisão e dentro dos intervalos maiores, apresentando menor inclinação e, consequentemente, uma operação mais estável do que para $|\varepsilon| = 3W^{1/2}$. No entanto, a operação da porta lógica com todas as diferenças de fase indicadas (Figuras 5.5 e 5.6), resulta em baixa estabilidade, porque pelo menos dois casos são bastante próximos da linha de decisão. Além disso, em cada situação estudada, também podemos verificar que à medida que se considera um valor maior para o parâmetro de codificação offset (ε), os efeitos da variação da diferença de fase sobre o valor da amplitude temporal dos impulsos de saída são ainda maiores para o caso $(L_{1E} = 1, L_{2E} = 1)$. Inversamente, no caso $(L_{1E} = 0, L_{2E} = 0)$, observou-se que estes efeitos são ainda menores como umaumenta o valor do (ε). Caso contrário, nos casos $(L_{1E} = 0, L_{2E} = 1)$ e $(L_{1E} = 1, L_{2E} = 0)$, o intervalo de variação da amplitude temporal é ligeiramente diferente nas três situações estudadas. O comportamento destes casos justifica o desaparecimento das operações lógicas quando o valor de (ε) aumenta. Devido às características assimétricas de NLDC-PCF, os valores $[(A_{1s} - A_r)]$ e $[(A_{2s} - A_r)]$ são sempre os mesmos, implicando a estabilidade da mesma operação. De acordo com os critérios de classificação da estabilidade da operação como uma

função da diferença de fase entre pulsos de entrada, observa-se que, entre todos os casos da função lógica OR obtida, a diferença de fase ideal que apresenta a operação mais estável é $|\Delta\phi| = 0.23\pi$ na Figura 9 ou mesmo $|\Delta\phi| = 1.75\pi$ na Figura 10 para a situação quando $|\varepsilon| = 4.5W^{1/2}$. A Figura 11 mostra o pulso de saída na fibra 2 quando $|\varepsilon| = 4.5W^{1/2}$ e $|\Delta\phi| = 1.75\pi$. Para a operação lógica OR, temos $[(A_{2S} - A_r)] = -0.92$, $[(A_{2S} - A_r)] = 0.70$, $[(A_{2S} - A_r)] = 8.82$ e $[(A_{2S} - A_r)] = 10.58$ para os casos $(L_{1E} = 0, L_{2E} = 0)$, $(L_{1E} = 0, L_{2E} = 1)$, $(L_{1E} = 1, L_{2E} = 0)$ e $(L_{1E} = 1, L_{2E} = 1)$, respectivamente (veja Tabela 5.1 e Figura 5.11). Assim, considerando os critérios de classificação para a estabilidade da operação da porta lógica, podemos realizar operações lógicas com base em NLDCs simétrica em PCFs, em fibras 1 e 2, de acordo com os valores de $|\Delta\phi|$ e ε .

Tabela 5.1 Tabela para a porta lógica OR (saída na fibra 2), na situação quando $|\varepsilon| = 4.5W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1.75\pi$ ($\phi_2 = 0$).

ENTRADA		Controle de fase ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$)		$[(A_{1S} - A_r)]$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA OU
Fibra 1	Fibra 2				
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 4.5W^{1/2}$					
L_{1E}	L_{2E}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{2S}	L_{2S}
0	0	1.75π	0	- 0.92	0
0	1	1.75π	0	0.70	1
1	0	1.75π	0	8.82	1
1	1	1.75π	0	10.58	1

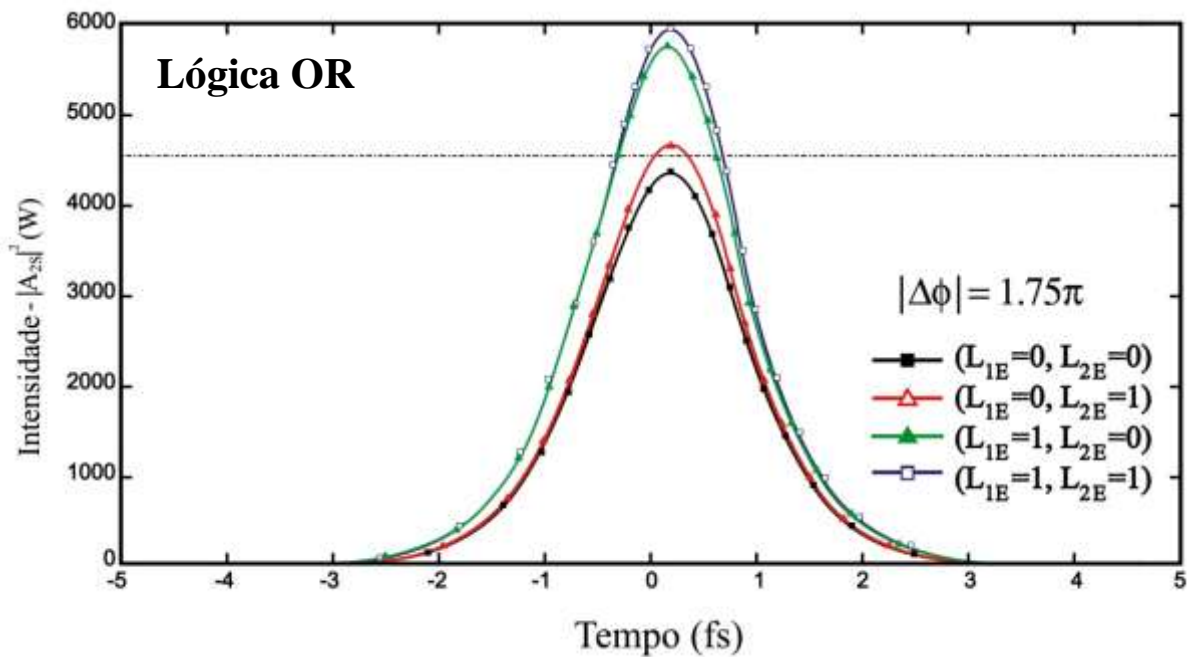


Figura 5.11 Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ($|A_{2s}|^2$) realizando lógica OR, obtido da solução numérica das equações [(5.1a) – (5.1b)] no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 1.75\pi$, $L_C = 1,8$ cm, $I_r = 4.46 \times 10^3$ W e $|\varepsilon| = 4,5W^{1/2}$.

Nesta análise numérica, consideramos um controle rigoroso e preciso da diferença de fase entre os pulsos de entrada, ao observar o comportamento do dispositivo em condições ideais. Ainda não consideramos os problemas de situações práticas, tais como o ruído e a fase aleatória inerente a pulsos provenientes de linhas de transmissão óptica. Por outro lado, nós iniciamos uma perspectiva original em busca para a obtenção de funções lógicas com a operação mais estável usando outras características e configurações do NLDC-PCF.

5.6 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Neste capítulo, estudou-se a realização do NLDC-PCF simétrico de duas entradas operando porta lógica OR com pulsos sóliton ultracurtos, os quais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0, através da técnica de modulação por amplitude de pulsos (PAM) sob um ponto de vista de chaveamento de amplitude de pulsos. Considerou-se os efeitos dispersivos: GVD, β_2 e β_3 e não lineares: SPM, SS, IRS e regime de propagação sem perda para os pulsos de entrada na fibras 1 e 2, analisou-se as quatro situações possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando a amplitude do pulso de saída menos a amplitude de referência

$(A_{js} - A_r)$ como função do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ dos pulsos de entrada sem fase. Conclui-se que o NLDC-PCF simétrico não poderia realizar as operações lógicas naquela situação ($\Delta\Phi = 0$). Em seguida, introduziu-se a diferença de fase ($0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada, aplicando a mesma em um deles, neste estudo, sempre na fibra 1, para todas as combinações lógicas.

Dessa forma, verificou-se a ocorrência de diversos pontos de fase para operação da lógica OR, para os pulsos de saída das fibras 1 e 2, para os parâmetros de ajuste de modulação $|\varepsilon| = 3, 4 \text{ e } 4,5 W^{1/2}$.

5.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A.C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva and A. S. B. Sombra , “*Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers.*” Optics Communications, Vol. 276, pp 107 – 115, 2007.
- [2] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra (2006). “*All Optical Logic Gates Based in an Asymmetric Nonlinear Directional Coupler*”. Elsevier Science B.V., Optics Communications, Vol. 262, páginas 32 – 37.
- [3] X. Zhang, Y. Wang, J. Sun, D. Liu e D. Huang (2004). “*All-optical AND gate at 10 Gbits/s based on cascaded single-port-coupled SOAs*”. Optics Express, Vol. 12, Nº 3, páginas 361 – 366.
- [4] S. Lee, J. Park, K. Lee, D. Eom, S. Lee e J. H. Kim (2002). “*All-optical exclusive NOR logic gate using Mach-Zehnder interferometer*”. J. Appl. Phys., Vol. 41, páginas 1155 – 1157.
- [5] A. Lattes, H. A. Haus, F. J. Leonberger e E. P. Ippen (1983). “*An ultrafast all-optical gate*”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-19, Nº 11, páginas 1718 – 1723.
- [6] S. Walklin and J. Conradi (1999). “*Multilevel Signaling for Increasing the Reach of 10 Gb/s Lightwave Systems,*” Journal of Lightwave Technology, vol. 17, no. 11, pp. 2235-2248.
- [7] R. Ramaswami e K. N. Sivarajan (2002). “*Optical Networks – A practical Perspective*”. Morgan Kaufmann Pub. San Francisco.
- [8] G. P. Agrawal (2005). “*Lightwave Technology – Telecommunication Systems*”, John Wiley & Sons, New York.
- [9] M. Schwartz (1990). “*Information Transmission, Modulation, and Noise*”, 4ªed., McGraw-Hill , New York.
- [10] D. R. Smith (2004). “*Digital transmission systems*”, 3ªed., Kluwer Academic, Boston.
- [11] D. J. G. Mestdagh (1995). “*Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*”, Artech House, Norwood.
- [12] S. K. Korotky, e outros (1987). Applied Phys. Letters, 50, 1631.
- [13] K. Noguchi, O. Mitomi, and H. Miyazawa (1998). J. Lightwave Technol. 16, 615.
- [14] V. J. Tekippe (1990). Fiber and Integrated Optics, 9, 97.
- [15] P. E. Green (1993). Fiber-Optic Networks, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ, Chap.3.
- [16] J. Hecht (1999). Understanding Fiber Optics, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ, Chap. 15.

- [17] A. K. Ghatak, K. Thyagarajan (1999). Introduction to Fiber Optics, Cambridge University Press, New York, Chap. 17.
- [18] G. P. Agrawal (2001). "*Applications of Nonlinear Fiber Optics*", 1^a ed. Academic Press.
- [19] A. W. Snyder. (1972). Journal Opt. Soc. Am. 62, 1267.
- [20] P. D. McIntyre e A. W. Snyder. (1973). Journal Opt. Soc. Am. 63, 1518 (1973).
- [21] A. W. Snyder, J. D. Love. (1983). Optical Waveguide Theory, Chapman and Hall, London.
- [22] D. Marcuse. (1991). Theory of Dielectric Optical Waveguides, Academic Press, San Diego, CA, Chap. 6.
- [23] H. A. Haus, W. P. Huang. (1991). Proc. IEEE 79, 1505.
- [24] W. P. Huang. (1994). Journal Opt. Soc. Am. 11, 963.
- [25] A. S. B. Sombra. (1992) Optics Communications, 94, 92-98.
- [26] G. P. Agrawal (2001). "*Nonlinear Fiber Optics*". Academic Press. Terceira edição

CAPÍTULO 6

ANÁLISE DE PORTAS LÓGICAS POR UM NLDC-PCF OPERANDO COM MODULAÇÃO DE LARGURA DE PULSO (PWM)

As origens das pesquisas sobre o uso da modulação por largura de pulso (PWM) em comunicações ópticas iniciou-se por volta de 1975 [1], onde dois métodos de armazenamento de dados opticamente digitais foram investigados. O primeiro, o método de bits em série, que registra o sinal digital através da modulação de um feixe de laser focalizado que escreve sinais do tipo on-off na mídia de gravação. O outro, o método holográfico, registra as transformadas de Fourier das sequências consecutivas de dados digitais ou de hologramas sintéticos [2-3], ou por técnicas de interferometria [4]. Neste período, a maior parte do interesse estava no armazenamento óptico em computadores e também no uso do disco de vídeo óptico utilizado por um número de empresas de sistemas de reprodução de vídeo [5-8]. Nesta aplicação, o sinal analógico de vídeo é gravado diretamente no filme fotográfico ou convertido em sinais binários por PWM [6]. Sinais binários são atraentes para gravação óptica, devido ser menos susceptíveis a efeitos não-lineares e ao ruído inerente dos materiais de gravação.

Após o trabalho de Wai-Hon Lee [1], seguiram-se diversas publicações discorrendo sobre as possibilidades de formatos e comparações de modulação com aplicações em comunicações ópticas. Em [9], um novo formato de modulação para comunicações ópticas sem fio é apresentado a partir da combinação da PPM e da PWM. Comunicações ópticas sem fio foram implementadas através da combinação dos conceitos de comunicações ópticas sem fio. Modulação PPM tem uma baixa taxa de erro de bits (BER) e uma alta eficiência de potência, e é um formato de modulação relativamente simples, amplamente utilizado em comunicações ópticas sem fio [10]. No entanto, com uma baixa largura de banda, e, consequentemente a largura do pulso pode ser estreita, isto não é um bom sinal para o desempenho do receptor desejado [11].

Combinando PPM e PWM, o trabalho descreve um novo formato de modulação híbrido, Pulse-Position-Pulse-Width Modulation (PPMPWM), que tem uma baixa BER de PPM, uma alta eficiência de potência, e melhora no aspecto da largura do pulso, superando algumas das suas desvantagens. As propriedades e vantagens do PPMPWM foram investigadas a partir das modulações OOK, PPM e PWM. O autor realiza uma comparação das modulações OOK, PPM, PWM, e PPMPWM, como, mostrado na figura 6.1 [12-13].

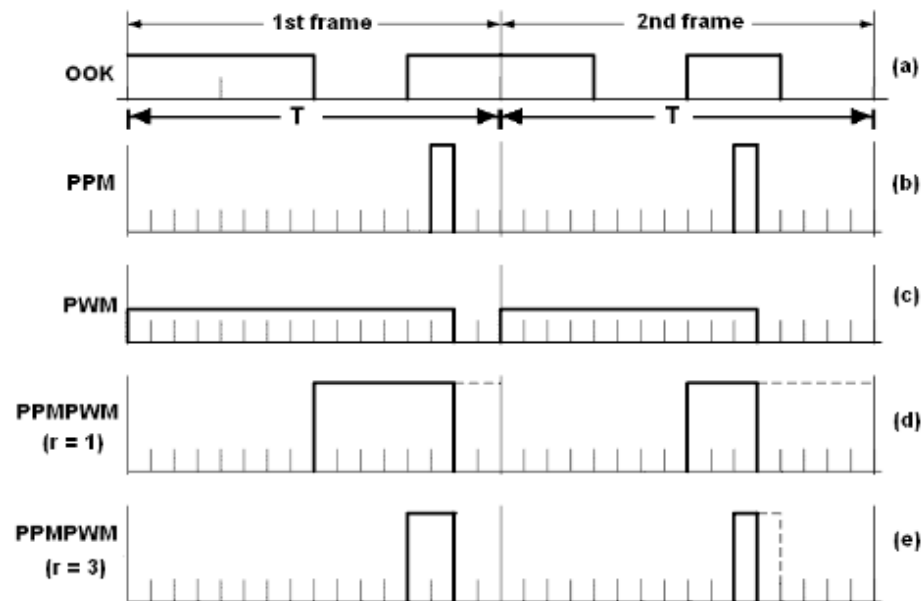


Figura 6.1 Esquema da Modulação: (a) OOK, (b) PPM, (c) PWM, (d) e (e) PPMPWM.

A modulação OOK significa um bit binário 1 por um pulso com amplitude de $2P$, e um bit 0 binário por um pulso de amplitude de zero. Na Figura 6.1(a) sinais modulados OOK são: 1101, 1010. Se a taxa de bits é R_b , a duração destes quatro bits será: $T = 4/R_b$ segundos.

A modulação PPM surgiu como uma forma de se conseguir codificar a informação contida em uma sequência de bits, utilizando a modulação OOK, onde a presença do pulso, dentro do *time slot*, representa bit 1 e sua ausência bit 0. Cada código, que vai representar uma determinada quantidade e sequência de bits, pode ser encontrado, permitindo que um grupo de M bits contenha um único nível lógico 1 e $(M - 1)$ níveis lógicos 0. Sendo assim, cada posição possível ocupada pelo pulso dentro da sequência de M bit pode resultar em um novo código. As posições dos pulsos são representadas da esquerda para a direita. A Figura 6.1(b) mostra um exemplo de pulsos de PPM nas posições 13 e 10.

Modulação PWM [14] é uma técnica de transformação de um sinal analógico em pulsos binários de diferentes larguras. M bits de dados binários em pulsos contínuos, com uma duração de $T_w = T/L$ segundos (T é o tempo total da janela de M bits e L é o número de blocos de bits consecutivos), neste caso cada pulso é definido como um dos possíveis L de durações que podem existir dentro de um intervalo que contém os dados binários de M bits, em que $L = 2^M$. Assim, cada sinal do pulso pode durar qualquer valor entre 1 e L unidades de tempo, representados por números de 1 a $L-1$. A Figura 6.1(c) mostra um sinal PWM que contém pulsos de duração de 14 e 11.

Modulação Pulse-posição-Pulse-Width Modulation (PPMPWM) consiste em acomodar um pulso que tem uma largura definida dentro de uma janela de tempo a um número de posições de pulsos definidos, de forma eficaz combinando PWM e PPM. Suponhamos que uma palavra de dados consiste em M bits, e depois, se os primeiros bits r ($r \leq M$) de uma palavra de dados são utilizados para definir a posição de L_p do pulso, em seguida, os restantes (M_r) bits podem definir a largura do pulso de L_w na mesma posição. Isto é mostrado na Figura 6.1(d) e 6.1(e).

Recentemente em 2012 [15], foi proposto um novo esquema de modulação chamado multi-codificado variável por modulação de posição de pulso (MC-VPPM) para sistemas de comunicação de luz visível. A geração de iluminação LED é mais vantajosa do que as atuais lâmpadas fluorescentes e incandescentes, em termos de expectativa de vida longa, alta tolerância à umidade, o consumo de baixa potência, e geração de calor mínima [16].

Além disso, os LEDs são utilizados não só para a iluminação, mas também para vários produtos, tais como monitores, telefones celulares, automóveis e outros. Atualmente, tem havido muitas tentativas para convergir LED com tecnologia de informação [17, 18]. Entre eles, uma comunicação de luz visível (VLC), que é a convergência de iluminação e de comunicação. Por conseguinte, a iluminação e a comunicação podem ser simultaneamente executadas. Ao considerar os dois termos juntos, muitos métodos de modulação têm sido propostos, tal como modulação de posição-invertida de pulso (I-PPM), modulação de posição-invertida subportadora de pulso (SC-I-PPM) [19], modulação de largura de pulso (PWM) [20], PPM e variável (VPPM) [21]. Para o suporte da iluminação com controle de intensidade e de comunicação ao mesmo tempo, ele usa PPM para comunicação e PWM para controle de intensidade. O trabalho propõe um novo esquema de modulação VLC chamado multi-codificado modulação de posição variável de pulso (MCVPPM). Dois grupos de sinais (PWM e PPM) são codificados por multi-códigos ortogonais para a transmissão de dados ao mesmo tempo. Em seguida, cada valor de níveis múltiplos do sinal multicodificado é convertido em largura de pulso e da posição, o que resulta não apenas numa melhor taxa de dados, mas também no ganho de processamento melhorado na recepção.

Partindo do contexto acima descrito sobre algumas aplicações em comunicações da PWM, considerando sua principal característica em transformar um sinal analógico em pulsos binários de diferentes larguras, neste capítulo, assim como no capítulo anterior, analisamos a execução de operações lógicas pelo NLDC-PCF, na configuração simétrica, sob uma modulação por largura de pulsos (PWM).

6.1 MODULAÇÃO POR LARGURA DE PULSOS SÓLITONS

A principal característica dos sólitons fundamentais, a qual pode ser utilizada em operações de chaveamento, é atuar em muitas aplicações como um bit de dados de informação, ou seja, o pulso inteiro pode ser chaveado como uma única unidade, tendo em vista que a fase é uniforme através de todo o pulso. Esta característica é importante, pois permite a obtenção do cascadeamento de várias portas. Em adição, devido o pulso ser balanceado por forças contrárias, durante a propagação, os sólitons tornam-se estáveis frente a muitas perturbações, como a birrefringência ou dispersão por modo de polarização (PMD). Além disso, sólitons fundamentais permitem um pulso com área constante, o que implica em dizer que, após o pulso passar através de um amplificador, sua forma e amplitude podem ser restauradas. Pulsos ópticos são, em geral, afetados pelo GVD e SPM, mas, com sólitons, os efeitos dessas duas características são mantidos em equilíbrio. O chaveamento totalmente óptico pode utilizar as propriedades únicas dos sólitons, como a instabilidade modulacional e as colisões elásticas. A natureza dos sólitons como partícula, pode implicar numa energia de chaveamento muito baixa desde que, uma pequena mudança de frequência pode ocasionar um grande deslocamento no tempo. Consequentemente, o chaveamento de sólitons permite levar em conta desenvolvimentos tecnológicos como os amplificadores construídos em fibras ópticas.

A possibilidade do uso de sólitons, para a transmissão de informação digital, começou a surgir devido, principalmente, ao desenvolvimento de amplificadores ópticos, como uma forma de amenizar o efeito da perda na fibra óptica [22].

Para obtermos portas lógicas por modulação PWM, primeiramente começamos a investigar como o pulso pode ser alargado ou comprimido temporalmente, para isto foi analisado a equação do sóliton fundamental:

$$A(0, \tau) = A_0 \text{sech}(\tau) \quad (6.1)$$

onde τ é o tempo normalizado para $\tau = \frac{T}{T_0}$ e $T = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1,763 T_0 \rightarrow T_0 = \frac{100 \times 10^{-15}}{1,763} = 5,67 \times 10^{-14} \text{s}$. A equação (6.1) representa o pulso não modulado ou pulso de referência.

Introduzimos no argumento da secante hiperbólica os parâmetros η_1 e η_2 que alargam e comprimem o pulso, respectivamente, dependendo da maneira em que são dispostos na equação. Então para controlarmos o alargamento ou a compressão, reescrevemos a equação (6.1), como duas novas equações:

$$A_1(0, \tau) = A_0 \text{sech}(\tau \times \eta_1) \quad (6.2)$$

$$A_2(0, \tau) = A_0 \text{sech}(\tau / \eta_2) \quad (6.3)$$

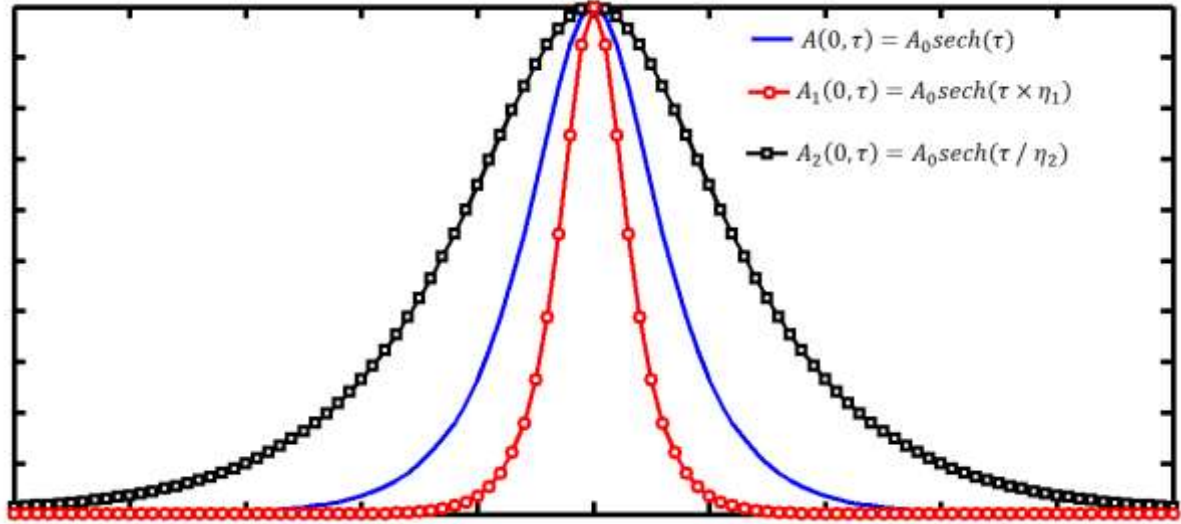


Figura 6.2 Representação do alargamento e da compressão por modulação de largura de pulsos - PWM.

Note que η_1 na equação (6.2), comprime o pulso e η_2 na equação (6.3) alarga. Podemos notar que o alargamento e a compressão não tem a mesma variação. Para modular os pulsos, necessitamos que o acréscimo na largura do pulso e o decréscimo sejam iguais. Como por exemplo, para um pulso de referência de 100 fs de largura, se acrescentamos 10 fs o pulso modulado teria uma largura de 110 fs (100 fs + 10 fs), logo o pulso comprimido deveria ter 90 fs (100 fs – 10 fs) de largura. A partir deste exemplo pode-se concluir que o parâmetro de modulação, aqui denominado por w é igual a 10 fs. As equações (6.2) e (6.3) não satisfazem a situação do exemplo. Então, foi necessário encontrar os valores de η_1 e η_2 de tal forma que a largura de referência L_R menos a largura estabelecida pela equação (6.2) representada aqui por L_1 e a largura de referência L_R menos a largura estabelecida pela equação (6.3) representada aqui por L_2 , tenham módulos iguais. Esse valor em módulo será o nosso parâmetro de modulação PWM (w).

Foi desenvolvida uma rotina para satisfazer a condição citada acima. As simulações realizadas nos deram os seguintes valores para os parâmetros $\eta_1 = 1,1104$ e $\eta_2 = 1,1$.

Para obtenção de portas no NLDC-PCF, pulsos sóliton ultracurtos, de largura $T_0 = 100$ fs como referência, modulados através da largura de pulsos, encontramos a largura $L_1 = 89$,

1310 fs referente a η_1 e $L_2 = 110, 8690$ fs referente a η_2 de forma que $(L_R - L_1) = |w|$ e $(L_R - L_2) = |w|$. Logo, o valor do parâmetro de modulação w é 10, 869 fs.

Portanto, a modulação por largura de pulso que é abordada neste capítulo, consiste na largura temporal original do pulso óptico, por pequenos valores quantificados por w . Para largura com acréscimo de tempo ($+w$), a modulação representa o nível lógico 1 ou, simplesmente, bit 1, e para largura com decréscimo de tempo ($-w$), em relação ao mesma largura de referência, a modulação representa o nível lógico 0, ou simplesmente, bit 0.

Assim como capítulo anterior, o modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC-PCF, realizando operações lógicas, possui arquitetura mostrada na Figura 6.3. O modulador passa a ser PPW e o controle de fase são apenas artifícios controláveis utilizados nesta investigação, podendo ter seus valores como características dos pulsos dentro do sistema de transmissão. Portanto, a possível realização das operações lógicas é tarefa do NLDC-PCF simétrico, devido ao chaveamento simultâneo de energia dos pulsos entre os braços 1 e 2 do acoplador.

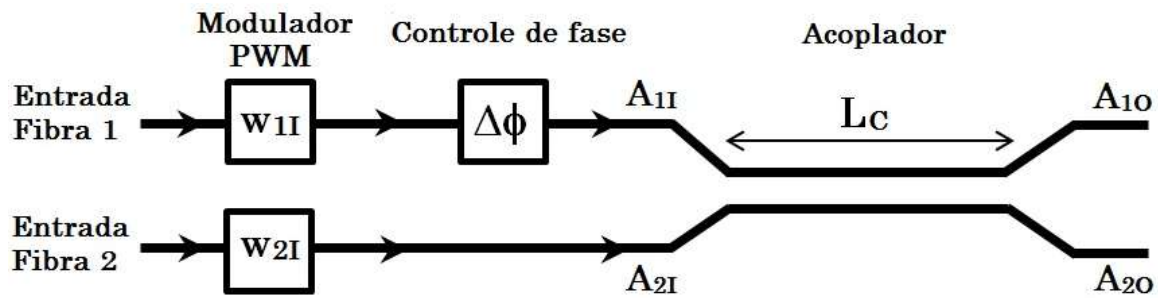


Figura 6.3 Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC-PCF, operando sob modulação PWM, realizando operações lógicas.

A ferramenta teórica para o estudo da porta lógica no NLDC-PCF operando com PWM, também foi utilizada a teoria dos modos acoplados, dada pela equação (5.1a e 5.2b). Em todas as nossas investigações os mesmos valores atribuídos no capítulo anterior serão aqui utilizados e também o sistema de equações NLS acopladas foi resolvido numericamente usando o método RungeKutta de 4ª ordem com 2048 pontos na janela de tempo.

6.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O primeiro passo para a obtenção de portas lógicas é considerar o NLDC-PCF operando com pulsos sóliton fundamentais ultracurtos codificados por PWM, observando a largura

temporal e o perfil dos pulsos de saída como função do parâmetro de ajuste da modulação ($|w|$). Agora, analisar-se-á o desempenho de um NLDC-PCF simétrico realizando funções lógicas de duas entradas, considerando a propagação de dois pulsos de entrada modulados em concordância com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas. As operações lógicas serão investigadas em ambas as fibras 1 e 2.

Tendo então modulado os pulsos, verificamos os resultados na saída do dispositivo, no entanto, não foi possível a obtenção de portas lógicas. Para resolvermos este problema variamos a fase do pulso de 0 a 2π de forma que para determinados valores de fase, obtivemos em ambos os guias portas lógicas AND. Estes resultados são mostrados nas figuras 6.4 e 6.5 abaixo.

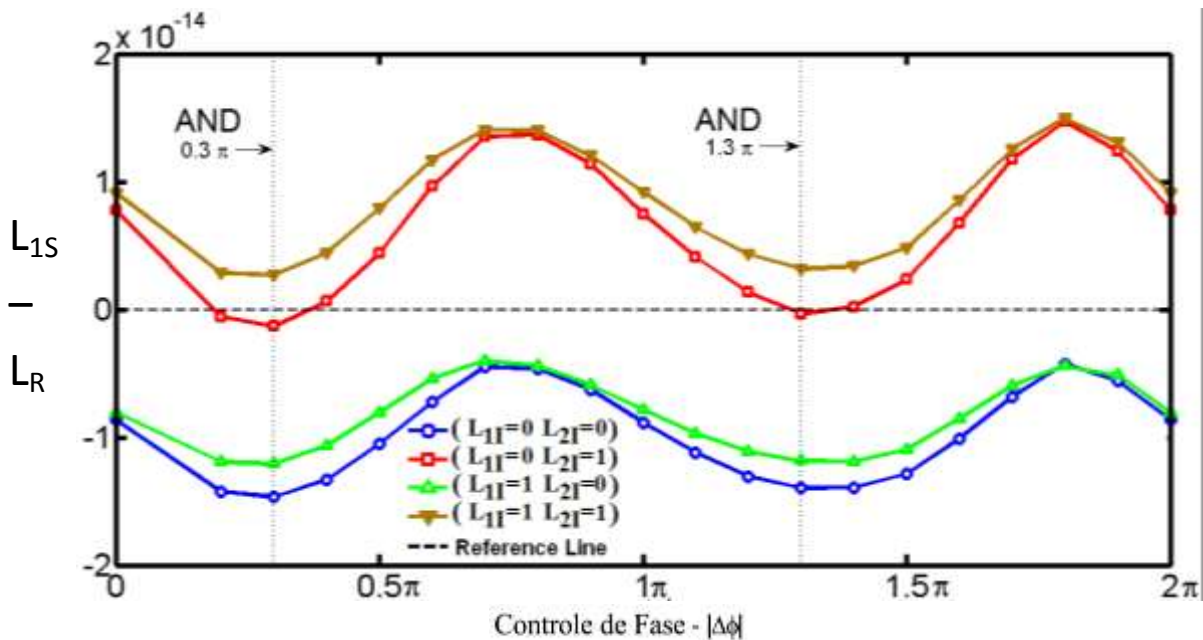


Figura 6.4 Largura do pulso de saída menos largura de referência ($L_{1S} - L_R$), calculada no pulso de saída da fibra 1 (L_{1S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|w| = 10,869$ fs.

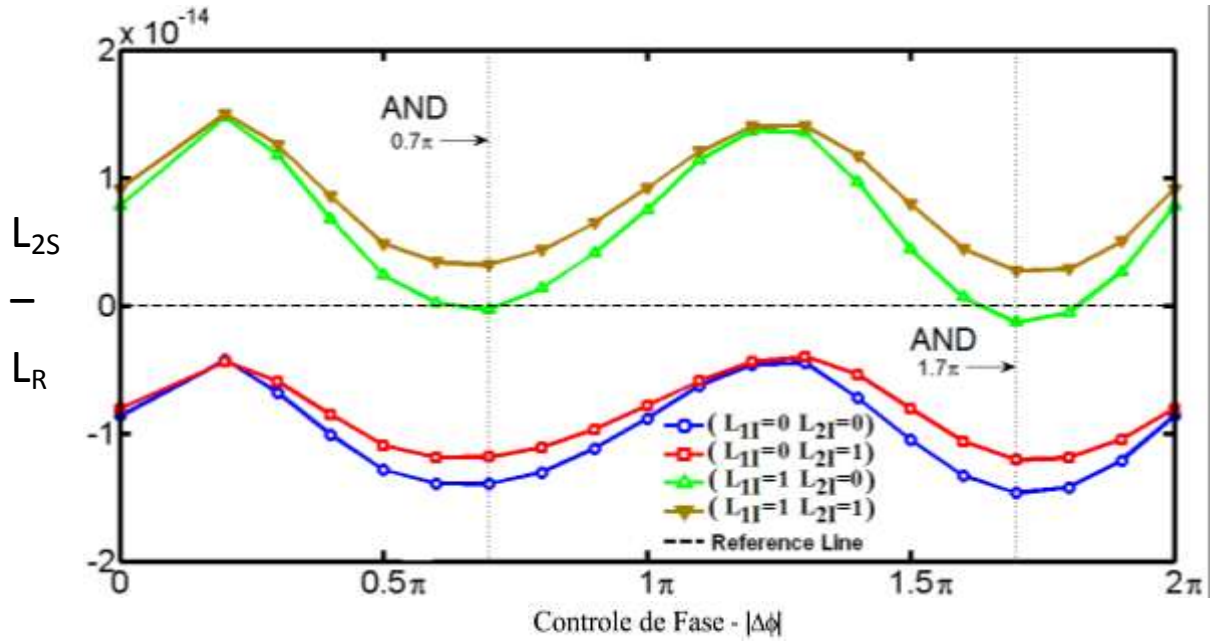


Figura 6.5 Largura do pulso de saída menos largura de referência ($L_{2S} - L_R$), calculada no pulso de saída da fibra 2 (L_{2S}), como uma função da diferença de fase $\Delta\Phi$ ($\Phi_2 = 0$), no intervalo $0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 1,8$ cm e $|w| = 10,869$ fs.

6.3 CONCLUSÕES DO CAPÍTULO

Neste capítulo, estudou-se a implementação do NLDC-PCF simétrico de duas entradas operando portas lógicas AND com pulsos sóliton ultracurtos, os quais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0 através da técnica de modulação por largura de pulsos (PWM). Inicialmente, considerando os efeitos dispersivos β_2 e β_3 e não lineares SPM, SS, IRS e regime de propagação sem perda para os pulsos de entrada nas fibras 1 e 2, analisou-se as quatro situações possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando a largura como função do parâmetro de ajuste da modulação (w) de pulsos de entrada sem fase. Concluiu-se que, o NLDC-PCF não pode realizar as operações lógicas na situação ($\Delta\Phi = 0$). Logo após, introduziu-se a diferença de fase ($0 \leq |\Delta\Phi| \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada. Verificou-se que se fosse aplicado o mesmo valor de fase para todos os casos da tabela verdade em apenas um dos pulsos de entrada, não era possível realizar a operação lógica AND, devido os casos ($L_{1E} = 0, L_{2E} = 1$) e ($L_{1E} = 1, L_{2E} = 0$) estarem em diferentes áreas de acerto para bit 1 ou 0.

No passo subsequente, decidiu-se estabelecer o controle de fase ($\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$) em concordância com o nível lógico do pulso de entrada na fibra 1. Em cada caso da tabela verdade que é dizer se $L_{1E} = 0 \Rightarrow \Phi_1 = 0$ ou senão $L_{1E} = 1 \Rightarrow \Phi_2 = 0$, por isso que para o

pulso de saída na fibra 1, a lógica AND foi obtida quando aplicou-se a diferença de fase nos pontos $\Delta\Phi = 0,3\pi$ e $\Delta\Phi = 1,3\pi$. Da mesma forma, para o pulso de saída na fibra 2, a lógica AND foi obtida quando aplicou-se a diferença de fase nos pontos $\Delta\Phi = 0,7\pi$ e $\Delta\Phi = 1,7\pi$. Contudo, a situação de maior estabilidade para a operação da porta lógica NLDC-PCF simétrico é obtida na fibra 2 quando a diferença de fase é $\Delta\Phi = 1,7\pi$.

6.4 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] W-H.Lee, "Optical data storage using ppm and pwm" *applied optics*, September 1975/ vol. 14, no. 9.
- [2] E. E. Gray, "Permanent Storage Using Direct Laser Recording," in *Topical Meeting on Optical Storage of Digital Data, Digest of Technical Papers* (Optical Society of America, March 1973).
- [3] A. Kozma, "One Dimensional Holograms for Storing Digital Data," in *Topical Meeting on Optical Storage of Digital Data, Digest of Technical Papers* (Optical Society of America, March 1973).
- [4] H. N. Roberts *et al.*, *Appl. Opt.* 13, 841 (1974); A. Bardos, *Appl. Opt.* 13, 382 (1974).
- [5] J. A. Jerome and E. M. Kaczorowski, *J. SMPTE* 83, 560 (1974).
- [6] K. D. Broadbent, *J. SMPTE* 83, 554 (1974).
- [7] G. W. Hrbek, *J. SMPTE* 83, 580 (1974).
- [8] See "The Philips 'VLP' System-reprint," in *J. SMPTE* 83, 564 (1974).
- [9] Y. Fan, B. Bai and R. J. Green, "PPMPWM: A new modulation format for wireless optical communications" *IEEE Transactions on*, Vol. CATV-4, pp.1-9, 2010.
- [10] ZY. Pang, DZ. Piao and CY. Zou, "Performance Comparisons of Several Modulation Schemes for Optical Wireless Communication", *Journal of Guilin Institute of Electronic Technology*, vol.22, no.5, pp.1-4, October 2002.
- [11] Z. Ghassemlooy, AR. Haye, NL. Seed, *et al.*, "Digital pulse interval modulation for optical communications", *IEEE Communications Magazine*, vol.36, Issue 12, pp.95-99, December 1998.
- [12] ZM. Hu, JX. Tang, "Digital pulse interval modulation for atmospheric optical wireless communications", *Journal of Communications*, vol.26, no.3, pp.75-79, March 2005.
- [13] G. Cheng, HX. Wang, XM. Sun, *et al.*, "Structure Study of Modulation Waveforms in Optical Wireless Communications", *Journal of Yantai University (Natural Science and Engineering Edition)*, vol.20, no.1, January 2007.
- [14] YY, Fan and R.J. Green, "Comparison of pulse position modulation and pulse width modulation for application in optical communications", *Optical Engineering*, vol.46, no.6, June 2007.
- [15] H. D. Moon and S. Y. Jung "Multi-coded Variable PPM for High Data Rate Visible Light Communications" *Journal of the Optical Society of Korea* Vol. 16, No. 2, June 2012, pp. 107-114.

- [16] R. D. Dupuis and M. R. Krames, "History, development, and applications of high-brightness visible light-emitting diodes," *J. Lightwave Technol.* **26**, MAY 1 (2008).
- [17] D.-K. Son, E.-B. Cho, I.-K. Moon, Y.-S. Park, and C.-G. Lee, "Development of an illumination measurement device for color distribution based on a CIE 1931 XYZ sensor," *J. Opt. Soc. Korea* **15**, 44-51 (2011).
- [18] C. G. Son, J. H. Yi, J. S. Gwag, J. H. Kwon, and G. Park, "Improvement of color and luminance uniformity of the edge-lit backlight using the RGB LEDs," *J. Opt. Soc. Korea* **15**, 272-277 (2011).
- [19] H. Sugiyama, S. Haruyama, and M. Nakagawa, "Experimental investigation of modulation method for visible-light communication," *IEICE Trans. Commun.* **E89-B**, 3393-3400 (2006).
- [20] S. Hidemitsu, H. Shinichiro, and M. Nakagawa, "Brightness control methods for illumination and visible-light communication system," in *Proc. 3rd International Conference on Wireless and Mobile Communications* (Guadeloupe, French Caribbean, Mar. 2007).
- [21] J. M. Kahn and J. R. Barry, "Wireless infrared communications," *Proc. IEEE* **85**, 265-298 (1997).
- [22] L. F. Mollenauer, S. G. Evangelides, and H. A. Haus (1991). "Long distance Soliton propagation using lumped amplifiers and dispersion shifted fiber". *J. Light Tech.*, 194 – 197.

CONCLUSÕES GERAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS

CONCLUSÕES

A contribuição deste trabalho foi a realização de um estudo numérico para a obtenção de portas lógicas totalmente ópticas baseado no NLDC-PCF dual-core simétrico, operando com dois pulsos ultracurtos fundamentais de 100fs, a partir de dois formatos de modulação por pulsos, a modulação por amplitude de pulso (PAM) na modalidade de chaveamento de mudança de amplitude (ASK) e a modulação por largura de pulso (PWM) com modulação binária para representar os níveis lógicos 1 e 0. Para a análise numérica, considerou-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação, de 0 a $9 W^{1/2}$, no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada, modulados por PAM-ASK e no ajuste de modulação ($|w| = 10,869 \text{ fs}$) por PWM. Na obtenção das operações lógicas pelo NLDC-PCF, na configuração simétrica sob PAM-ASK e PWM, foram discutidos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras. Foi apresentada a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (GNLSE-*Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*), descrevendo os efeitos não lineares em fibras de cristal fotônico, efeitos estes de altas ordens. Consideramos que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da dispersão de segunda ordem (β_2), dispersão de terceira ordem (β_3) automodulação de fase (SPM), Self-Steepening (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS).

Na análise numérica, consideramos um controle rigoroso e preciso da diferença de fase entre os pulsos de entrada, ao observar o comportamento do dispositivo em condições ideais. Ainda não consideramos os problemas de situações práticas, tais como o ruído e a fase aleatória inerente a pulsos provenientes de redes ópticas. Por outro lado, nós iniciamos uma perspectiva original em busca para a obtenção de funções lógicas com a operação mais estável usando outras características e configurações do NLDC-PCF.

Perspectivas Futuras

Pretendemos no grupo de óptica não-linear do LOCEM dar continuidade a este trabalho, estudando, por exemplo:

- O acoplador duplo assimétrico com perfis de assimetria tanto de dispersão, como de não-linearidade sob codificação PPM para obter portas lógicas;

- O acoplador duplo assimétrico com perfis de assimetria tanto de dispersão, como de não-linearidade sob codificação PAM para obter portas lógicas;
- Os acopladores triplos nas simetrias triangular e c0-planar, sob codificação PWM ou PAM, como GVD, SPM, Self-Steepening (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS) para obter portas lógicas;
- Estudo de filtros acústico-ópticos sintonizáveis na utilização na criptografia em redes ópticas sob modulação PAM/PWM.

8 – PUBLICAÇÕES RELACIONADAS AO TRABALHO

8.1 - Artigos publicados em revistas internacionais

Analysis of the nonlinear optical switching in a Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect. FERREIRA, A.C.; COSTA, M.B.C.; COÊLHO, A.G.; SOBRINHO, C.S.; LIMA, J.L.S.; MENEZES, J.W.M.; LYRA, M.L.; SOMBRA, A. S. B. Optics Communications, v. 285, p. 1408-1417, 2012.

8.2 - Artigos submetidos em revistas internacionais

High contrast optical "OR" logic gates using a photonic crystal fiber modulated by PAM-ASK. M. B. C. Costa, A. M. Bastos, A. G. Coelho Jr, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho 2,3, M. L. Lyra, A. S. B. Sombra.

Submetido ao *Microsystem Technologies* (setembro de 2012)

Realization of all-optical logic gates in a triangular triplecore photonic crystal fiber. A. G. Coelho Jr, M. B. C. Costa, A. C. Ferreira, M. G. da Silva, M. L. Lyra, and A. S. B. Sombra.

Submetido ao *Journal of Lightwave Technology* (Julho de 2012)