



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE
TELEINFORMÁTICA

ANTONIO FRANCISCO GOMES FURTADO FILHO

Estudo do desempenho do Multiplexador/Demultiplexador *add/drop*
baseado na configuração do Interferômetro de Michelson de fibras
ópticas para aplicações em sistemas OTDMA e OCDMA

Fortaleza – Ceará

Março – 2012

ANTONIO FRANCISCO GOMES FURTADO FILHO

**ESTUDO DO DESEMPENHO DO MULTIPLEXADOR/DEMÚLTIPLEXADOR
ADD/DROP BASEADO NA CONFIGURAÇÃO DO INTERFERÔMETRO DE
MICHELSON DE FIBRAS ÓPTICAS PARA APLICAÇÕES EM SISTEMAS
OTDMA E OCDMA**

Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia de Teleinformática.

Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

Fortaleza
Março 2012

**ESTUDO DO DESEMPENHO DO MULTIPLEXADOR/DEMÚLTIPLEXADOR
ADD/DROP BASEADO NA CONFIGURAÇÃO DO INTERFERÔMETRO DE
MICHELSON DE FIBRAS ÓPTICAS PARA APLICAÇÕES EM SISTEMAS TDMA E
OCDMA**

Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Engenharia de Teleinformática.

Aprovada em **12/03/2012**

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Dr. Paulo César Cortez
Universidade Federal do Ceará - UFC

Prof. Dr. George André Pereira Thé
Universidade Federal do Ceará - UFC

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

Prof. Dr. Petrus Agripino de Alcântara Júnior
Universidade Federal do Pará - UFPA

Dedico este trabalho a minha amada esposa Jeane, a meus filhos Raul e Ruan, a meus pais Antonio Francisco e Aparecida, meus irmãos Débora Cristina, Cristemberre e Aretha e meus adorados sobrinhos.

Agradecimentos

Quero expressar meus sinceros agradecimentos a Deus, meus pais pelo amor dado durante toda minha vida.

Agradeço a minha esposa Jeane e meus filhos Raul e Ruan pela paciência nas minhas ausências, pela dedicação e amores vividos durante nossas vidas.

Agradeço ao meu orientador Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra pela paciência, confiança e dedicação.

Agradeço a todos os professores, Dr. Antonio José, Dr. João Guilherme, Ms. Marcio Feijão, Dr. José Filho, Ms Emerson, Dr. Wellington, Dr. Valmir, coordenadores e funcionários do curso de graduação em Física da Universidade Estadual Vale do Acaraú – UVA que acompanharam minha trajetória.

Agradeço aos amigos, professores e alunos da Faculdade Lourenço Filho pelo incentivo.

Agradeço ao professor Dr. Marcio Gomes da Silva pelas inúmeras sugestões, correções e principalmente pela paciência.

Agradeço a Dona Adília e família pela hospitalidade nas horas difíceis.

Aos meus irmãos, Tina, Aretha e Cristemberre que sempre estiveram ao meu lado.

Agradeço a parceria dos colegas e amigos de laboratório de simulação LOCEM: Cícero, Zé Luiz, Wally, Wilton, Glendo, Apiano, Juscelino, Alisson, Tião, José, Cauby, Agliberto, Miranda, Marcos Costa, Marcus Vinícius, Múcio, Maurício, Djalma, Daniel, Rubens, Herbet, Jefferson entre outros.

Agradeço ao amigo e compadre Ivan sobre os diversos diálogos sobre espiritismo, filosofia de vida, que me abriu muito a mente e a forma de pensa sobre vida.

Agradeço enormemente ao meu grande amigo Robério da Prefeitura de Sobral, pelo incentivo.

Agradeço a todos os meus amigos e colegas de Crateús e Sobral

Agradeço aos professores do curso de Pós-Graduação da Engenharia de Teleinformática.

Agradeço ao departamento de Pós Graduação em Engenharia de Teleinformática da UFC-DETI pela oportunidade.

Agradeço aos membros da comissão examinadora pela contribuição final dada neste trabalho.

Agradeço ao CNPq, Capes e Funcap pelo o apóio financeiro.

A verdadeira felicidade do homem acontece quando ele tem o prazer de ser pai, agora entendo por que meus pais são maravilhosos, ser um bom pai me dá a certeza de que meus filhos serão grandes homens.

Antônio Filho

Resumo

Neste trabalho, além dos capítulos que envolvem a teoria e definições, foi basicamente dividido em três estudos: Primeiro (capítulo 4), apresentamos uma investigação numérica do desempenho de um filtro passa-banda totalmente óptico composto por um acoplador direcional duplo seguido de duas grades de Bragg simetricamente iguais gravadas nos seus braços de saída. Esta configuração caracteriza um Interferômetro de Michelson com características de um filtro add/drop. As características de transmissão (T), taxa de extinção (XR) e “crosstalk” (XT) foram estudadas a partir da aplicação de um sinal CW (onda contínua) na entrada do dispositivo. A teoria de modos acoplados e o método de Runge Kutta de 4ª ordem foram aplicados, respectivamente para resolver as equações diferenciais acopladas. Este é o primeiro estudo feito considerando a não linearidade do acoplador e a linearidade das grades de Bragg. O dispositivo apresenta um comportamento altamente não-linear em função do defasamento entre as amplitudes dos feixes refletidos e em função da potência de entrada. Num segundo momento (capítulo 5) apresentamos a propagação e chaveamento de pulsos ultracurto (~2ps) usando um interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas. Neste estudo o desempenho do interferômetro é estudado como uma função das características não lineares do acoplador e das grades de Bragg. Os estudos numéricos foram feitos a partir das equações de modos acoplados resolvidas usando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. As características de chaveamento do pulso foram analisadas em função da potência de entrada e do defasamento aplicado em uma das grades de Bragg. As características de transmissão (T), coeficiente de Extinção (XR), “crosstalk” (XT), fator de compressão (FC). Utilizamos três valores de potência de entrada: abaixo da potência crítica ($P_0=1W$), igual a potência crítica ($P_0=1,73W$) e acima da potência crítica ($P_0=1,95W$). Através deste estudo, pode-se verificar que a transmissão, taxa de extinção, “crosstalk” e fator de compressão dependem da potência da bombeio inserida no dispositivo e da defasagem aplicada. O interferômetro de Michelson em fibras implementa componente de grande importância para aplicações em redes ópticas, como os demultiplexadores add/drop. Este dispositivo tem atraído bastante interesse no campo das telecomunicações devido a sua alta capacidade de taxas de transmissão. Num terceiro momento foi apresentado um estudo de simulação numérica do desempenho da codificação e decodificação de pulsos ópticos curtos (ps) em sistemas OCDMA (*Optical Code Division Multiple Access* – acesso

múltiplo por divisão de código no domínio óptico) baseado em *FBG* (*Fiber Bragg Grating* – grade de Bragg em fibra óptica) onde os códigos são inseridos através de saltos discretos na fase óptica ($\pm\pi$). Para geração de pulsos codificados foram utilizados códigos de *Gold* obtidos analiticamente. Analisamos como a inserção de códigos adicionais afetam a auto-correlação e correlação cruzada. O interferômetro de Michelson inicialmente estudado no capítulo 4 foi utilizado para propagação e chaveamento de sinais codificados. Baseados nas características de Transmissão (T) e Taxa de extinção (XR) fizemos um estudo do dispositivo como multiplexador /demultiplexador add/drop na recuperação de pulsos codificados.

Palavras Chaves: Multiplexador/Demultiplexador add/drop, Interferômetro de Michelson, Acesso Múltiplo por divisão de tempo (TDMA), Acesso Múltiplo por divisão de Código (CDMA)

Abstract

This work, in addition the chapters which involves both theory and definitions, was basically divided three studies: First (chapter 4), we present a numerical investigation of the performance of a bandpass filter composed of an all-optical directional coupler, followed by two double bars Bragg recorded symmetrically equal outputs in their arms. This configuration features a Michelson interferometer with characteristics of an add/ drop filter. The transmission characteristics (T), extinction rate (XR) and "crosstalk" (XT) were studied based on the application of a CW signal (continuous wave) into the device. Theory of coupled modes and the Runge Kutta fourth order were applied respectively to solve the coupled differential equations. This is the first study considering the nonlinearity of the coupler and the linearity of Bragg gratings. The device features a highly nonlinear behavior as a function of dephasing between the amplitudes of the reflected beams and depending on the input power. In a second step (section 5), the propagation and switching of ultrashort pulse (~ 2 PS) Michelson interferometer using an optical fiber. In this study the performance of the interferometer is studied as a function of the nonlinear characteristics of the coupler and Bragg gratings. The numerical studies were made from the coupled mode equations solved using the Runge-Kutta 4th order. The pulse switching characteristics were analyzed as a function of input power and applied to one dephasing Bragg gratings. The transmission characteristics (T), extinction coefficient (XR), "crosstalk" (XT), the compression factor (CF) and shape of the pulses were analyzed for different values of phase and different input powers. We use three values of input power: below the critical power ($1W = P_0$), equal to the critical power ($P_0 = 1.73W$) and above the critical power ($P_0 = 1.95W$). Through this study, it is found that the transmission rate of extinction, "crosstalk" and compression factor depends on the power of the pump device inserted into the gap and applied The Michelson interferometer fiber implement major component with applications in optical networks, such as demultiplexers add/drop. This device has attracted considerable interest in the field of telecommunications due to its ability of high transmission rates. In the third place was presented a numerical simulation study of the performance of encoding and decoding of short optical pulses (ps) systems OCDMA (Optical Code Division Multiple Access based on

FBG (Fiber Bragg Grating) where codes are inserted through discrete jumps in the optical phase ($\pm \pi$). For generation of coded pulses were used Gold codes obtained analytically. We look at how the inclusion of additional codes affect the autocorrelation and cross correlation. The Michelson interferometer initially studied Chapters 4 was used for propagation and switching of encrypted signals. Based on the characteristics of transmission (T) and extinction rate (XR) did a study of the device as multiplexer / demultiplexer add / drop in the recovery of coded pulses.

Keywords: Multiplexer / Demultiplexer add / drop, Michelson interferometer, multiple access time division (TDMA), Division Multiple Access Code (CDMA)

Lista de Figuras

Figura 1.1. Esquema de funcionamento do Interferômetro de Michelson.....	3
Figura 1.2. Esquema de funcionamento do Interferômetro de Michelson.....	3
Figura 2.1: Variação de β_2 e D com o comprimento de onda de sílica fundida. Ambos β_2 e D desaparecem no zero de dispersão, comprimento de onda próximo de $1,27\mu\text{m}$	21
Figura 3.1a - Acoplador Direcional Duplo 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 3.1b - Seção transversal do Acoplador.....	27
Figura 3.2: Chaveamento não linear em um acoplador de fibras com $kL_c = \pi/2$: curva sólida mostra a transmissão de um sinal CW em função da potência de entrada nas duas portas de saídas. Curva tracejada relativa a um sinal pulsado do tipo Secante hiperbólico.....	30
Figura 3.3: Representação esquemática do princípio de operação de uma grade de Bragg, ilustrando a resposta espectral em Reflexão e Transmissão.....	31
Figura 3.4 a) representação esquemática da ação da alteração periódica do índice no campo incidente e no campo refletido onde as ondas propagante e contra-propagante são $C^- = A^-$ e $C^+ = A^+$. b) resposta de reflexão em função do detuning $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1$ mm, $kL=3$ e $KL=6$ e $\Lambda=5$ μm	40
Figura 4. Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras.....	44
Figura 4.1. Resposta de transmissão do IM para três valores de potência fixa de entrada: ($P_c=1.3\text{W}$, $\varphi_{\text{max}}=0,56\pi$), ($P_o=0.85\text{W}$, $\varphi_{\text{max}}=0,39\pi$) e ($P_o=1.54\text{W}$, $\varphi_{\text{max}}=0,45\pi$).....	49
Figura 4.2. Resposta de transmissão do IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases fixas: $\varphi=0$; $\varphi_{\text{max}}=0,45\pi$; $\varphi_{\text{max}}=0,56\pi$; $\varphi_{\text{max}}=0,39\pi$	50
Figura 4.3. Medidas do Coeficiente de Extinção IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases fixas: $\varphi=0$; $\varphi_{\text{max}}=0,45\pi$; $\varphi_{\text{max}}=0,56\pi$; $\varphi_{\text{max}}=0,39\pi$	52

Figura 4.4. Medidas do Crosstalk para o IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases fixas: $\varphi=0$; $\varphi_{\max}=0,45\pi$; $\varphi_{\max}=0,56\pi$; $\varphi_{\max}=0,39\pi$	52
Figura 5.1. . Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras.....	57
Figura 5.2. Resposta de transmissão do IM para três valores de potência fixa de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$).....	63
Figura 5.3. Medidas do Coeficiente de Extinção do IM em função da fase para três valores de potência fixa de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$).....	64
Figura 5.4. Medidas do “crosstalk” do IM em função da fase para três valores de potência fixa de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$).....	65
Figura 5.5 Fator de Compressão para o Interferômetro de Michel excitado com um pulso de 2ps em função da fase para três valores de potência de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$).....	68
Figura 5.6. Perfil temporal dos pulsos adicionados ao canal 2 (drop) em função da fase para três valores de potências de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$).....	69
Figura 6.1. Cross-correlação entre os polinômios $f(x) = x^3 + x + 1$ e $g(x) = x^3 + x^2 + 1$ - linha tracejada. Autocorrelação do polinômio f linha contínua.....	80
Figura 6.2. Pares preferidos de comprimento 63.....	81
Figura 6.3 Estrutura esquemática do processo de codificação e decodificação de pulsos curtos.....	84
Figura 6.4. Pulso de 2,5 ps codificado correspondente a reflexão da grade de Bragg apresentado no esquema da figura 6.3.....	85
Figura 6.5 (a) Autocorrelação utilizando a seqüência 1 (ver seção 6.4). (b) Cross-correlação obtida com a seqüência 1 para codificação e seqüência 2 para decodificação.....	85

Figura 6.6. A figura apresenta a estrutura utilizada para o estudo da interferência multiusuário, onde é utilizado até seis canais simultâneos para a análise.....	86
Figura 6.7. A figura apresenta a estrutura utilizada para o estudo da interferência multiusuário, onde é utilizado até seis canais simultâneos para a análise.....	87
Figura 6.8. Razão de interferência em função do número de usuários e da constante de acoplamento das <i>FBGs</i>	88
Figura 6.9 Configuração do Sistema add/drop usando pulsos codificados através do Interferômetro de Michelson.....	89
Figura 6.10. Resposta de transmissão do IM para três valores de Ganho: ($G = 20,60\text{dB}$), ($21,22\text{dB}$) e ($21,76\text{dB}$).....	91
Figura 6.11 Medidas para o Coeficiente de Extinção do IM para três valores de Ganho: ($G = 20,60\text{dB}$), ($21,22\text{dB}$) e ($21,76\text{dB}$).....	92
Figura 6.12(a): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,33\pi$ e $\varphi = 0,65\pi$) e um ganho de $G = 20,60\text{dB}$	93
Figura 6.12(b): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,40\pi$ e $\varphi = 1,27\pi$) e um ganho de $G = 21,22\text{dB}$	93
Figura 6.12(c): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,32\pi$ e $\varphi = 1,27\pi$) e um ganho de $G = 21,76\text{dB}$	94
A figura 6.13(a) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,33\pi$ e $G = 20,60\text{dB}$	94
A figura 6.13(b) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,40\pi$ e $G = 21,22\text{dB}$	95
A figura 6.13(c) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,32\pi$ e $G = 21,22\text{dB}$	95
Figura 6.14(a). Resposta de transmissão do IM para 5 usuário.....	96

Figura 6.14(b) Medidas para o Coeficiente de Extinção do IM para 5 usuários.....	97
Figura 6.15 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela presença de mais usuário.....	97.
Figura 6.16 Relação Sinal/Ruído em dB para 5 usuários.....	98

Lista de Tabelas

Tabela 4.1: Valores para Transmissão (T), Xratio (XR) e crosstalk (XT) obtidos das figuras (4.1-4.4) para $P_0 = 1.06, 1.30$ e $1.54W$	50
Tabela 6.1 Polinômios primitivos com grau $n \leq 10$ em representação octal.....	76
Tabela 6.2 – Fases e Ganhos aplicados para cada pulso numa propagação de 1 a 5 usuários pelo Interferômetro de Michelson.....	98

Lista de Abreviatura e Siglas

"Chirp" – dentro do contexto, significa uma mudança na frequência óptica instantânea através do perfil do pulso, devido a uma dependência temporal da fase.

"Crossconnect" – dispositivo que realiza um padrão de roteamento estático ou dinâmico, de múltiplos comprimentos de onda, dentro de uma rede WDM.

"Crosstalk" – dentro do contexto, significa a possível interferência de energia entre os modos acoplados.

CW – do inglês *Continuous Wave*.

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

dB – do inglês *decibel*.

DBR – do inglês *Distributed Bragg Reflector*.

DFB – do inglês *Distributed Feedback Bragg*.

"Extinction Ratio" – dentro do contexto, significa a razão de energia entre os modos acoplados.

FBG – do inglês *Fiber Bragg Grade*.

FFT – do inglês *Fast Fourier Transform*.

FLPC – do inglês *Fiber Loop Polarization Controller*.

FWHM – do inglês *Full Width Half Maximum*.

GVD – do inglês *group velocity dispersion*.

Ge – Símbolo atômico do elemento químico Germânio.

IM – do inglês *Interferometer of Michelson*.

MZI – do inglês *Interferometer of Mach-Zehnder*

Máx. – Abreviatura para valor máximo.

Mín. – Abreviatura para valor mínimo.

NLSE – do inglês *Non Linear Schrödinger Equation*.

NLDC - Acopladores direcionais não-lineares

OADM – do Inglês *Optical Add and Drop Multiplexer*.

OOK – do Inglês *On-Off Keying*.

OTDM – do inglês *Optical Time Division Multiplexing*.

OWDM – do Inglês *Optical Wavelength Division Multiplexing*

PBS – do inglês *Polarization Beam Splitter*.

PMD – do inglês *Polarization Mode Dispersion*.

PPM – do inglês *Pulse Position Modulation*.

MPPM – do inglês *Multi-pulse Pulse Position Modulation*.

2PPM – do inglês *Two-pulse Pulse Position Modulation*.

“**Sidelobes**” – dentro do contexto, significa as bandas de transmissão secundárias, ou satélites (lóbulos laterais), do AOTF.

SPM – do inglês *Self Phase Modulation*.

TE – do inglês *Transverse Electric*.

TEC – do inglês *Thermal Expansion Coefficient*.

TM – do inglês *Transverse Magnetic*.

UV – do inglês *Ultraviolet*.

VIS – do inglês *Visible*.

WDM – do inglês *Wavelength Division Multiplexing*.

WAN -redes de longa distância

XPM – do inglês *Cross-Phase Mo*

Sumário

Agradecimentos.....	IV
Resumo.....	VII
Abstract.....	IX
Lista de Figuras.....	XI
Lista de Tabelas.....	XIV
Lista de Abreviaturas e Siglas.....	XV

Capítulo 1

1. Introdução.....	1
1.1 Breve Histórico do Interferômetro de Michelson.....	2
1.2 Contribuição e Organização da Tese.....	4
Referências Bibliográficas.....	7

Capítulo 2

2. Fundamentação Teórica.....	8
2.1 Propagação Eletromagnética em Fibra.....	8
2.1.1 Equações de Maxwell.....	8
2.2 Modos de Fibras.....	11
2.2.1 Equação de Autovalor.....	12
2.3. Equação de Propagação de Pulso.....	14
2.3.1 Equação do Pulso - Efeitos não lineares.....	14
2.4 Propagação Eletromagnética em meios Periódicos.....	21
4.1 Guias de ondas Periódicos.....	23
Referências Bibliográficas.....	25

Capítulo 3

3.1 Acopladores em Fibras.....	26
3.2 Teorias de Acopladores em Fibras.....	28
3.2.1 Equações de Modos Acoplados.....	28
3.3 Grades de Bragg em Fibras.....	31
3.4 Teorias de grades de Bragg em Fibras.....	32
3.5 Teorias de Modos Acoplados aplicadas a Grades de Bragg.....	35
Referências Bibliográficas.....	40

Capítulo 4

Análise do desempenho de um filtro add/drop não linear óptico na configuração de um Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas

4.1 Introdução.....	42
4.1 Multiplexadores Add/drop Óptico.....	43
4.2 Fundamentos Teóricos.....	45
4.3 Procedimentos Numérico.....	46
4.4 Resultados e Discussões.....	48
4.5 Conclusões de Capítulo.....	53
Referências Bibliográficas.....	54

Capítulo 5

Demultiplexador add/drop óptico na configuração de um Interferômetro de Michelson baseado em grades de Bragg para aplicações em sistemas OTDMA- Acesso Múltiplo por Divisão de Tempo

5.1 Introdução.....	56
4.2 Fundamentos Teóricos.....	57
4.3 Procedimentos Numéricos.....	61
4.4 Resultados e Discussões.....	62
4.5 Conclusões de Capítulo.....	70
Referências Bibliográficas.....	71

Capítulo 6

Codificação/Decodificação de Pulsos Ultra-Curtos baseado em grades de Bragg Superestrutura usando o Interferômetro de Michelson como Demultiplexador add/drop de fibras ópticas, para aplicações em Sistemas OCDMA.

6.1 Introdução.....	73
6.2 Geração Analítica de Códigos.....	75
6.3 Seqüências M.....	75
6.4 Códigos de Gold.....	77
6.5 Análises da codificação e decodificação de pulsos ópticos utilizando FBG.....	82
6.6 Codificação/Decodificação de Pulsos Ultra-Curtos baseado em grades de Bragg Superestrutura usando o Interferômetro de Michelson como Demultiplexador add/drop de fibras ópticas, para aplicações em Sistemas OCDMA.....	89

6.7 Resultados e Discussões.....	90
6.7.1 Chaveamento Multiusuários.....	96
6.8 Conclusões de Capítulo.....	100
Referências Bibliográficas.....	101

Capítulo 7

Conclusões Gerais, Perspectivas e Trabalhos Decorrentes

7.1. Conclusões Gerais.....	111
.2. Perspectivas.....	113
7.3. Trabalhos Decorrentes.....	114

Capítulo 1

1. Introdução

Dentre as inúmeras vantagens que os sistemas de comunicação óptica apresentam em relação aos sistemas convencionais, podemos destacar a sua potencialidade de transmissão de altas taxas de informações a grandes distâncias a baixo custo por canal e sua influência eletromagnética. Levando em conta as reduzidas dimensões das fibras e cabos, o pequeno número de emendas somado aos aspectos de segurança torna os sistemas ópticos de grande utilidade em todos os níveis, em especial em sistemas de telecomunicações.

Em aplicações atuais e futuras, o impacto da Óptica tem proporcionado a necessidade e o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos, funcionando como elementos capazes de tratar e/ou processar informação a velocidades ultra-rápidas. Para satisfazer a estas demandas pesquisadores têm examinado novas tecnologias de chaveamento ultra-rápido. Desta forma, poucas são as dúvidas de que os dispositivos ópticos representam um impacto crescente em sistemas de comunicações ópticas. Dentre estes dispositivos podemos citar: Acopladores direcionais, Filtros de Bragg e Acusto-Óptico, Interferômetros de Mach-Zehnder, Michelson, Sagnac, e outros.

Jensen^[1] mostrou que variando a intensidade de luz no acoplador não linear, podemos obter um chaveamento óptico entre os núcleos. Estudos preliminares demonstrando o chaveado de sólitons através dos núcleos de um acoplador de fibra óptica, tem-se mostrado excelente características de chaveamento com eficiência por volta de 96%^[2], levando em conta que o sóliton chaveado mantenha suas características anteriores, evitando a quebra e/ou alargamento do mesmo^[3]. Desde então o chaveamento de sólitons em acopladores tem recebido uma atenção considerável^[4].

A crescente demanda por tráfego de informações exige a necessidade do avanço da capacidade e funcionalidade dos sistemas de comunicações. Neste contexto características como largura de banda, segurança da informação transmitida e taxa de transmissão de dados tornam-se pontos cruciais para a evolução dos sistemas. Os componentes ópticos associados entre si podem gerar diversos sistemas ópticos em um número muito grande de aplicações, dentre eles podemos citar, os acopladores, grades de Bragg, amplificadores, que associados entre si podemos desenvolver

sistemas ópticos de Interferometria, codificação/decodificação, chaveamento, multiplexagem/demultiplexagem, filtros add/drop, etc. Caracterizando o meio adequadamente, é possível explorar (através de exemplos numéricos baseados em situações reais) o dispositivo como um elemento capaz de manipular a radiação de um determinado “*laser*” ou radiação eletromagnética. Nesta tese realizamos um estudo numérico das características de transmissão de fontes de laser CW e pulsado (pulsos ultracurtos) em acopladores duplos não lineares seguidos de grades de Bragg lineares, montando assim um sistema conhecido como interferômetro de Michelson (MI)^[5], que pode ser utilizado como multiplexador/demultiplexador add-drop em fibras ópticas. Os conceitos utilizados para o desenvolvimento desta tese são relacionados à Engenharia e à Física, podendo ser apreciados por engenheiros desta área de concentração ou estudantes de física aplicada.

1.1 Breve Histórico do Interferômetro de Michelson

O **Interferômetro de Michelson** é o tipo mais fundamental de interferômetro de dois feixes. Este aparelho foi utilizado por Albert Michelson e Edward Morley em 1887, para tentar medir o movimento da Terra em relação ao éter. Esse experimento é conhecido como a Experiência de Michelson-Morley. O instrumento pode ser usado também para medir comprimentos de onda com grande precisão. O princípio básico de um interferômetro de Michelson é baseado no efeito causado devido à interferência entre dois feixes, esse fenômeno gera uma intensidade de radiação na qual depende de frequência, polarização, fase e irradiância dos feixes que produz tal efeito. Os interferômetros são dispositivos nos quais ocorre a interferência de duas ou mais ondas eletromagnéticas podendo-se verificar na saída do mesmo o resultado da interferência. Nesse interferômetro, um feixe de luz monocromático atravessa um espelho semi-transparente que faz com que o feixe incidente seja dividido em dois. Uma parte da luz é transmitida através desse espelho até o espelho à direita, como mostra a figura 1.1, é refletida de volta para o espelho semi-transparente e então é refletida para o detector, localizado na parte inferior da figura. A outra parte é refletida pelo espelho semi-transparente até o espelho mostrado na parte superior da figura, onde é novamente refletida, passando através do espelho semi-transparente até o detector.^[6]

Quando os dois componentes da luz são recombinados no detector, pode haver uma diferença de fase entre eles, já que eles podem ter percorrido caminhos diferentes. Eles interferem construtiva ou destrutivamente, dependendo da diferença de caminho. Se os dois caminhos percorridos forem iguais ou diferirem por um número inteiro de comprimento de onda, ocorre uma interferência construtiva e é registrado um

sinal forte no detector. Se, no entanto, a diferença for um número inteiro e mais meio comprimento de onda, ocorre uma interferência destrutiva e é registrado um sinal muito fraco no detector.

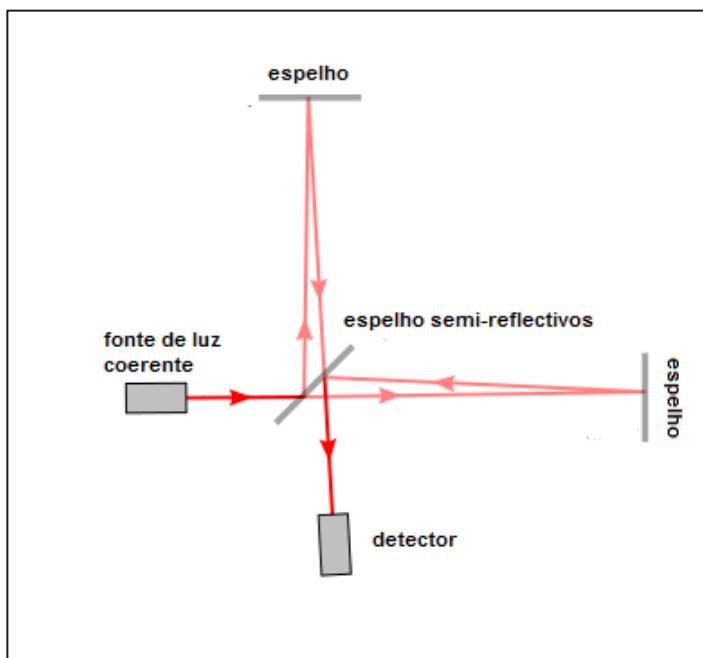


Figura 1.1 Esquema de funcionamento do **Interferômetro de Michelson**.

Em fibras ópticas a configuração do interferômetro de Michelson é obtida a partir da associação em cascata de dois componentes ópticos – Um acoplador direcional duplo e grades de Bragg lineares 100% reflectvas como mostra a figura 1.2.

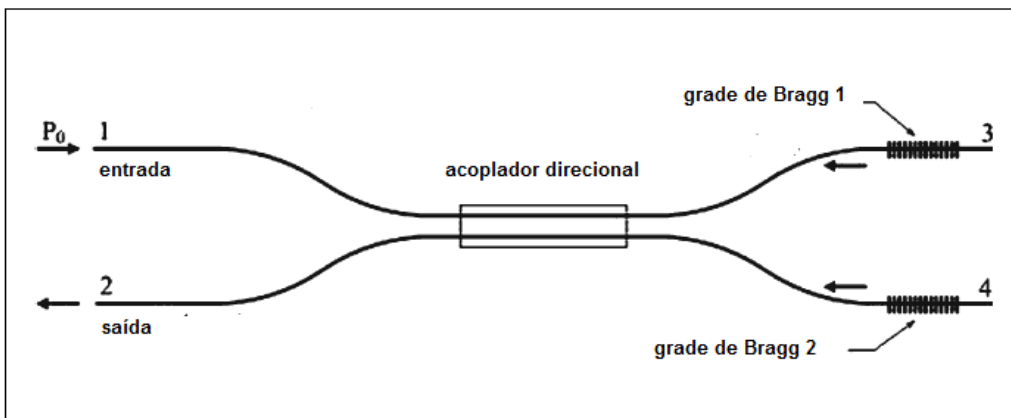


Figura 1.2: Esquema de um interferômetro de Michelson em Fibras Ópticas

A primeira demonstração de tal dispositivo em fibras ópticas foi relatada por Morey^[7] utilizado com um filtro de banda – passante. Morey examinou que uma pequena diferença entre as grades que compõe o componente, como o comprimento, temperatura, amplitudes de reflexão, podem limitar a sintonia do dispositivo, não havendo dados disponíveis sobre a estabilidade do filtro. Outra observação interessante é que, como as alterações na temperatura ambiente entre os braços podem desafinar o filtro, é essencial que os braços permaneçam em proximidades e que os caminhos ópticos do/para as grades sejam minimizados. O interferômetro de Michelson tem sido amplamente utilizado para aplicações de banda larga como filtro para selecionar comprimento de onda. O interferômetro de Michelson tem um funcionamento semelhante ao Interferômetro de Mach-Zehnder, com a diferença crucial de que a propagação da luz em seus dois braços é forçada a interferir no mesmo acoplador onde foi dividida. Devido a esta característica, um interferômetro de Michelson age como um espelho não linear, semelhante a um interferômetro de Sagnac, com a importante diferença de que os campos de interferência óptica não compartilham o mesmo caminho físico. Os efeitos não lineares no interferômetro de Michelson foram inicialmente estudados em^[7] e continuaram a ser de interesse em^{[8]-[12]}.

1.2 Contribuições e Organização da Tese

Em princípio, no capítulo 2, são discutidos os fenômenos e as características resultantes da propagação de uma radiação eletromagnética em fibras ópticas e também num meio periódico, e as possíveis teorias que podem descrever estes fenômenos.

Considerando a teoria de modos acoplados e o efeito fotoelástico, é desenvolvida uma modelagem matemática para os componentes utilizados para montagem do interferômetro de Michelson em fibra (acoplador duplo e grades de Bragg). No capítulo 3, são demonstradas, numericamente, as curvas de transmissão e eficiência de conversão de energia entre os modos acoplados, tanto no acoplador quanto nas grades de Bragg.

No capítulo 4, será discutida uma investigação numérica do comportamento não linear do interferômetro de Michelson, funcionando como um filtro add/drop, neste estudo são feitas análises de transmissão não linear, coeficiente de extinção e “*crosstalk*”, utilizando um pulso CW. O estudo das características não lineares do

interferômetro de Michelson torna-se muito importante devido ao grande número de aplicações deste dispositivo em redes ópticas hoje. Este é o primeiro estudo até agora quanto ao desempenho deste dispositivo, considerando a não linearidade no acoplador e linearidade nas grades de Bragg. Em nossos estudos, estamos considerando não linearidade do tipo **Kerr** apenas no acoplador ^[13,14]. Neste caso o índice não linear da fibra é uma função da potência incidente. Utilizamos o método numérico Runge-Kutta^[15] de quarta ordem para resolvermos as equações diferenciais acopladas que descrevem a dinâmica dos componentes. Os estudos realizados no presente capítulo renderam a esta Tese a publicação de um artigo na revista, ***Optical Quantum Electronics* (2008) 40:525–534, DOI 10.1007/s11082-008-9239-0.**

No capítulo 5, apresentamos um estudo numérico da propagação e chaveamento de pulsos ultracurtos (~2ps) usando o interferômetro de Michelson de Fibras ópticas. Neste estudo, as características não lineares apresentadas no dispositivo foram analisadas em função da potência incidente e de fases aplicadas na amplitude de reflexão de uma das grades de Bragg, a fim de obter um multiplexador/demultiplexador *add/drop*. As características de Transmissão, Coeficiente de Extinção, níveis de “*Cross-Talk*” e fator de compressão, foram analisados e foi observado que o comportamento não linear do dispositivo depende das diferentes potências de entrada e o defasamento aplicado na amplitude da grade. Foram utilizados três níveis de potência de entrada, $P_0 = 1W < P_c$ (potência crítica é a potência de entrada cuja a energia é dividida em 50% para ambos os guias do acoplador), $P_0 = 1.73W = P_c$ e $P_0 = 1.95W > P_c$. O estudo deste dispositivo no regime pulsado tem atraído bastante interesse no campo da óptica devido a sua aplicação em sistemas TDMA para redes ópticas de telecomunicações, que operam com altas taxas de transmissão. Os estudos realizados no presente capítulo renderam a esta Tese a publicação de um artigo na revista, ***Fiber and Integrated Optics*, 29:239–253, 2010 DOI: 10.1080/01468030.2010.485292.**

No capítulo 4, podemos constatar o bom funcionamento do Interferômetro de Michelson, no capítulo 5 quando utilizamos pulsos curtos, podemos aplicar o interferômetro de Michelson para sistemas TDMA, no capítulo 6 utilizamos este dispositivo para aplicações em sistemas OCDMA (acesso múltiplo por divisão de código). A realização da codificação e decodificação de pulsos curtos é obtida através do dispositivo **FBG (Fiber Bragg Grating** – grade de Bragg em fibra óptica) onde os códigos são inseridos através de saltos discretos na fase óptica ($\pm\pi$). Para geração de pulsos codificados foram utilizados códigos de **Gold** obtidos analiticamente. Os pulsos codificados são inseridos no Interferômetro de Michelson e recuperados

posteriormente por uma grade decodificadora. Neste estudo analisamos o comportamento do dispositivo em função da potência dos pulsos codificados e do defasamento aplicado na amplitude de uma das grades.

Finalmente no capítulo 7, apresentamos as conclusões gerais, as perspectivas e os trabalhos decorrentes desta tese.

Referências Bibliográficas

- [1]. S. M. Jensen. "The Nonlinear Coherent Coupler". IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-18, páginas: 1580(1982). S. Trilho, S. Wabnitz, E. M. Wriarth. G. I. Stegman, Soliton switching in fiber nonlinear directional coupler. Opt. Letters 13,672-674(1988).
- [2]. G. D. Peng, A. Ankiewicz, "Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber couplers", int. J. Non Opt. Phy.1,135(1992).
- [3]. S. Trilho Wabnitz, E. M. Wriarth. G. I. Stegman, Soliton switching in fiber nonlinear directional coupler. Opt. Letters 13,672-674(1988).
- [4]. WILSON, J. and *et al.*, *Soliton switching in an erbium-doped nonlinear fiber coupler*, Opt. Lett. 16, 1653, 1991
- [5]. Raman Kashyap, Fiber Bragg Gratings, chapter six 6.3. 246-260.
- [6]. Young, Hugh D.; Freedman, Roger A.. Física IV: ótica e física moderna. 12 ed. São Paulo: Addison Wesley, 2009. 100 p. vol. 4. ISBN 978-85-88639-35-5.
- [7]. W.W. Morey, Tuneable narrow-line bandpass filter using fibre gratings, in: Proc. Conference on Optical Fiber Communications, OFC '91, paper PD20-1.
- [8] F. Ouellette and M. Piché, *Opt. Commun.* **60**, 99 (1986); *Canadian J. Phys.* **66**, 903 (1988).
- [9] E. M. Dianov and O. G. Okhotnikov, *IEEE Photon. Technol. Lett.* **3**, 499 (1991).
- [10] C. Spielmann, F. Krausz, T. Brabec, E. Wintner, and A. J. Schmidt, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2470 (1991).
- [11] P. Heinz, A. Reuther, and A. Laubereau, *Opt. Commun.* **97**, 35 (1993).
- [12] C. X. Shi, *Opt. Lett.* **18**, 1195 (1993).
- [13] Agrawal, G.P.: Applications of Nonlinear *Fibre Optics*. 1st edn. Academic Press, Boston (2001).
- [14] Leóński, W., Miranowicz, A.: Kerr nonlinear coupler and entanglement. J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt. **6**, S37–S42 (2004).
- [15] Leon Lapidus, John H. Seinfeld, "Numerical of solution of ordinary differential equations" Vol. 74. Copyright 1971, by Academic Press, INC.

Capítulo 2

2. Fundamentação Teórica

Neste capítulo serão apresentados: as propriedades fundamentais e características resultantes da propagação eletromagnética em fibras e em meios periódicos. Em seguida, usando o formalismo de modos acoplados será apresentada a teoria matemática que descreve a dinâmica do acoplador e da grade de Bragg analiticamente. O desenvolvimento de toda teoria resultará em um conjunto de equações diferenciais acopladas. O conjunto de equações acopladas será obtido a partir das Equações de Maxwell considerando uma variação periódica no tensor dielétrico do meio, ao longo da direção z , e uma conseqüente dependência espacial que surge nas amplitudes complexas dos respectivos modos acoplados de interesse. Desta forma, o conjunto de equações acopladas determinará a amplitude de cada modo ao longo do comprimento do dispositivo.

2.1 Propagação Eletromagnética em Fibras

Para a compreensão dos fenômenos não lineares em fibras ópticas é necessário considerar a teoria da propagação eletromagnética em meios dispersivos não lineares. Um dos objetivos deste capítulo é obter uma expressão básica que rege a propagação de pulsos ópticos em fibras monomodo. Na seção 2.1.1 é apresentado às equações de Maxwell's e conceitos importantes, como a parte linear e não linear da polarização induzida e a constante dielétrica dependente do tempo. Os conceitos de modos de fibras são introduzidos na seção 2.1.2, onde a condição de único modo também é discutida. Na seção 2.1.2 consideramos a teoria de propagação de pulsos em meios dispersivos não lineares, considerando a largura espectral do pulso muito menor do que a frequência da radiação incidente.

2.1.1 Equações de Maxwell

Como todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação de campos ópticos em fibras é regida pelas equações de Maxwell. No Sistema Internacional de Unidades essas equações assumem a forma ^[1].

$$\nabla_{\mathbf{x}}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.1.1a)$$

$$\nabla_{\mathbf{x}}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \quad (2.1.1b)$$

$$\nabla.\mathbf{D} = \rho_f \quad (2.1.1c)$$

$$\nabla.\mathbf{B} = 0 \quad (2.1.1d)$$

Onde \mathbf{E} e \mathbf{H} são os vetores campo de campo elétrico e magnético respectivamente, e \mathbf{D} e \mathbf{B} são as correspondentes densidades de fluxo elétrico e magnético. O vetor densidade de corrente \mathbf{J} e a densidade de carga ρ_f representam as fontes para o campo eletromagnético. Na ausência de cargas livres em um meio, como as fibras ópticas, $\mathbf{J} = 0$ e $\rho_f = 0$. As densidades de fluxo \mathbf{D} e \mathbf{B} surgem em resposta as magnitudes dos campos, elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{B} respectivamente. As grandezas estão relacionadas da seguinte forma^[1].

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (2.1.2)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{M} \quad (2.1.3)$$

onde ε_0 é a permissividade do vácuo, μ_0 é a permeabilidade do vácuo, e \mathbf{P} e \mathbf{M} são as polarizações induzidas elétricas e magnéticas. Para um meio não magnético, como fibras ópticas, $\mathbf{M} = 0$. As Equações de Maxwell podem ser usadas para obter a equação de onda que descreve a propagação da luz em fibras ópticas. Tomando equação (2.1.1a) e usando as equações (2.1.1b), (2.1.2) e (2.1.3), podemos eliminar \mathbf{B} e \mathbf{D} em favor de \mathbf{E} e \mathbf{P} e obtermos.

$$\nabla_{\mathbf{x}}\nabla_{\mathbf{x}}\mathbf{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0\frac{\partial^2\mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (2.1.4)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e a relação $\mu_0\varepsilon_0 = 1/c^2$ foi utilizada. Para completar a descrição, é necessário uma relação entre a polarização induzida \mathbf{P} e o campo elétrico \mathbf{E} . Em geral, a avaliação de \mathbf{P} requer uma abordagem quântica. Embora esta abordagem seja muitas vezes necessária quando a frequência óptica é perto de uma ressonância média, podemos relacionar \mathbf{P} e \mathbf{E} longe das ressonância média. Este é o caso de fibras ópticas na comprimento de onda na faixa 0,5 - 2 μm que é de interesse para o estudo de efeitos não-lineares. Se incluirmos somente os efeitos

não lineares de terceira ordem que são governados por $\chi^{(3)}$ a polarização induzida consiste em duas partes:

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}^{(3)}(r, t) \quad (2.1.5)$$

Onde a parte linear P_L e a parte não linear P_{NL} , estão relacionados com o campo elétrico pelas seguintes relações [2]-[4]

$$P_L(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') E(r, t') dt' \quad (2.1.6)$$

$$P_{NL}^{(3)}(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \otimes E_j(r, t_1) E_k(r, t_2) E_l(r, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (2.1.7)$$

As equações (2.1.4) – (2.1.7) fornecem um formalismo geral para estudarmos os efeitos não lineares de terceira ordem em fibras ópticas. Devido à sua complexidade, é necessário fazermos várias aproximações. Numa importante simplificação, a polarização não-linear P_{NL} na equação. (2.1.5) é tratada como uma pequena perturbação para a polarização total induzida. Isso se justifica porque os efeitos não-lineares são relativamente fracos em fibras de sílica. O primeiro passo consiste, portanto, em resolver a equação. (2.1.4) com $P_{NL} = 0$. Na equação (2.1.4) temos, a polarização linear no campo elétrico \mathbf{E} . Torna-se útil escrevermos a equação (2.1.4) no domínio da frequência como

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(r, \omega) = \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(r, \omega) \quad (2.1.8)$$

Onde $\tilde{\mathbf{E}}(r, \omega)$ é a transformada de Fourier de $\mathbf{E}(r, t)$ definida como

$$\tilde{\mathbf{E}}(r, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(r, t) \exp(i\omega t) dt \quad (2.1.9)$$

A constante dielétrica dependente da frequência na equação (2.1.8) é definida como:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (2.1.10)$$

Onde $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$. $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ em geral é um complexo. As partes, real e imaginária, podem ser relacionados com o índice de refração $n(\omega)$ e o coeficiente de absorção $\alpha(\omega)$ usando a seguinte definição

$$\varepsilon = (n + i\alpha c/2\omega)^2 \quad (2.1.11)$$

Das equações (2.1.10) e (2.1.11) $n(\omega)$ e $\alpha(\omega)$ estão relacionados com $\chi^{(1)}$ pelas relações

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)], \quad (2.1.12)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (2.1.13)$$

Onde Re e Im, representam as partes, real e imaginária respectivamente. A dependência de n e α na frequência é discutida em [5]. Duas simplificações podem ser feitas antes de resolvermos a equação (2.1.8). Primeiro porque devido às baixas perdas em fibras ópticas nas regiões de comprimentos de onda de interesse, a parte imaginária de $\varepsilon(\omega)$ é pequena em comparação com a parte real. Assim podemos substituir $\varepsilon(\omega)$ por $n^2(\omega)$. Como $n(\omega)$ é muitas vezes independente das coordenadas espaciais tanto no núcleo e no revestimento em fibras de índice degrau, pode-se usar a seguinte equação

$$\nabla_X \nabla_X E \equiv \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\nabla^2 E \quad (2.1.14)$$

Onde a relação $\nabla \cdot D = \varepsilon \nabla \cdot E = 0$ foi usada a partir da equação (2.1c). Com esta simplificações a equação (2.1.8) toma a forma da equação de Helmholtz

$$\nabla^2 E + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (2.1.15)$$

Esta equação é resolvida na próxima seção sobre os modos de fibra.

2.2 Modos de Fibra

Em qualquer frequência ω , as fibras ópticas podem suportar um número finito de modos guiados cuja distribuição espacial $\tilde{E}(r, \omega)$ é uma solução da equação de onda (2.1.15) e satisfaz todas as condições de contorno adequadas. Embora a inclusão dos modos de radiação seja crucial nos problemas que envolvem transferências de potência, eles não desempenham um papel importante na discussão dos efeitos não lineares [5]-[7]. Eles serão discutidos apenas brevemente nesta seção.

2.2.1 Equação de autovalor

Por causa da simetria cilíndrica da fibra óptica é útil expressar a equação de onda (2.1.15) em coordenadas cilíndricas ρ , φ e z

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

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

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

Equações similares existem para o campo magnético $\mathbf{H}(r,t)$. Como \mathbf{E} e \mathbf{H} satisfazem as equações de Maxwell (2.1a) – (2.1d), apenas duas componentes das seis são independentes. É natural escolher \tilde{E}_z e \tilde{H}_z como componentes independentes e expressas como $\tilde{E}_\rho, \tilde{E}_\varphi, \tilde{H}_\rho, \tilde{H}_\varphi$. \tilde{E}_z e \tilde{H}_z satisfazem a equação (2.2.1). A equação de onda para \tilde{E}_z é facilmente resolvida usando o método de separação de variáveis, resultando na seguinte solução geral

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

onde A depende apenas da frequência ω , β é a constante de propagação, m é um inteiro e $F(\rho)$ é a solução de

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

Onde o índice de refração $n = n_1$, para $\rho \leq a$, para uma fibra de núcleo de raio a e valor n_c fora de núcleo ($\rho > a$). Equação (2.2.4) é a bem conhecida equação diferencial para as funções de Bessel. Sua solução geral dentro do núcleo pode ser escrita como:

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

Onde $J_m(x)$ é a função de Bessel, $N_m(x)$ é a função de Neumann e p é definido como $p = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$, as constantes C_1 e C_2 são determinadas usando as condições de limites das funções de Bessel. Como $N_m(p\rho)$ tem uma singularidade com $\rho = 0$, $C_2 = 0$, para uma solução física significativa. A constante C_1 pode ser absorvida, aparecendo em A na equação (2.2.3) assim temos.

$$F(\rho) = J_m(p\rho) \quad \rho \leq a \quad (2.5.6)$$

Na região do revestimento da fibra $\rho \geq a$, a solução $F(\rho)$ deve ser tal que decai exponencialmente para grandes valores de ρ . A função de Bessel K_m modificada representa uma solução desse tipo. Portanto.

$$F(\rho) = K_m(q\rho) \quad \rho \geq a \quad (2.2.7)$$

Onde $q = (\beta^2 - n_c^2 k_0^2)^{1/2}$. O mesmo procedimento pode ser seguido para obter a componente do campo magnético \tilde{H}_z . As condições de contorno para que as componentes tangenciais de \tilde{E} e \tilde{H} sejam contínuas através da interface núcleo-revestimento requer que $\tilde{E}_\phi, \tilde{H}_\phi, \tilde{E}_z$ e \tilde{H}_z devem assumir os mesmos valores quando $\rho = a$ é considerado de dentro ou fora do núcleo. A igualdade destas componentes de campo em $\rho = a$ leva a uma equação de autovalor cujas soluções determinam a constante de propagação β para os modos de fibras. Uma vez que todo procedimento é conhecido em [5]-[7] podemos escrever a equação de autovalor diretamente.

$$\left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{K'_m(qa)}{qK_m(qa)} \right] \left[\frac{J'_m(pa)}{pJ_m(pa)} + \frac{n_c^2 K'_m(qa)}{n_1^2 qK_m(qa)} \right] = \left[\frac{m\beta k_0 (n_1^2 - n_c^2)}{an_1 p^2 q^2} \right]^2 \quad (2.2.8)$$

Onde denota uma primordial diferenciação com relação ao argumento e nós usamos a importante relação.

$$p^2 + q^2 = (n_1^2 - n_c^2)k_0^2 \quad (2.2.9)$$

A equação de autovalor (2.2.8) em geral, tem várias soluções para β para cada valor inteiro de m . Em geral podemos expressar essas soluções por β_{mn} , onde ambos m e n são valores inteiros. Cada autovalor β_{mn} corresponde a um modo específico suportado pela fibra. A distribuição modal do campo correspondente é obtida a partir da equação

(2.2.3). Acontece ^{[5]-[7]} que existem dois tipos de modos de fibras designados como HE_{mn} e EH_{Mn} . Para $m = 0$, estes modos são análogas aos modos transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM) de um guia de onda planar, porque a componente axial do campo elétrico, ou o campo magnético, desaparece. No entanto para $m > 0$ os modos de fibras torna-se híbridos, ou seja, todas as seis componentes do campo eletromagnético são diferentes de zero.

2.3 Equação de Propagação do Pulso

O estudo da maioria dos efeitos não lineares em fibras ópticas envolve o uso de pulsos curtos, com a largura variando de $\sim 10\text{ns}$ - $\sim 10\text{fs}$. Quando tais pulsos ópticos se propagam no interior de um fibra óptica, ambos os efeitos dispersivos e não lineares influenciam na sua forma e no seu espectro. Nesta seção podemos derivar uma equação básica que rege a propagação de pulso ópticos em fibras dispersivas e não lineares. O ponto de partida é a equação de onda (2.1.4). Usando as equações (2.1.5) e (2.1.14), ela pode ser escrita na forma

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.3.1)$$

Onde as partes lineares e não lineares da polarização induzida estão relacionadas com o campo elétrico $\mathbf{E}(r,t)$ através das equações (2.1.6) e (2.1.7), respectivamente.

2.3.1 Propagação do Pulso – Efeitos não lineares

É necessário fazer várias suposições simplificadoras antes de resolver a equação (2.3.1). Primeiro P_{LN} (parte não linear da polarização induzida) é tratada como uma pequena perturbação da polarização linear P_L . Isso se justifica pelo fato das mudanças não lineares no índice de refração da fibra serem menores que 10^{-6} na prática. Segundo, o campo óptico é assumido manter sua polarização ao longo do comprimento da fibra, de modo que uma abordagem escalar seja válida. Isto não é realmente o caso, a menos que se usem fibras que mantenham a polarização, mas a aproximação funciona muito bem na prática. Terceiro, o campo óptico é assumido ser quase monocromático, ou seja, o espectro do pulso centrado em ω_0 , é suposto ter uma largura espectral $\Delta\omega$, tal que $(\Delta\omega/\omega_0) \ll 1$. Desde que $\omega_0 \sim 10^{15}\text{s}^{-1}$, a última hipótese é válida para pulsos tão curto quanto $0,1\text{ps}$. Considerando essas aproximações podemos escrever o campo elétrico da seguinte forma

$$E(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2.3.2)$$

Onde \hat{x} é o vetor initário de polarização, e $E(r,t)$ é uma função de variação lenta no tempo (relativo ao período óptico). As componentes da polarização P_L e P_{NL} , também podem ser expressas de uma forma semelhante.

$$\vec{P}_L(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2.3.3)$$

$$\vec{P}_{NL}(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2.3.4)$$

A componente linear P_L pode ser obtidas através da substituição da equação (2.3.3) na equação (2.1.6) tornando-se

$$\begin{aligned} \vec{P}_L(r,t) &= \varepsilon_o \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t-t') E(r,t') \exp[i(\omega_0(t-t'))] dt' \\ &= \frac{\varepsilon_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(r, \omega - \omega_o) \exp[-i(\omega - \omega_o)t] d\omega \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

Onde $\tilde{E}(r, \omega)$ é a transformada de Fourier de $E(r,t)$ e é definido de acordo com a equação (2.1.9). A componente não-linear P_{NL} pode ser obtida substituindo a equação (2.2.4) na equação (2.1.7). Simplificações consideráveis ocorrem quando a resposta não-linear é assumida ser instantânea para que a dependência de $\chi^{(3)}$ com o tempo na equação (2.1.7) seja dada pelo produto de três funções delta na forma $\delta(t-t_1)$. A equação (2.1.7) é reduzida para.

$$P_{NL}(r,t) = \varepsilon_o \chi^{(3)} : E(r,t) E(r,t) E(r,t) \quad (2.3.6)$$

a suposição de resposta não-linear instantânea equivale a desprezar as contribuições de vibrações moleculares para $\chi^{(3)}$ (o efeito Raman). Em geral, ambos os elétrons e o núcleos respondem ao campo óptico de forma não-linear. A resposta dos núcleos é inerentemente mais lenta que dos elétrons. Para fibras de sílica a resposta Raman ocorre para pulsos com largura temporal torno de 60 - 70fs. Assim a equação (2.3.6) é aproximadamente válida para pulsos com largura >1 ps. Nos estudos realizados nessa tese utilizamos pulsos de 2ps o que justifica a não consideração dos efeitos Raman. Quando a equação (2.3.2) é substituída na equação (2.3.6), P_{NL} é encontrado para ter um termo oscilando em ω_o e outro oscilando no terceiro harmônico da frequência $3\omega_o$. O último termo exige um casamento de fase e é geralmente insignificante em fibras ópticas. Fazendo uso da equação (2.3.4), P_{LN} é dado por

$$P_{NL}(r,t) \approx \varepsilon_o \varepsilon_{NL} E(r,t) \quad (2.3.7)$$

onde a contribuição não-linear para a constante dielétrica é definida como:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^3 |E(r,t)|^2 \quad (2.3.8)$$

Para obter uma equação para a amplitude de variação lenta $E(r,t)$, é mais conveniente trabalhar no domínio de Fourier. Isso geralmente não é possível. A equação (2.3.1) é não linear devido a dependência da intensidade de ε_{NL} . Em uma abordagem ε_{NL} é tratado como uma constante durante a derivação da equação de propagação^[8]. A abordagem é justificada tendo em vista uma aproximação na variação lenta na natureza perturbativa de P_{NL} . Substituindo as equações (2.2.3) a (2.3.4) na equação (2.3.1) a transformada de Fourier $\tilde{E}(r, \omega - \omega_o)$ é definida como

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_o) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r,t) \exp[i(\omega - \omega_o)t] dt \quad (2.3.9)$$

e satisfaz a equação de Helmholtz.

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.3.10)$$

onde $k_0 = \omega/c$ e

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^1(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (2.3.11)$$

é a constante dielétrica não-linear, cuja parte ε_{NL} é dada pela equação (2.3.8). Semelhante a equação (2.1.11), a constante dielétrica pode ser usada para definir o índice de refração \tilde{n} e o coeficiente de absorção $\tilde{\alpha}$. Entretanto ambos \tilde{n} e $\tilde{\alpha}$ tornam-se dependentes da intensidade de ε_{NL} . Costuma-se introduzir,

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= n + n_2 |E|^2 \\ \tilde{\alpha} &= \alpha + \alpha^2 |E|^2 \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

usando $\varepsilon = (n + i\tilde{\alpha}/2k_0)^2$ e as equações (2.3.8) e (2.3.11), o coeficiente do índice não-linear n_2 e os dois fótons do coeficiente de absorção α_2 são dado por

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi^3), \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}(\chi^3) \quad (2.3.13)$$

O índice de refração linear n e o coeficiente de absorção α estão relacionados com a parte real e imaginária de $\tilde{\chi}^1$ e com as equações (2.1.12) e (2.1.13). Como α_2 é muito pequeno para as fibras de sílica muitas vezes pode ser desprezado. Equação (2.3.10) pode ser resolvido usando o método de separação de variáveis. Se assumirmos uma solução da forma.

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (2.3.14)$$

onde \tilde{A} é uma função de variação lenta de z e β_0 é o número de onda a ser determinado. A equação (2.3.10) leva as duas seguintes equações para $F(x, y)$ e $\tilde{A}(z, \omega)$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2]F = 0 \quad (2.3.15)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \quad (2.3.16)$$

Na obtenção da equação (2.3.16), a segunda derivada $\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$ foi desprezada desde que $\tilde{A}(z, \omega)$ é assumido ser uma função de variação lenta com z . O número de onda $\tilde{\beta}$ pode ser determinado resolvendo a equação de autovalores (2.3.15) para modos de fibras utilizando um procedimento semelhante ao utilizado na seção (2.2.1). A constante dielétrica $\varepsilon(\omega)$ na equação (2.3.15) pode ser aproximada para

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \quad (2.3.17)$$

onde Δn é uma pequena perturbação dada por

$$\Delta n = n^2 |E|^2 + \frac{i\tilde{\alpha}}{2k_0} \quad (2.3.18)$$

A equação (2.3.15) pode ser resolvida usando a teoria de perturbação de primeira ordem ^[10]. Primeiro substituímos ε por n^2 e obtemos a distribuição modal $F(x, y)$ e o correspondente número de onda $\beta(\omega)$. Para uma fibra monomodo, $F(x, y)$

corresponde a uma distribuição modal para o modo fundamental da fibra HE₁₁ que é dado pelas equações

$$F(x, y) = J_0(p\rho), \quad \rho \leq a \quad (2.3.19)$$

$$F(x, y) = (a/\rho)^{1/2} J_0(pa) \exp(-q(\rho - a)), \quad \rho \geq a \quad (2.3.20)$$

onde $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ é a distância radial. Fora do núcleo da fibra, o campo decai exponencialmente^[5]. Onde $K_m(q\rho)$ na equação (2.2.7) é considerado um parâmetro de expansão assintótica e um fator constante foi adicionado para garantir a igualdade de $F(x, y)$ em $\rho = a$. Em seguida incluiremos os efeitos de Δn na equação (2.3.15). Na teoria de perturbação de primeira ordem Δn não afeta a distribuição modal $F(x, y)$. Entretanto o autovalor $\tilde{\beta}$ torna-se

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta(\omega), \quad (2.3.21)$$

Onde

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega^2 n(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n(\omega) |F(x, y)|^2 dx dy}{c^2 \beta(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.3.22)$$

Esta etapa encerra a solução formal da equação (2.3.1) para a perturbação de primeira ordem \mathbf{P}_{NL} . Usando as equações (2.3.2) e (2.3.14) o campo elétrico $E(r, t)$ pode ser escrito como

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \{ F(x, y) A(z, t) \exp[i(\beta_0 - \omega_0 t)] + c.c \} \quad (2.3.23)$$

Onde $A(z, t)$ é amplitude do pulso variando lentamente. A transformada de Fourier $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ satisfaz a equação (2.3.16) que pode ser escrita como

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) - \beta_0] \tilde{A} \quad (2.3.24)$$

Onde usamos a equação (2.3.21) e aproximamos $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2$ por $2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$. O significado físico desta equação é claro. Cada componente espectral dentro do pulso

adquire ao se propagar dentro da fibra óptica, uma diferença de fase cuja magnitude é dependente da frequência e da intensidade. Neste ponto podemos voltar ao domínio do tempo aplicando a transformada de Fourier inversa da equação (2.3.24) e obter a equação de propagação para $A(z,t)$. No entanto, como uma forma funcional exata para $\beta(\omega)$ é raramente conhecida, é útil expandir $\beta(\omega)$ em série de Taylor em torno da frequência central (frequência da portadora) ω_0 como

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (2.3.25)$$

onde $\beta_0 \equiv \beta(\omega_0)$ e os outros parâmetros são definidos como

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (2.3.26)$$

Uma expansão semelhante deve ser feita para $\Delta\beta(\omega)$

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0 + (\omega - \omega_0)\Delta\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \Delta\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \Delta\beta_3 + \dots \quad (2.3.27)$$

onde $\Delta\beta_m$ é definido de forma similar à equação (2.3.26)

Os termos cúbicos e de ordem superiores na equação (2.3.25) tornam-se insignificantes se a largura espectral do pulso satisfaz a condição $\Delta\omega \ll \omega_0$. Sua insignificância é consistente com a suposição quase monocromática usada na derivação da equação (2.3.24). Se $\beta \approx 0$, para alguns valores específicos de ω_0 pode ser necessário a consideração do termo β_3 . Nas mesmas condições, podemos usar a aproximação $\Delta\beta \approx \Delta\beta_0$ na equação (2.3.27). Após estas simplificações na equação (2.3.24), tomamos a transformada inversa de Fourier usando

$$A(z,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (2.3.28)$$

Durante a operação de transformada de Fourier, $(\omega - \omega_0)$ é substituído pelo operador diferencial $i(\partial/\partial t)$. A equação resultante para $A(z, t)$ se torna

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\Delta\beta_0 A \quad (2.3.29)$$

O termo $\Delta\beta_0$ no lado direito da equação (2.3.29) incluem os efeitos de perdas e não linearidade na fibra. Usando $\beta(\omega) \approx n(\omega)\omega/c$ e assumindo que $F(x,y)$ na equação

(2.3.22) não varia muito ao longo da largura de banda do pulso, a equação (2.3.29) assume a forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma(\omega_0) |A|^2 A, \quad (2.3.30)$$

Onde o parâmetro de não linearidade γ é definido da seguinte forma

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{cA_{eff}} \quad (2.3.31)$$

Na obtenção da equação (2.3.30) a amplitude A é assumida por ser normalizada, tal que $|A|^2$ representa a potência óptica. A quantidade $\gamma|A|^2$ é medida em m^{-1} se n_2 é expresso em unidades de m^2/W . O parâmetro A_{eff} é definido como a área do modo efetivo e é definido como

$$A_{eff} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2.3.32)$$

Sua avaliação requer o uso da distribuição modal $F(x,y)$ para fibras de modo fundamental. Claramente, A_{eff} depende de parâmetros da fibra, como o raio do núcleo e a diferença entre índices de refração entre o revestimento e o núcleo. A equação (2.3.30) descreve a propagação de pulsos de pico-segundo (10^{-12}) em fibras ópticas monomodo. Ela está relacionada com a equação não linear de Schrödinger (NLS) e pode ser reduzida sob certas condições. A equação (2.3.30) inclui os efeitos de perdas através do parâmetro α , dispersão cromática através de β_1 e β_2 e os efeitos de não linearidade através de γ . O significado físico de β_1 e β_2 é discutido em^[10]. Um pulso óptico move-se com uma velocidade de grupo $v_g \equiv 1/\beta_1$, enquanto os efeitos dispersão velocidade de grupo (GVD)^[11] são governados por β_2 . O parâmetro de GVD β_2 pode ser positivo ou negativo e depender se o comprimento de onda λ , está abaixo ou acima do zero de dispersão (comprimento de onda λ_D da fibra veja figura 2.1). Na região anômala regime ($\lambda > \lambda_D$), β_2 é negativo, e a fibra óptica pode suportar solitons. O termo no lado direito da equação (2.3.30) regula os efeitos não-lineares de automodulação de fase (SPM)^[12].

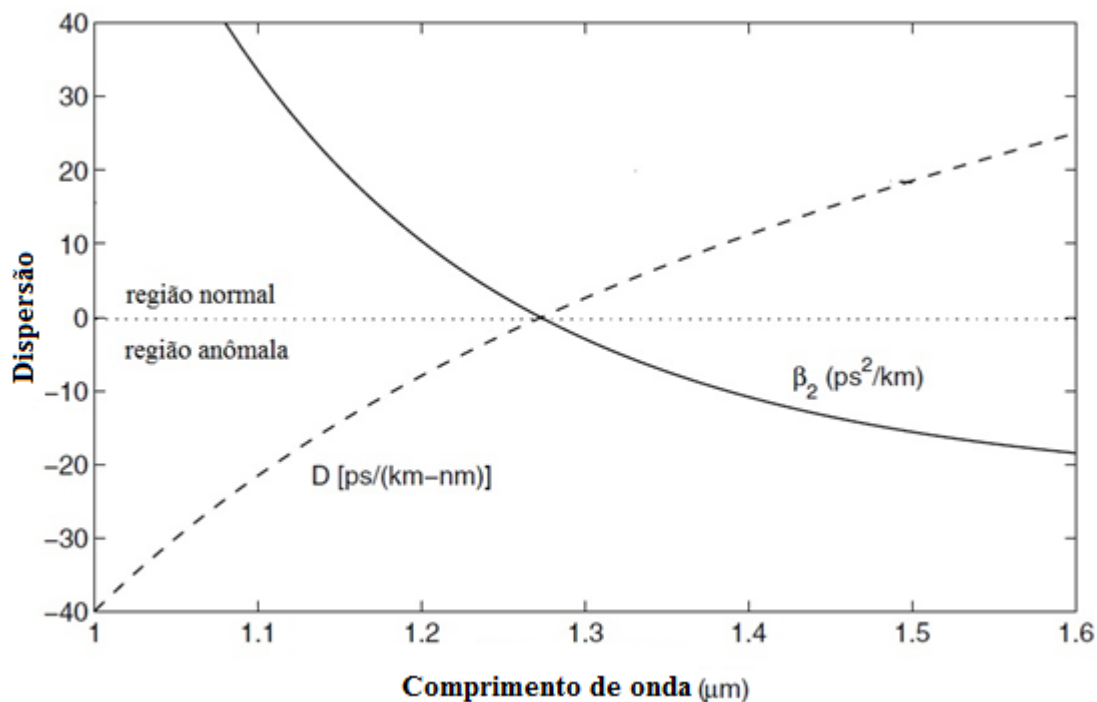


Figura 2.1: Variação de β_2 e D com o comprimento de onda de sílica fundida. Ambos β_2 e D desaparecem no zero de dispersão, comprimento de onda próximo de $1,27\mu\text{m}$.

2.4. Propagação Eletromagnética em Meios Periódicos

Os primeiros esforços no estudo da difração da luz através de meios com camadas alternantes, de materiais transparentes, tendo índices de refração periodicamente diferentes, foram feitos por William Henry Bragg e William Lawrence Bragg, pai e filho, respectivamente. Os seus resultados no estudo deste intrigante fenômeno renderam-lhes o prêmio Nobel em 1915 ^[13].

A propagação de radiação eletromagnética em meios periódicos exhibe muitos fenômenos interessantes e potencialmente práticos. Estes fenômenos são empregados em muitos dispositivos ópticos, como grades de difração, “lasers” DFB e DBR, espelhos de Bragg, filtros Šolc, filtros acusto-ópticos, etc. De um modo geral, as propriedades ópticas de um meio periódico são descritas pelo seu tensor dielétrico (ϵ) e tensor de permeabilidade (μ), que, descrevendo a simetria translacional do meio, são funções periódicas da posição. Se o meio material é isotrópico, estes tensores reduzem-se a escalares. Quando o meio não é periódico, o tensor dielétrico é simplesmente dado por $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$.

No desenvolvimento desta tese, considera-se a variação temporal da forma $\exp(i\omega t)$. Desta forma, a análise da propagação de radiação eletromagnética de um

“laser” (na frequência ω), em um meio periódico, é descrita pela solução das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\varepsilon\mathbf{E}. \quad (2.4.2)$$

Uma solução exata destas duas equações é possível em alguns casos como, por exemplo, em meios periódicos unidimensionais mais comuns, os quais são construídos com camadas alternantes de índice de refração diferentes, tendo uma determinada periodicidade rigorosamente controlada. Nesta configuração de camadas alternantes, a propagação de ondas eletromagnéticas já foi bastante estudada e apresenta os mesmos comportamentos fundamentais que surgem na propagação de luz em outros meios periódicos ^[14-15].

Existem muitos outros meios periódicos em que apenas uma solução aproximada das equações de Maxwell pode ser obtida. Duas soluções são geralmente usadas. A primeira faz uso do teorema de Floquet (ou Bloch), pois determina que os campos elétrico e magnético (\mathbf{E} e \mathbf{H}) dependam do vetor de onda Bloch (\mathbf{K}_B) e que existe uma relação de dispersão entre ω e \mathbf{K}_B ^[16]. A segunda, e mais amplamente usada, é a teoria de modos acoplados, na qual uma variação periódica no tensor dielétrico é considerada como uma perturbação que acopla os modos propagantes, através do meio considerado, provocando um intercâmbio de energia entre os respectivos modos acoplados. Em outras palavras, o tensor dielétrico apresentado nas equações de Maxwell terá uma dependência espacial com um novo aspecto dado por:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon. \quad (2.4.3)$$

Na equação (2.4.3) ε_0 é a parte não perturbada do tensor dielétrico (ou permissividade do vácuo) e $\Delta\varepsilon$ representa, unicamente, a parte do tensor dielétrico que varia periodicamente. Adicionalmente, conhecendo-se em que direção essa perturbação é periódica, é possível expandir $\Delta\varepsilon$ em uma série de Fourier. Para meios periódicos na direção z com período Λ , tem-se,

$$\Delta\varepsilon = \sum_{m \neq 0} \varepsilon_m \exp\left(\frac{-imz2\pi}{\Lambda}\right). \quad (2.4.4)$$

A soma abrange todo m , exceto $m = 0$ devido ao que foi estabelecido na equação (2.4.3), ou seja, considerando ε_0 como a componente de ordem zero para $\Delta\varepsilon$.

4.1 Guias de ondas Periódicos

Num meio no qual a constante dielétrica varia periodicamente ao longo direção de propagação da onda, a polarização total pode ser definida com a permissividade perturbada, e o campo aplicado como

$$P = \varepsilon_0[\varepsilon_r - 1 + \delta\varepsilon(z)]E \quad (2.4.5)$$

As relações construtivas entre a permissividade de um material e o índice de refração n resultam no índice de modulação, sendo derivado de $n^2 = \varepsilon_r$, tal que

$$n^2 + 2n\delta n(z) + [\delta n(z)]^2 = \varepsilon_r + \delta\varepsilon(z) \quad (2.4.6)$$

Assumindo que a perturbação é uma pequena fração do índice de refração $n \gg \delta n(z)$, segue

$$\delta\varepsilon(z) \approx 2n\delta n(z) \quad (2.4.7)$$

Assumindo que a modulação do índice de refração da grade possa ser escrita como

$$\delta n(z) = \langle \delta n \rangle \left\{ 1 + \nu \cos \left[\frac{2\pi N}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \quad (2.4.8)$$

onde $\langle \delta n \rangle$ é a média da mudança do índice de refração tomada num único período da grade, ν é a visibilidade das franjas e o termo nas exponenciais descreve a modulação periódica real. O termo $\phi(z)$ é uma mudança de fase arbitrária variando espacialmente dentro da grade Λ é o período da perturbação, N é um inteiro de ordem harmônica. Combinando as equações (2.4.5)-(2,4,8) e escrevendo $\Delta n \equiv \nu \langle \delta n \rangle$ a polarização total do material é dada por:

$$P = \varepsilon_0 \left[n^2 - 1 + 2n \left\{ \langle \delta n \rangle + \Delta n \cos \left[\frac{2\pi N}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} \right] E_\mu \quad (2.4.9)$$

A polarização perturbada pode ser relacionada à mudança no índice de refração da equação (2.4.8) resultando em ^[14].

$$P_{pert} = \varepsilon_0 \delta n(z) E_\mu = 2n\varepsilon_0 \left\{ \langle \delta n \rangle + \Delta n \cos \left[\frac{2\pi N}{\Lambda} z + \phi(z) \right] \right\} E_\mu \quad (2.4.10)$$

A equação (2.4.9) descreve a mudança no índice de refração induzida por radiação ultravioleta devido a uma grade escrita no núcleo da fibra. O tipo de guia periódico e as condições gerais de operação serão considerados, de maneira particular, para cada tipo de aplicação estudada nesta tese.

No próximo capítulo, será feito um estudo das características não lineares e dispersivas dos meios materiais. O foco central de interesse é ter uma avaliação prévia do efeito destas características na propagação de pulsos ultracurtos através dos componentes.

Referências Bibliográficas

- [1]. P. Diament, *Wave Transmission and Fiber Optics* (Macmillan, New York, 1990), Chap. 3.
- [2]. Y. R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1984), Chap. 1.
- [3]. M. Schubert and B. Wilhelmi, *Nonlinear Optics and Quantum Electronics* (Wiley, New York, 1986), Chapter 1
- [4]. P. N. Butcher and D. N. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990), Chap. 2.
- [5]. D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991), Chap. 2.
- [6]. A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory* (Chapman and Hall, London, (1983), Chaps. 12–15.
- [7]. J. A. Buck, *Fundamentals of Optical Fibers*, 2nd ed. (Wiley, New York, 2004), Chap. 3.
- [8]. H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1984), Chap. 10.
- [9]. P. M. Morse and H. Feshbach, *Methods of Theoretical Physics* (McGraw-Hill, New York, (1953), Chap. 9.
- [10]. Agrawal, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Fourth Edition, New York, 2007. Section 1.2.3, Chapter 1.
- [11]. Agrawal, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Fourth Edition, New York, 2007, Chapter 3
- [12]. Agrawal, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Fourth Edition, New York, 2007, Chapter 4
- [13]. B. E. A. Saleh e Malvin Carl Teich (1991). “*Fundamentals of Photonics*”. Wiley Interscience, capítulo 10.
- [14]. P. Yeh, Amnon Yariv e C. S. Hong (1977). “*Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory*”. J. Opt. Soc. Am. Vol. 67, páginas 423 – 437; Amnon Yariv e Pochi Yeh (1977). “*II Birefringence, phase matching, and X-ray lasers*”. J. Opt.

Capítulo 3

Neste capítulo serão apresentadas as principais características dos acopladores ópticos e das grades de Bragg (componentes utilizados para montagem do interferômetro de Michelson em Fibras) enfatizando princípios físicos, funcionamento, constituição e os modelos teóricos fundamentados nas equações não lineares de Schrödinger (NLSE).

3.1. Acopladores de Fibras

Não faz muito tempo que os acopladores direcionais não lineares (NLCD) se tornaram a atração principal entre os dispositivos totalmente ópticos. A capacidade de processar informações a velocidade ultra rápidas e a capacidade de chavear pulsos ultracurtos são umas das características principais do NLCD^[1].

Acoplamento direcional é um fenômeno de troca de energia entre ondas eletromagnéticas que se propagam em diferentes estruturas de guiagem. O dispositivo que resulta da disposição desta estrutura de guiagem com objetivo de controlar a troca de energia é denominado acoplador direcional^[1-4]. Utilizado como divisor de sinais, o acoplador é um dispositivo fundamental em qualquer circuito óptico. O acoplador direcional segue o mesmo princípio do acoplamento em guias de microondas, sendo a fibra óptica modelada como um guia de onda dielétrico. A condição de contorno imposta ao campo eletromagnético torna-se a obtenção do modelo de propagação de luz na fibra óptica um pouco mais elaborada^[5-7]. A troca de energia em um acoplador direcional de fibras ópticas ocorre quando o núcleo das fibras é aproximado lado a lado, o suficiente para que o campo evanescente de uma das fibras excite modos de propagação na outra fibra, assim permitindo transferência de energia entre elas. Esta transferência pode ser quantificada e vai depender da estrutura modal de cada fibra óptica e sua disposição geométrica no espaço. A figura 3.1 mostra a representação de um acoplador direcional duplo na sua forma mais simples. Acopladores de fibra são na sua versão mais simples são constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância “d”, conforme revelado nas figuras 3.1a e 3.1b. Dependendo da potência de pico aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas.

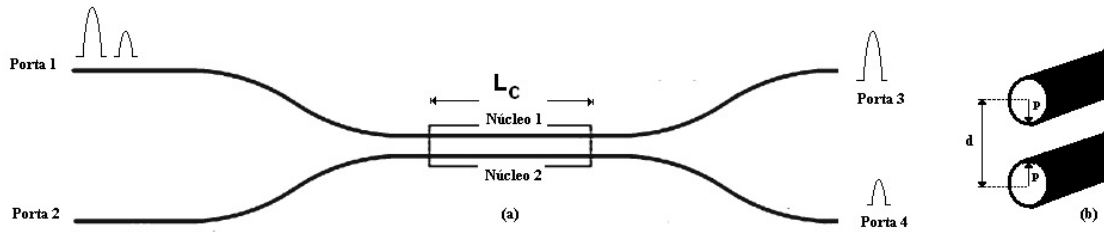


Figura 3.1a - Acoplador Direcional Duplo com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saída dependendo de suas potências de pico. Figura 3.1b - Seção transversal do Acoplador.

A partir dos sinais aplicados à porta 1 do acoplador, figura 3.1a, temos que para baixa potência de luz, 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 alta comparada a com intensidade crítica, a luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3) ver figura (3.1a). Para o acoplador das figuras 3.1a e 3.1b, temos que “d” é a separação entre os centros dos núcleos das fibras, ρ o raio dos núcleos e L_c é o comprimento de acoplamento necessário para transferência de potência de um guia para outro. Este comprimento é definido como:

$$L_c = \frac{\pi}{2C} \quad (3.1.1)$$

onde C é o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação d/ρ usualmente varia entre 2 e 4 [8], ou seja, a relação d/ρ deve ser no mínimo da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [9]. A dinâmica que envolve acopladores lineares tem uma solução analítica consideravelmente simples, no entanto os acopladores não lineares requerem uma atenção mais detalhada na resolução devido aos efeitos não lineares envolvidos, o que leva a uma solução analítica complexa. Essa complexidade na resolução analítica faz com que os pesquisadores recorram a métodos alternativos [5], como soluções numéricas [10-11]. Para baixas intensidades de campo eletromagnético os efeitos lineares são mais importantes que os não-lineares, mas à medida que a intensidade do campo aumenta os efeitos não lineares começam a atuar sobrepondo os efeitos lineares. Os efeitos não lineares mais estudados são: efeito Kerr, espalhamento Raman estimulado e

espalhamento Brillouin estimulados. Nos estudos realizados nesta tese levaremos em consideração apenas os efeitos não-lineares do tipo Kerr, isso se dar pelo fato de utilizarmos pulsos da ordem de 2ps. Os efeitos de alta ordem como espalhamento Raman tornam-se perceptíveis quando utilizamos pulsos ultracurtos (~1fs).

3.2. Teorias dos Acopladores de Fibras

3.2.1 Equações de Modos Acoplados

A aproximação dos núcleos gera uma quebra de simetria induzida pela presença do segundo guia. Essa quebra de simetria dificulta a obtenção de uma expressão analítica simples para descrever o comportamento dos pulsos propagados nos acopladores. No intuito de manter o campo propagado nos núcleos do acoplador, fazemos com que o índice de refração dos núcleos n_1 e n_2 sejam maiores que o índice de refração do meio que os envolvem. A modelagem de um NLDC (acopladores direcionais não-lineares) é feita com base na equação não-linear de Schrödinger. Esta equação descreve a propagação de pulsos em meios com não linearidade do tipo Kerr e dispersão a velocidade de grupo. A modelagem do acoplador direcional com n fibras então é feita por um sistema de equações diferenciais acoplada baseadas na equação não-linear de Schrödinger.

Podemos escrever as equações que descrevem a dinâmica de um acoplador duplo em que os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão a velocidade de grupo e acoplamentos lineares são considerados a partir da equação (2.3.30) desenvolvida no capítulo 2. Assim para acopladores duplos, como o da figura 3.1, temos

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + C A_2 = 0 \quad (3.2.1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + C A_1 = 0 \quad (3.2.2)$$

Onde A_j é a intensidade de campo no guia j ($j=1,2$), C é o coeficiente de acoplamento linear definido pela equação (3.1) γ é o coeficiente de não-linearidade representado pela auto modulação de fase (SPM) e β_2 é parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD). O parâmetro β_2 nas equações (3.2.1) e (3.2.2) pode assumir um valor

positivo ou negativo. No regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) os efeitos do GVD e SPM podem ser usados para técnicas de compressão de pulsos ao passo que no regime de dispersão anômalo ($\beta_2 < 0$) os efeitos do GVD e SPM permitem que o sistema suporte pulsos solitônicos. Nos estudos realizados nesta tese consideramos $\beta_2 = 0$ como veremos no capítulo 4 e β_2 negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala. Ao normalizarmos as equações (3.2.1) e (3.2.2) obtemos.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K u_2 = 0 \quad (3.2.3)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K u_1 = 0 \quad (3.2.4)$$

Onde u_1 e u_2 são, respectivamente, as amplitudes modais do campo nos núcleos 1 e 2 e são dadas por:

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (3.2.5)$$

onde P_0 é a potência de pico do pulso, com $j = 1, 2$. Temos ainda que ξ e τ são o comprimento e o tempo normalizados, dados por:

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (3.2.6)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (3.2.7)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.2.8)$$

$$K = L_D C \quad (3.2.9)$$

Onde L_D é o comprimento de dispersão e T_0 é a largura de banda a meia altura do pulso, K é a constante de acoplamento normalizada. O comprimento de acoplamento L_C é aquele em que o pulso de baixa potência que se propaga em um dos guias é chaveado totalmente de um núcleo para outro do o acoplador duplo e definido de acordo com a equação (3.1.1). A baixas intensidades de luz, o dispositivo comporta-se como um acoplador direcional linear. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal

introduzido no guia 1 é totalmente transferido para o guia 2 em um acoplador de comprimento L_c . Altas intensidades induzem mudanças no índice de refração e deterioram as características de transmissão. Tal acoplamento é inibido para potências de entrada acima da potência crítica. O acoplador duplo não linear apresenta uma curva característica de transmissão como se pode ver na figura 3.2, de acordo com a seguinte equação

$$T_j = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_c)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0)|^2 dt} \quad (3.2.10)$$

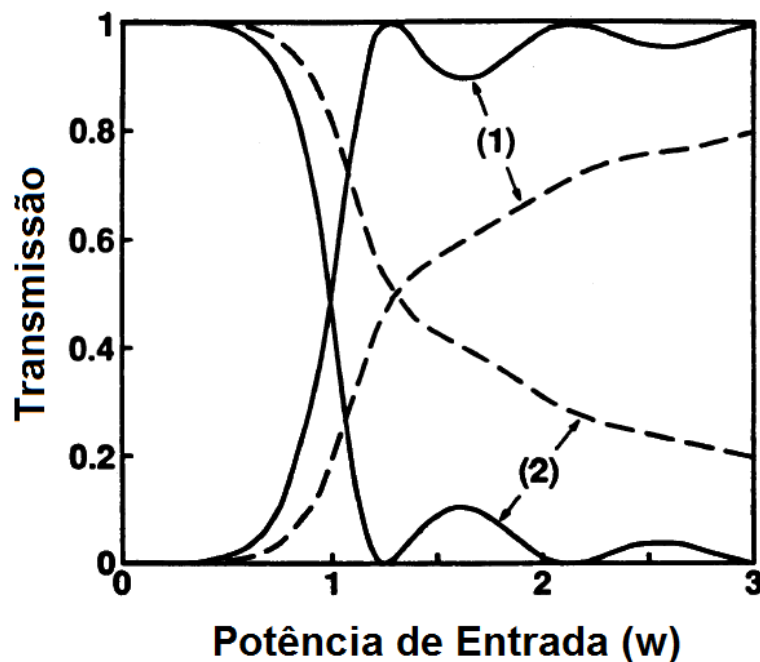


Figura 3.2: Chaveamento não linear em um acoplador de fibras com $kL_c = \pi/2$: curva sólida mostra a transmissão de um sinal CW em função da potência de entrada nas duas portas de saída. Curva tracejada relativa a um sinal pulsado do tipo Secante hiperbólico.

O comportamento da curva da figura 3.2 é um dos efeitos causados pela não linearidade Kerr. A não-linearidade Kerr dá origem a vários efeitos, dependendo das condições com que o sinal óptico é bombeado no guia. Dentre eles estão a automodulação de fase (SPM - Self Phase Modulation), a modulação de fase cruzada

(XPM - Cross Phase Modulation) e a instabilidade modulacional. Inúmeras são as aplicações para esses efeitos, dentre elas podemos citar o chaveamento óptico, implementação de portas lógicas ópticas e compressão de pulsos [3].

3.3. Grades de Bragg em Fibras

Outro dispositivo extremamente usado e de grande interesse nesta Tese, a qual opera como acoplador de energia de forma contra direcional, ou seja, como filtro reflectivo [12]. A formação de grades permanentes foi inicialmente desenvolvida por *Hill et al* em 1978 [13], num experimento onde observou-se que um feixe intenso de luz azul-verde (laser de argônio), propagando-se por uma fibra de sílica dopada com Germânio interfere com a luz contra propagante proveniente de uma reflexão distante, causando uma mudança nas características de transmissão da fibra através de medidas espectrais, Hill e seus colaboradores confirmaram que um filtro de Bragg muito estreito havia sido formado por todo o comprimento da fibra (1m). Grades de Bragg em fibras consiste numa modulação periódica no índice efetivo do núcleo de uma fibra mono modo (ver figura 3.3). Uma das maneiras de realizar essa modulação é expor a fibra a um padrão de variação espacial de intensidade de luz ultravioleta, formando a variação periódica do núcleo, provocada pelo efeito da fotosensibilidade. Na forma mais simples, a perturbação resultante no índice de refração do núcleo n_{eff} dos modos guiados de interesse é definido como

$$\delta n_{eff}(z) = \bar{\delta n}_{eff}(z) [1 + v \cdot \cos(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi(z))] \quad (3.3.1)$$

Sendo $\bar{\delta n}_{eff}$ a variação do índice de refração com média em um período da grade, $\varphi(z)$ é a fase da grade, Λ é o período da grade e v é a visibilidade da franja.

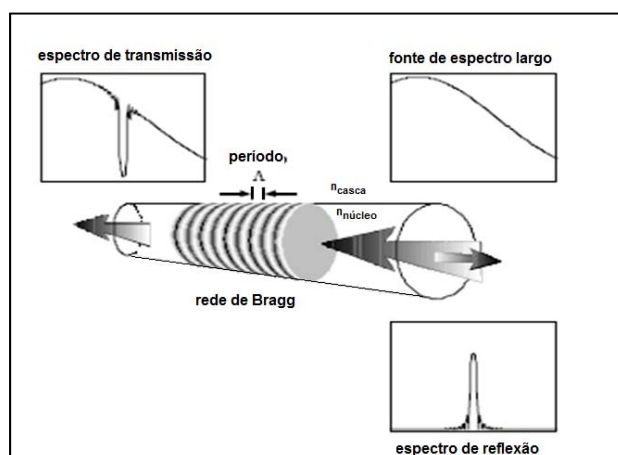


Figura 3.3: Representação esquemática do princípio de operação de uma grade de Bragg, ilustrando a resposta espectral em Reflexão e Transmissão.

Em geral o comportamento de uma perturbação periódica do índice com extensão L , pode ser descrito com base na definição do coeficiente de acoplamento κ , dado por:

$$\kappa = \frac{\pi \delta n}{\lambda_B} \eta \quad (3.3.2)$$

Onde η é o confinamento do modo guiado. A reflectividade desta estrutura pode ser calculada em função do defasamento $\delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$ entre a constante de propagação

$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$ onde n_{eff} é o índice de refração do modo guiado e o vetor K da rede $\frac{2\pi}{\Lambda}$ a partir da expressão:

$$R = \frac{\kappa^2 \sinh(SL)}{\delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh(SL)} \quad (3.3.3)$$

Onde $S = (\kappa^2 + \delta\beta^2)^{1/2}$ pode assumir valores imaginários (nesse caso as funções hiperbólicas são naturalmente substituídas pelas respectivas funções trigonométricas). O valor máximo da reflectividade é facilmente observado que ocorre quando $\delta\beta = 0$. A constante de propagação encontra-se em fase com a modulação espacial do índice, estabelecendo a conhecida condição de Bragg.

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.3.4)$$

Onde λ_B é designado comprimento de onda Bragg. A equação (3.3.3) resulta na expressão para reflectividade máxima.

$$R = \tanh^2(\kappa L) \quad (3.3.5)$$

3.4. Teoria das grades de Bragg em Fibras Ópticas

3.4.1 Fundamentos de acoplamento entre os modos

Nesta secção vamos derivar as equações que descrevem o acoplamento entre modos provocado por alterações periódicas no índice de refração ^[14,15]. Antes de formular o problema específico das grades de Bragg em fibras ópticas, vamos considerar de forma geral e qualitativa o acoplamento entre modos. Consideram-se dois modos de um determinado guia descritos por:

$$E_1(x, y, z, t) = Y_1(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_1 z)] \quad (3.4.1)$$

$$E_2(x, y, z, t) = Y_2(x, y) \exp[i(\omega t - \beta_2 z)] \quad (3.4.2)$$

Onde Y_1 e Y_2 são as distribuições do campo, β_1 e β_2 são as constantes de propagação. Na presença de uma perturbação na constante dielétrica $\Delta\epsilon(x, y, z)$ a propagação do campo E_1 nessa região do guia dá origem a perturbação da polarização P_p , dada por:

$$P_{1 \rightarrow 2} / vol = E_2(x, y, z, t) \cdot \frac{\partial}{\partial t} P_p(x, y, z, t) \quad (3.4.3)$$

Integrando a equação (3.4.3) ao longo de um período óptico $T=2\pi/\omega$, temos:

$$P_{1 \rightarrow 2} / vol = \int_0^{2\pi/\omega} P_{1 \rightarrow 2} / vol dt = \frac{\omega \Delta\epsilon(x, y, z)}{2} \text{Im} \{Y_2^* \cdot Y_1 \exp[i(\beta_1 - \beta_2)z]\} \quad (3.4.5)$$

A fonte desta potência é naturalmente a potência E_1 , assim e de forma simétrica temos:

$$P_{2 \rightarrow 1} / vol = -P_{1 \rightarrow 2} / vol \quad (3.4.6)$$

de modo que na ausência de perdas ou ganho a potencia total é conservada. A potência total que flui para o modo 2 a partir do modo 1 é então obtida integrando a densidade de potência (equação 3.4.5) sobre todo o espaço

$$P_{1 \rightarrow 2} = \int_{\text{espaço}} \frac{\omega \Delta\epsilon(x, y, z)}{2} \text{Im} \{Y_2^* \cdot Y_1 \exp[i(\beta_1 - \beta_2)z]\} dx dy dz \quad (3.4.7)$$

Se considerarmos apenas perturbações periódicas segundo a direção de propagação z , de uma forma geral podemos expandir a alteração da constante dielétrica numa série de Fourier.

$$\Delta\epsilon(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m(x, y) \exp(im \frac{2\pi}{\Lambda} z) \quad (3.4.8)$$

onde Λ é o período de perturbação. Substituindo esta relação na equação (3.4.7) e integrando sobre z numa distância grande comparada com Λ , verificamos que a condição para acoplamento é

$$\int_{l \gg \Lambda} \exp[i(\beta_2 - \beta_1 + m \frac{2\pi}{\Lambda})z] dz \neq 0 \quad (3.4.9)$$

ou seja, para um número inteiro m , essa condição é satisfeita quando

$$\beta_1 - \beta_2 = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.4.10)$$

Esta condição é fundamental, pois garante a adaptação da fase longitudinal da constante de propagação dos dois modos. Aqui se deve salientar que o acoplamento entre os dois modos é conseguido à custa do harmônico m da expansão de Fourier da perturbação espacial. Assim, o acoplamento entre os dois modos deve depender igualmente da amplitude do coeficiente a_m . Em particular não deve existir acoplamento quando $a_m=0$. Esta dependência se traduz na segunda condição necessária para garantir o acoplamento

$$\int_{\text{secção}} \Delta \varepsilon(x, y) Y_2^*(x, y) \cdot Y_1(x, y) dx dy \neq 0 \quad (3.4.11)$$

Ou seja, a parte transversa da integral não pode ser nula. Esta condição refere-se à integral de sobreposição transversal que envolve o cálculo a partir do produto dos perfis transversais dos dois modos e do perfil transversal da perturbação responsável pelo acoplamento. Se a condição de fase longitudinal é conseguida a partir do Harmônico de ordem m , a parte relevante da equação (3.4.11) é então

$$\int_{\text{secção}} a_m(x, y) Y_1^*(x, y) \cdot Y_2(x, y) dx dy \neq 0 \quad (3.4.12)$$

Onde apenas figura a distribuição transversal $a_m(x, y)$ do harmônico responsável pelo acoplamento. As propriedades aqui discutidas qualitativamente revertem-se de grande importância, pois permitem estabelecer quais os processos de acoplamento e qual o tipo de perturbação espacial necessária para garantir o acoplamento entre dois modos arbitrários. Considere por exemplo o caso particular das redes de Bragg, onde existe acoplamento dum modo com descrição espacial de um modo de propagação $\exp(i\beta z)$ para o mesmo modo na direção contrária com descrição espacial $\exp(i\beta z)$. Nesta situação, a condição de adaptação da fase exige que o período da perturbação satisfaça a condição

$$\beta_1 - \beta_2 = 2\beta = m \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3.4.13)$$

que traduz a conhecida relação de Bragg de ordem m . Como referido, esta condição é necessária mas não suficiente. De fato, se a perturbação for perfeitamente sinusoidal a expansão de Fourier limita-se obviamente a um único termo, pelo que a relação de Bragg se restringe a uma só ressonância

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.4.14)$$

3.5 Teoria dos modos acoplados aplicados a Grades de Bragg

A teoria de modo acoplado é uma excelente ferramenta de análise para interação entre modos provocada por alterações periódicas. Em particular essa teoria foi inicialmente utilizada para determinar de forma quantitativa, a eficiência de difração e a resposta espectral das grades de Bragg holográficas esparsas. A descrição detalhada da teoria dos modos acoplados e sua aplicação a diferentes tipo de estrutura pode ser encontrada em diversas referências [15-23]. A teoria referente a redes de difração com período longo, para acoplamento entre modos co propagante, pode também ser encontrada em diferentes referências [24,25]. Neste trabalho vamos limitarmos a análise do formalismo da teoria de modos acoplados aplicado a grades de Bragg em fibras ópticas que foi inicialmente desenvolvida por *Lam e Garside*[26]

Se assumirmos que a componente transversa do campo elétrico pode ser escrita a partir da sobreposição dos dois modos ideais dos guias sem perturbações, referenciados pelo índice j , temos:

$$E^T(x, y, z, t) = \sum_j A_j^+(z) \exp[i(\omega t - \beta_j z)] + A_j^-(z) \exp[i(\omega t + \beta_j z)] \} e_j^T(x, y) \quad (3.5.1)$$

onde A_j^+ e A_j^- são as amplitudes do modo j forward e backward de propagação segundo $+z$ e $-z$, respectivamente. Em condições ideais, esses modos são ortogonais, pelo que não existe troca de energia em quaisquer dos modos. No entanto a presença de perturbação periódica na constante dielétrica $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ provoca, em geral, o acoplamento entre os diversos modos. Nesta situação, a amplitude do modo j evolui ao longo da direção de propagação z , de acordo com as equações diferenciais:

$$\begin{aligned} \frac{dA_j^+}{dz} \exp[i(\omega t - \beta_j z)] &= -i \sum_k \{ A_k^+ \exp[i(\omega t - \beta_k z)] + A_k^- \exp[i(\omega t + \beta_k z)] \} \\ &\frac{\omega}{4} \iint_{-\infty}^{\infty} \Delta\varepsilon(x, y, z) e_k^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \end{aligned} \quad (3.5.2)$$

$$\frac{dA_j^-}{dz} \exp[i(\omega t + \beta_j z)] = i \sum_k \{A_k^+ \exp[i(\omega t - \beta_k z)] + A_k^- \exp[i(\omega t + \beta_k z)]\} \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta \varepsilon(x, y, z) e_k^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.5.3)$$

Os termos no lado direito das equações (3.5.2) e (3.5.3) podem ser entendido como a fonte que transfere potência para as ondas na direção de propagação $A_j^+ \exp[i(\omega t - \beta_j z)]$ e na direção contrária $A_j^- \exp[i(\omega t + \beta_j z)]$. A interação entre essa fonte e as ondas só é possível quando ambas têm a mesma frequência, de modo que a interação não se anule para intervalos de tempo longos em comparação com a diferença entre as respectivas frequências. Na situação aqui considerada, essa condição é obviamente verificada, pois a perturbação dielétrica não se altera no tempo. Por outro lado, a fonte e as ondas devem ter dependência de fase $\exp(i\beta z)$ próximas, de forma a garantir que a interação não se anula ao longo da direção de propagação. Por exemplo, se considerarmos a interação com o modo j na direção de contrapropagação essa parcela significa que tem que existir necessariamente uma parcela no somatório da equação (3.5.3) que varie como $\exp[i(\omega t + \beta z)]$, com $\beta \approx \beta_j$. Como vimos anteriormente, essa parcela deve corresponder a um dos termos da expansão em serie de Fourier da perturbação, que verifica a condição de Bragg equação (3.4.13). Se concretizarmos, escolhendo um período Λ da perturbação $\Delta \varepsilon$ tal que $m\pi/\Lambda \approx \beta_j$, para um número inteiro m , temos um termo no somatório na equação (3.5.3) proporcional a seguinte equação.

$$A_j^+ \exp[i(\frac{2m\pi}{\Lambda} - \beta_j z)] \quad (3.5.6)$$

Como este termo verifica a condição de Bragg para $k=j$ a equação (2.3.3) reduz-se a

$$\frac{dA_j^-}{dz} \exp(i\beta_j z) = i A_j^+ \exp(-i\beta_j z) \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta \varepsilon(x, y) \exp(im \frac{2\pi}{\Lambda} z) e_j^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.5.7)$$

ou seja, este é o único termo que permite o acoplamento sincrônico da amplitude $A_j^- \exp(i\beta_j z)$ resultando.

$$\frac{dA_j^-}{dz} = i \frac{\omega}{4} A_j^+ \exp[(\frac{2m\pi}{\Lambda} - 2\beta_j)z] \iint_{\infty} \Delta \varepsilon(x, y) e_j^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.5.8)$$

De modo similar, esta análise pode ser repetida para a transferência recíproca para $A_j^+ \exp(-i\beta_j z)$. Neste ponto, sem correr o risco de condicionar a análise, podemos restringir-nos ao caso das grades com modulação puramente senoidal aos modos L_{P01} . O acoplamento entre o modo L_{P01} e a contra-propagação A_{01}^- e o modo L_{P01} na direção de propagação A_{01}^+ é conseguido pelo harmônico fundamental da perturbação ($m=1$) sendo descrito pela relação

$$\frac{dA_{01}^-}{dz} = ikA_{01}^+ \exp(-i2\Delta\beta z) \quad (3.5.9)$$

e reciprocamente por

$$\frac{dA_{01}^+}{dz} = -ikA_{01}^- \exp(i2\Delta\beta z) \quad (3.5.10)$$

Onde o coeficiente de acoplamento é dado pela relação

$$k = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\varepsilon(x, y) \psi_{01}^T(x, y) \psi_{01}^{T*}(x, y) dx dy \quad (3.5.11)$$

onde ψ_{01} é a distribuição transversal normalizada do modo L_{P01} e

$$\Delta\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda} - \frac{(1)\pi}{\Lambda} \quad (3.5.12)$$

O problema físico do acoplamento entre os modos guiados na direção de propagação e na direção de contra-propagação é assim, descrito por um par de equações diferenciais acopladas (equações 3.5.9 3.5.10) e uma expressão para a respectiva constante de acoplamento k (equação 3.5.12). Lembrando que essas equações resolvem um problema estritamente linear, as equações onde os termos dos efeitos de não linearidade XPM (modulação de fase cruzada) e SPM (auto modulação de fase) estudados serão acrescentados em trabalhos futuros, uma vez que requer um pouco mais de atenção específica.

A solução das equações diferenciais acopladas podem ser obtidas com base nas condições de fronteiras $A_{01}^+(0) = 1$ e $A_{01}^-(L) = 0$ ou seja, uma condição para q não haja onda contra-propagante no final da grade, onde essa tem um comprimento L logo.

$$A^+(z) = \frac{-\exp(i\Delta\beta z)}{[\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)]} \{\Delta\beta \sinh[S(z-L)] + iS \cosh[s(z-L)]\} \quad (3.5.13)$$

$$A^-(z) = \frac{\exp(i\Delta\beta z)}{[\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)]} \sinh[S(z-L)] \quad (3.5.14)$$

onde

$$S = \sqrt{k^2 - \Delta\beta^2} \quad (3.5.15)$$

Nestas condições de fronteira assume-se naturalmente que a amplitude da onda incidente na grade de Bragg é nula na direção de contra-propagação. Se considerarmos, por exemplo, o funcionamento na condição de ressonância $\Delta\beta=0$ temos:

$$A^+(z) = \frac{\cosh[k(z-L)]}{\cosh(kL)} \quad (3.5.16)$$

$$A^-(z) = \frac{i \sinh[k(z-L)]}{\sinh(kL)} \quad (3.5.17)$$

Para o melhor entendimento das características de transmissão de um feixe de onda monocromática incidida numa grade de Bragg e lembrando que os efeitos de XPM (modulação de fase cruzada) e SPM (auto modulação de fase) não serão considerado o coeficiente de reflexão da grade de Bragg pode ser facilmente calculado a partir das equações (3.5.16) e (3.5.17) resultando em,

$$r_g = \frac{A^-(0)}{A^+(0)} = \frac{k \sinh(SL)}{\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)} \quad (3.5.18)$$

Onde a reflectividade máxima em função do desvio à condição de ressonância $\Delta\beta$ pode ser obtida a partir da seguinte equação

$$R = |r_g|^2 = \frac{k^2 \sinh^2(SL)}{\delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad (3.5.19)$$

As figuras 3.4a e 3.4b mostram a representação esquemática da evolução do campo incidente e refletido na condição de ressonância ao longo da grade de Bragg e a curva

característica da banda de reflexão de uma grade de Bragg Linear de comprimento $L=1\text{ mm}$ e $\Lambda=0.5\mu\text{m}$.

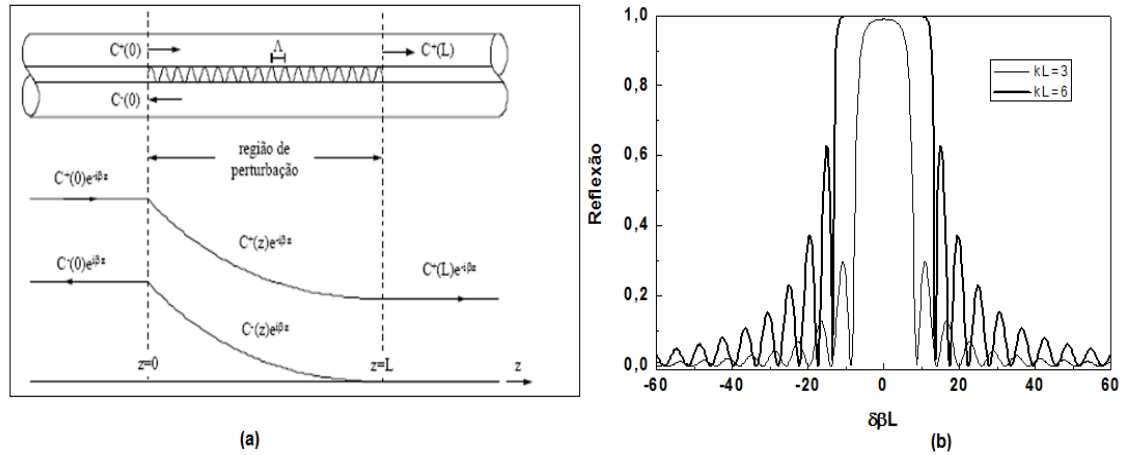


Figura 3.4. a) Representação esquemática da ação da alteração periódica do índice no campo incidente e no campo refletido onde as ondas propagante e contra-propagante são $C^- = A^-$ e $C^+ = A^+$. b) Resposta de reflexão em função do parâmetro de dessintonização $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1\text{ mm}$, $kL=3$ e $kL=6$ e $\Lambda=5\text{ }\mu\text{m}$.

Referências Bibliográficas

- [1]. S. M. Jensen. “The Nonlinear Coherent Coupler”. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-18, páginas: 1580(1982). S. Trilho, S. Wabnitz, E. M. Wriqth. G. I. Stegman, Soliton swiching in fiber nonlinear directional coupler. Opt. Letters 13,672-674(1988).
- [2]. 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).
- [3]. 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).
- [4] 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).
- [5]. G. D. Peng, A. Ankiewiez, “Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber couplers”, int. J. Non Opt. Phy.1,135(1992).
- [6]. S. Trilho Wabnitz, E. M. Wriqth. G. I. Stegman, Soliton swiching in fiber nonlinear directional coupler. Opt. Letters 13,672-674(1988)
- [7] WILSON, J. and *et al.*, *Soliton switching in an erbium-doped nonlinear fiber coupler*, Opt. Lett., 16, 1653, 1991
- [8]- G.P. Agrawal, Applications of Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, Boston, 1nd Ed. 2001, chapter 2.
- [9] DROULIAS, S. and *et al.*, *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers*
- [10] J. M. Soto-Crespo and E. M. Wriqth. J. Appl. Phys. 70, 7240, (1991) C. Schmidt-Hattenbertger. U Trutschel and F. Lederer opt Lett 16 924 (1991).
- [11]. B. L. Heffner. D. A. Smith J. E Baran. K. W. Cheung “Integrated optic acoustically-tunable infrared optic filter” electron lett. Vol. 24 pp 1562-1563 1988.
- [12]. B. S. Kawasaki *et al* “Narrow band Bragg reflectors in optical fiber” optics lettrs V.3 pp 63-68 1978
- [13]. K. O. Hill *et al* “photonsensitivity in optical fiber waveguides: Application o reflection filter fabrication”. Apllied Physics Letters V. 32 pp 647-649. 1978.
- [15] Raman Kashyap, Fiber Bragg Gratings. 2Ed – 2010.

- [14]. H. G. Winful and G. D, Cooperman, *Appl Phys Lett* 40,298,(1982)
- [15].H. G. Winful and G. D, Cooperman, *Appl Phys Lett* 40,298,(1982)
- [16]. Y. A. Logvin and V. M. Volkov ,*J. Opt. Soc. Am B* 16,774(1999).
- [17]. W. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 527-529 (1985)
- [18]. B. Crosignani, A Cutolo, and P. Di Porto,*J Opt. Soc. Am B*72,515,1982.
- [19]. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, (Academic Press San Diego, 1989) Chapter one.
- [20]. G.P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, Boston, 1st Ed. 2001, chapter one
- [21]. J, Feng, X Chen, C. Fan, Xuhui Li, Xai Li, Kun Xu e Shizhong Xie, “ A Novel Method to Achieve Various Equivalent chirp Profiles in Sampled Bragg Gratings using Uniform-Period Phase Mask.” *Optics Communications* No. 205, pp. 71-75, Abril de 2002
- [22].Raman Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic press, 1999
- [22]. A. Othonos, and K. Kalli, *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*, Ed Artech House: Norwood, 1999
- [24]. Vengsarkar, A. M. Lemaire, P, J., Judikins J.B. Bhatia, V., Erdogan T. and Sipe J. E (1996) “long-period fiber gratings as band rejection filters” *J. Lightwave Technol.* 14,58-64.
- [25]. Vengsarkar, A. M.,Pedrazzani P, J. Judikins J.B. Bhatia, A. M. Lemaire, P. J. Bergano, N.S, Davidson, C. R. (1996b) “long-period fiber gratings based gain equalizers” *Opt. Lett* 21.336-338.
- [26]. Lam D. K. M. and Garside, B. K. “Characterization of single mode optical fiber filter” *Appl Opt* 20 440-445

Capítulo 4

Análise do desempenho de um filtro add/drop não linear óptico na configuração de um Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas

Neste capítulo apresentamos uma investigação numérica do desempenho de um filtro passa-banda totalmente óptico composto por um acoplador direcional duplo seguido de duas grades de Bragg simetricamente iguais gravadas nos seus braços de saída. Esta configuração caracteriza um Interferômetro de Michelson com características de um filtro add/drop. As características de transmissão, taxa de extinção e “crosstalk” foram estudadas a partir da aplicação de um sinal CW (onda contínua) na entrada do dispositivo. A teoria de modos acoplados e o método de Runge Kutta de 4ª ordem foram aplicados, respectivamente para resolver as equações diferenciais acopladas. Este é o primeiro estudo feito considerando a não linearidade do acoplador e a linearidade das grades de Bragg. O dispositivo apresenta um comportamento altamente não-linear em função do defasamento entre as amplitudes dos feixes refletidos e em função da potência de entrada.

4.1 Introdução

Todas as redes ópticas de telecomunicações com capacidade de transmissão elevada possuem sistemas OTDM – multiplexação por divisão de tempo com base na óptica e WDM – multiplexação por divisão de comprimento de onda, que precisam de dispositivos estáveis e compactos para comutações de altas velocidades e demultiplexação add/drop^[1,2]. Dentre as características desejadas podemos citar, taxa de bits, flexibilidade de comprimentos de onda, baixas perdas de fibra para fibra e uma dinâmica de largo alcance.

As formas genéricas de um filtro passa-banda de fibras ópticas baseado nos Interferômetros de Michelson (MI) e Mach-Zehnder (MZI) cumprem um papel muito importante nos sistemas de comunicações ópticas. Geralmente, eles são fabricados com um par de grades de Bragg que precisam ser posicionadas cuidadosamente para que os comprimentos de caminhos ópticos de e para as grades sejam idênticos^[3]. Eles parecem ser os candidatos ideais para multiplexadores add/drop, são componentes inerentemente de baixas perdas, seletivos espectralmente e potencialmente de baixo custo. O interferômetro de Michelson de fibras ópticas é um componente de alto desempenho que tem sido bastante utilizado como multiplexador/demultiplexador

add/drop em sistemas de transmissão WDM – multiplexador por divisão de comprimento de onda. Neste capítulo, realizamos um estudo numérico sobre o comportamento do interferômetro de Michelson de fibras simulando um filtro add/drop propagado por um sinal CW. A teoria de modos acoplados foi utilizada com sucesso considerável para a simulação dos componentes – acoplador e grade de Bragg. Para resolver as equações diferenciais acopladas que regem a dinâmica dos componentes, foi utilizado o método de Runge-Kutta de 4ª ordem.

Estudamos o comportamento não linear do IM de fibras baseado nos coeficientes de transmissão, “*cross-talk*” e coeficiente de extinção em função das potências de entrada. Os estudos das características não lineares do IM em fibras são muito importantes tendo em vista o grande número de aplicações desde dispositivo em redes ópticas. Este é o primeiro estudo feito considerando a não linearidade do acoplador e a linearidade das grades de Bragg. Em nossos estudos estamos considerando a não linearidade do tipo Kerr apenas no acoplador direcional^[5,6]. Neste caso o comportamento não linear da fibra se dá devido a uma alteração no índice de refração devido à intensidade da potência inserida.

4.1 Multiplexadores add/drop Óptico

O multiplexador add/drop óptico (OADM) é um dos componentes mais importantes para sistemas multiplexados (WDM)^[7-9]. As redes ópticas das próximas gerações, as chamadas redes inteligentes baseadas em sistemas WDM, como multiplexadores add/drop (ADMs) e conectores cruzados (OXC) terão pleno conhecimento dos comprimentos de ondas na rede, estado e a capacidade de tráfego de transporte de cada comprimento de onda^[10]. Na reconfiguração do cenário das redes ópticas, os chaveamentos ópticos baseados nos multiplexadores add/drop (ADMs) se mostram bastante dinâmicos e com um elevado grau de funcionalidade. O benefício de um multiplexador add/drop em redes de longa distância (WAN) se dá pelo fato de ter a capacidade de selecionar somente o comprimento de onda necessário que será enviado para um local específico e deixar o resto da banda passar sem precisar do processo de demultiplexação. Os sistemas DWDM permitem que a rede seja mais poderosa e flexível^[11,12]. Uma única grade de Bragg gravada em uma fibra de único modo funciona como um distribuidor seletivo de comprimento de onda, um filtro que seleciona comprimentos de onda da ordem do comprimento de onda de Bragg. No entanto colocando grades de Bragg idênticas nos braços de saída de um acoplador direcional podemos montar um filtro passa banda em um arranjo de Michelson^[13]. A eficiência de filtros de passa banda foi inicialmente estudada por ^[14-17]

e demonstrada por ^[18] como um acoplador assistido de grade. É um dispositivo bastante atrativo devido a sua simplicidade. Consiste num acoplador duplo com uma grade de Bragg fundida na região de acoplamento que produz uma reflexão do sinal inserido. Sem a presença da grade não haveria tal reflexão e o sinal seria apenas transferido para o outro núcleo, não podendo operar como um filtro add/drop. O interferômetro de Michelson consiste de duas grades de Bragg idênticas 100% reflectivas gravadas nos braços de saída de um acoplador direcional^[5]. Tal arranjo pode ser usado com filtro passa banda fixo. O comprimento dos braços do acoplador deve ser igual de modo a proporcionar um máximo de transmissão^[13]. Inicialmente o acoplador divide a energia do sinal entrada para as duas portas de saída, em seguida as grades refletem o sinal de modo a ser recuperado na porta 2 do acoplador. Para que o sinal possa ser chaveado para a porta 2 e não volte à porta de entrada é necessário aplicamos uma fase extra na amplitude de reflexão de umas das grades, neste caso aplicamos a fase do tipo $e^{(i\pi\varphi)}$ na amplitude da grade 1 como mostra a figura 4.1.

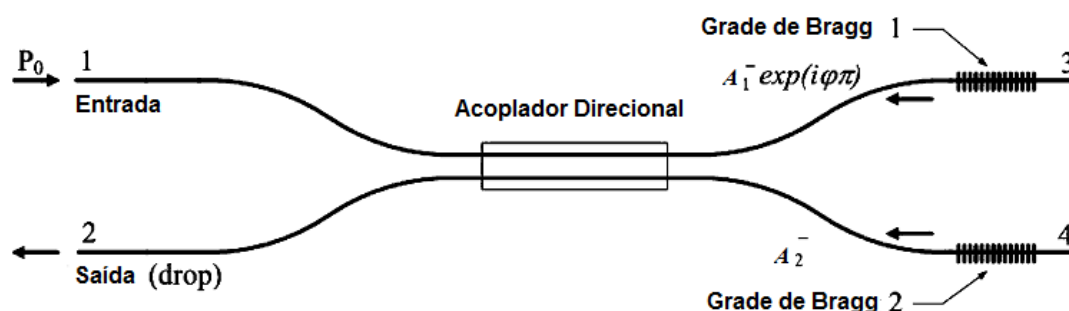


Figura 4 Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras.

Este princípio de operação foi originalmente proposto por^[19] e demonstrado por^[20]. O IM funciona como um MZI, a diferença é que a luz que se propaga pelos seus braços é forçada a interferir no mesmo acoplador onde foi dividida. Por causa destas características, o IM atua como um espelho não linear semelhante a um interferômetro de Sagnac com a importante diferença de que os campos ópticos não compartilham o mesmo caminho físico^[5].

4.2. Fundamentos Teóricos

A abordagem da propagação de ondas forward e backward é tratada de forma independente. O acoplamento entre os modos é estudado a partir da teoria de modos acoplados e vem sendo usada de forma considerável em vários contextos diferentes, por exemplo, acopladores direcionais^[5]. Baseado na equação não linear de Schrödinger (NLSE), mostramos no capítulo 2 como obter a equação diferencial que descreve a propagação de luz numa fibra óptica. Como vimos no capítulo 3 para o acoplador direcional podemos mostrar que as equações diferenciais acopladas podem ser escritas na forma.

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (4.2.1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (4.2.2)$$

Onde C é o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes ($C=0.3312\text{m}^{-1}$ para as simulações numéricas). No presente estudo, o sinal de entrada é do tipo CW-onda contínua, ou seja, sinal de intensidade independente do tempo. Neste caso particular os termos dependente do tempo nas equações (4.2.1) e (4.2.2) podem ser considerados nulos.

O perfil espectral de uma grade de Bragg também pode ser simulado a partir das equações de modos acoplados que partem da equação não linear de Schrödinger (NLSE). Para esta análise, consideramos duas ondas planas contrapropagantes inseridas no núcleo de uma fibra óptica na qual existe uma grade de Bragg uniforme de comprimento L e período Λ . Os campos elétricos dos modos backward e forward podem ser expressos da seguinte forma respectivamente.

$$E_a^-(z,t) = A^- \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (4.2.3)$$

$$E_a^+(z,t) = A^+ \exp[i(\omega t + \beta z)] \quad (4.2.4)$$

onde β é a constante de propagação da onda. As amplitudes complexas desses campos A^- e A^+ obedecem às equações de modos acoplados^[13].

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^+}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A^+ = i\delta A^+ + ikA^- + i\gamma \left(|A^+|^2 + 2|A^-|^2 \right) A^+ \quad (4.2.5)$$

$$-\frac{\partial A^-}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^-}{\partial T^2} + \frac{\alpha}{2} A^- = i\delta A^- + ikA^+ + i\gamma \left(|A^-|^2 + 2|A^+|^2 \right) A^- \quad (4.2.6)$$

Levando em conta que consideramos apenas o caso linear, os termos de não linearidade SPM e XPM nas equações (4.2.5) e (4.2.6) podem ser desprezados. Assim as equações lineares resultantes podem ser facilmente resolvidas no domínio de Fourier. As equações acopladas no domínio da frequência podem ser escritas na seguinte forma.

$$\frac{\partial \tilde{A}^+}{\partial z} = i[\delta(\omega) + \Delta\beta(\omega)]\tilde{A}^+ + ik\tilde{A}^- \quad (4.2.7)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-}{\partial z} = -i[\delta(\omega) + \Delta\beta(\omega)]\tilde{A}^- - ik\tilde{A}^+ \quad (4.2.8)$$

onde $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ é o diferencial da constante de propagação (ou casamento de fase), $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$, $\beta_0 = \pi/\lambda$ e n_{eff} é o índice de refração efetivo do núcleo $\delta(\omega) = [(\omega - \omega_B) \cdot n/c]$ ($c = 3 \cdot 10^8$ m/s) e k é o coeficiente de acoplamento entre os modos ($k = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ para as simulações).

4.3. Procedimentos Numéricos

Inicialmente usamos um sinal CW para excitar o dispositivo no canal de entrada 1, o sinal é do tipo:

$$A_1(0, T) = A_i \quad (4.3.1)$$

$$A_2(0, T) = 0 \quad (4.3.2)$$

O sistema é linearmente acoplado (equações 4.2.1 e 4.2.2), onde resolvemos numericamente usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem para uma grade de 1024 pontos de acordo com a condição inicial (equação 5.1 e 5.2). A transmissão T_i pode ser definida como uma função da energia do pulso.

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(0)|^2 dt} \quad (4.3.3)$$

onde $i = 1,2$ e L_c é o comprimento do IM onde $L = L+L_B$ (L_c – comprimento do acoplador e L_B – comprimento da grade de Bragg).

A taxa de extinção de um interruptor on-off é a relação da potência de saída no estado on (canal 2) pela potência de saída no estado off (canal 1). Esta relação deve ser tão elevada quanto possível. Para nosso dispositivo é expressa como:

$$Extinction - ratio = X(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L)|^2 dt} \quad (4.3.4)$$

A taxa de extinção é geralmente expressa em unidades de decibéis (dB) usando:

$$XR[dB] = 10 \cdot \text{Log}_{10} X(R) \quad (4.3.5)$$

O *cross-talk* ($Xtalk$) é a presença de um sinal indesejado através de algum tipo de mecanismo de acoplamento entre o canal perturbado e os canais perturbadores. Isso deve ser mantido como mínimo possível. Expresso em unidades de dB o *cross-talk* é dado por:

$$\text{cross - talk}[dB] = Xtalk_j = 10 \cdot \log_{10}(XT) \quad (4.3.6)$$

Onde

$$XT = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(0)|^2 dt} \quad (4.3.7)$$

Onde $i=1$. Inicialmente, a intensidade do sinal de entrada no acoplador foi variada, sendo observada a transmissão antes de acionar as grades de Bragg. Observamos que a potência crítica resultante é de $P_c=1,30W$. A potência crítica no acoplador

direcional é a potência necessária para que haja uma transmissão de 50% da energia do sinal para cada um dos guias de saída^[23]. Já com o conhecimento da potência crítica fixamos nesse valor para o nosso sinal de entrada no acoplador. A potência crítica do sinal assim é dividida igualmente no acoplador para os braços de saída 3 e 4. Em seguida as grades de Bragg refletirão os sinais com objetivo de fazer o drop no canal 2, para que isso ocorra é necessário que uma fase extra do tipo $\exp(i\phi\pi)$ seja adicionada a uma das amplitudes de reflexão das grades de Bragg como mostra a figura 1. Esta fase pode ser ajustada mecanicamente, termicamente ou permanentemente, por uma diferença de caminho ou sob a ação de radiação ultravioleta^[24]. No retorno ao acoplador, realizamos uma variação na fase adicionada à amplitude de reflexão da grade de Bragg do braço 3, a fim de obter a melhor fase de modo que a maior concentração de energia seja transferida para o braço 2 de saída. Observamos que a melhor fase foi de $\phi=0.56\pi$. Após encontrarmos o valor para a melhor fase, ou seja, a fase onde há o maior valor de transmissão de energia no braço de saída 2 fixamos essa fase e variamos a potência de entrada a fim de analisarmos a curva de transmissão em função da potência de entrada. Observamos que a curva de transmissão apresenta um comportamento melhor do que esperávamos. Esperávamos que para o valor de potência crítica e conhecendo a fase de máxima transmissão o pico de transmissão máximo apresentasse o mesmo valor de transmissão referente à potência crítica $P_c=1,30$ W. No entanto, observamos que existe um valor melhor de transmissão (ver figura 4.2) de aproximadamente $P_o=1,54$ W. A idéia então foi de analisarmos três valores de potências fixas, a potência crítica $P_c=1,30$ W, abaixo da crítica $P_o=0,85$ W e acima da crítica $P_o=1,54$ W

4.4. Resultados e discussões

Na figura 2 temos a transmissão no canal 2 (saída drop, veja figura 1) para três valores de potência de entrada (P_o): abaixo da potência crítica (0.85W), igual a potência crítica (1.3W) e acima da potência crítica (1.54W). Podemos dizer que para todas as potências de entrada a transmissão é uma função não linear do defasamento entre os sinais refletidos. Para a potência de entrada igual à crítica ($P_o=1.3$ W) observamos uma transmissão de $T = 84,2\%$ em $\phi = 0$. Com aumento nos valores de ϕ ocorre uma diminuição na transmissão. Mantendo a mesma potência podemos observar um segundo pico de transmissão em torno de $T = 79,04\%$ em $\phi = 0.56\pi$. Para uma potência abaixo da potência crítica ($P_o=0.85$ W), podemos notar uma baixa

transmissão $T = 18\%$ em $\varphi = 0$ com o aumento da fase um pico de transmissão $T = 52,6\%$ aparece em $\varphi = 0,39\pi$. Para a potência acima da potência crítica ($1.54W$) podemos observar os valores mais elevados para o coeficiente de transmissão $T = 94,1\%$ para $\varphi = 0,45\pi$. No entanto com o aumento da fase observa-se um segundo pico de transmissão em torno de $T = 89,1\%$ para $\varphi = 0,98\pi$. Para funcionar como operador drop, o dispositivo deve maximizar a transmissão no canal 2.

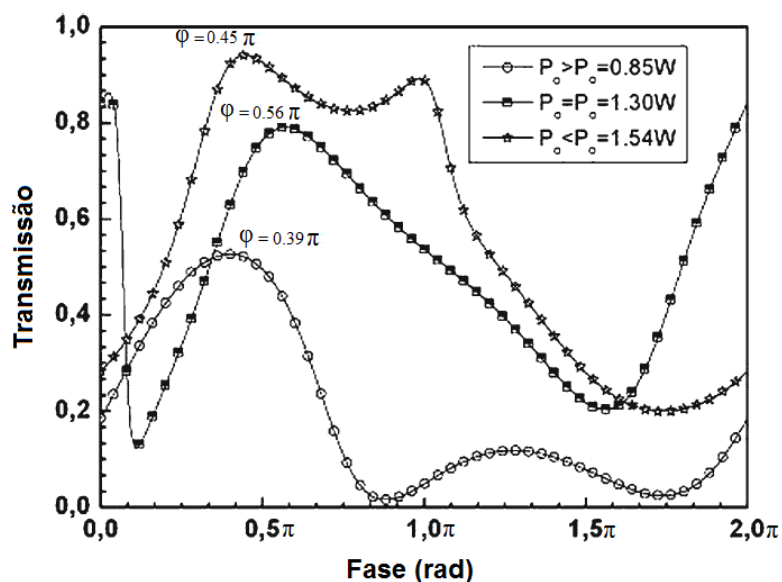


Figura 4.1. Resposta de transmissão do IM para três valores de potência de entrada: ($P_c=1.3W$, $\varphi_{max}=0,56\pi$), ($P_o = 0.85W$, $\varphi_{max}=0,39\pi$) e ($P_o=1.54W$, $\varphi_{max}=0,45\pi$).

Observamos que as curvas de transmissão mostraram um comportamento não linear em função do defasamento. Para obtermos uma análise mais detalhada do comportamento não linear do dispositivo em função das fases e da potência de entrada, fixamos as fases onde obtivemos os máximos de transmissão e variamos a potência de entrada. A figura 4.2 mostra o comportamento da curva de transmissão em função da potência de entrada para quatro valores de fase fixas: ($\varphi_{max} = 0; 0,56\pi; 0,39\pi$ e $0,45\pi$).

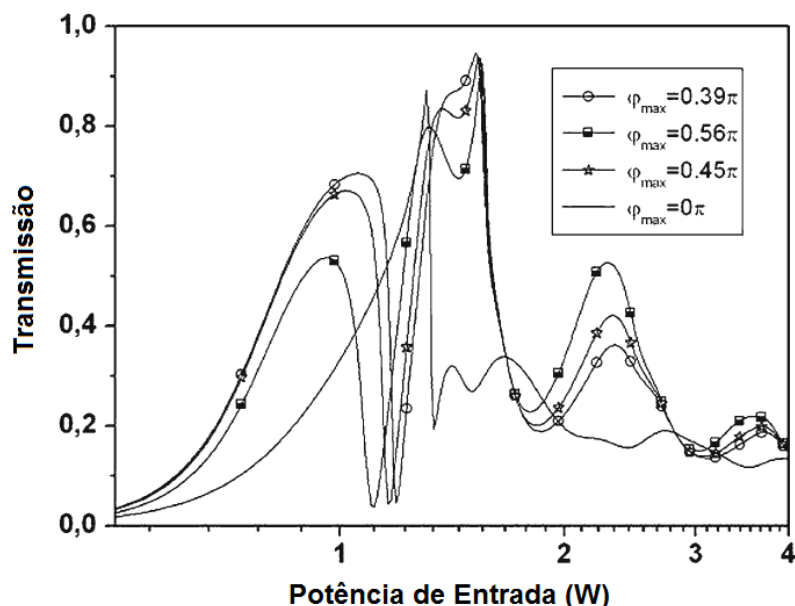


Figura 4.2. Resposta de transmissão do IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases fixas: $\phi=0$; $\phi_{\max}=0,45\pi$; $\phi_{\max}=0,56\pi$; $\phi_{\max}=0,39\pi$

Observamos que a transmissão é uma função não linear da potência de entrada para cada valor de fase. Na primeira configuração, onde os sinais de entrada não estão sob influência de qualquer defasamento ($\phi=0$), nós observamos um aumento de transmissão até um pico máximo de 80% numa potência $P_o=1.30W$. Para potências mais elevadas a transmissão é bastante inferior com valores em torno de 30% da energia transmitida. No $\phi_{\max}=0,56\pi$ observamos dois picos de transmissão em função da potência de entrada: $T=53,6\%$ para $P_o=0,958W$ e um segundo pico de transmissão com $T=92,4\%$ na potência $P_o=1,54W$. Para um defasamento de $\phi_{\max}=0,39\pi$ a curva apresenta também dois picos de transmissão: $T=70,6\%$ para $P_o=1,04W$ e um segundo pico com $T=94,6\%$ em $P_o=1,54W$. Para $\phi_{\max}=0,45\pi$ os picos de transmissão são de $T=66,6\%$ em $P_o=1.01W$ e $T=93,7\%$ em $P_o=1,54W$. Os valores citados são mostrados na tabela 4.1. Para a potência $P_o=1,54W$ e $\phi_{\max}=0,39\pi$ obtemos o máximo valor de transmissão $T=94,6\%$ (veja tabela 4.1 e figura 4.2)

Tabela 4.1: Valores para Transmissão (T), Xratio (XR) e crosstalk (XT) obtidos das figuras (4.1-4.4) para $P_o=1.06, 1.30$ e $1.54W$

	$P_o=1.06W$				$P_o=1.30W$				$P_o=1.54W$			
	$\phi=0\pi$	$\phi=0,39\pi$	$\phi=0,45\pi$	$\phi=0,56\pi$	$\phi=0\pi$	$\phi=0,39\pi$	$\phi=0,45\pi$	$\phi=0,56\pi$	$\phi=0\pi$	$\phi=0,39\pi$	$\phi=0,45\pi$	$\phi=0,56\pi$
T	0.404	0.704	0.654	0.323	0.870	0.625	0.729	0.794	0.272	0.9460	0.915	0.823
XR(dB)	-1.68	3.780	2.660	-3.30	8.380	2.650	4.470	5.790	-4.18	12.590	10.86	7.040
XT(dB)	-2.28	-5.26	-4.66	-1.69	-8.96	-4.43	-5.79	-5.79	-1.40	-12.58	-11.0	-7.84

A figura 4.3 apresenta as curvas para a taxa de extinção para os quatro casos de fases fixas, variando a potência de entrada. A taxa de extinção foi calculada primeiro para o caso $\varphi = 0$. Observa-se que abaixo da potência crítica ($\varphi_{\max} = 0$) a taxa de extinção sempre apresenta valores baixos comparados com a taxa de extinção apresentada nas configurações onde $\varphi_{\max} \neq 0$. Quando aplicamos uma fase $\varphi_{\max} = 0$, observamos que na potência $P_0=1.30W$ (=potência crítica) podemos obter uma $XR=8.38dB$ o que corresponde ao máximo valor obtido para esta configuração. No entanto, para potências mais elevadas há uma diminuição considerável na XR , chegando a valores em torno de $-7dB$. Considerando $\varphi_{\max} \neq 0$ ainda podemos notar pelo menos dois picos máximos para XR . Na figura 4.3, observa-se que na potência de $P_0=1.06W$ usando uma fase $\varphi_{\max} = 0.39\pi$ aparece um pico cujo valor da $XR = 3.78dB$. Ainda na $P_0=1.06W$ a XR apresenta valores iguais a $-1.68, 2.66dB$ e -3.30 , com as fases $\varphi_{\max} = 0, 0.45$ e 0.56π respectivamente. Na potência $P_0=1.30W$ observa-se valores de $XR = 8.38, 2.65, 4.47$ e $5.79dB$ para a mesma seqüência de fases $\varphi_{\max} = 0.39, 0.45$ e 0.56π . Na potência $P_0=1.54W$ os valores de pico apresentados para XR são $-4.18, 12.59, 10.86$ e $7.04dB$ referindo-se as mesmas fases, respectivamente. Os valores mencionados são mostrados na Tabela 4.1. O máximo valor obtido para o coeficiente de extinção é $XR = 12.59dB$ com uma fase $\varphi_{\max} = 0, 0.39 \pi$. Esta é a configuração onde o filtro add/drop opera com maior eficiência, corresponde a uma Transmissão de 94.6% da energia transferida para o canal 2. Para confirmar este resultado nós medimos o nível de “*crosstalk*” para todas as configurações, como mostra a figura 4.1. O “*crosstalk*” é definido com a taxa de informação indesejada no canal de estado off (canal 1). É realizado um estudo numérico com objetivo de obter o valor mínimo possível para este parâmetro.

A figura 4.4, apresenta a análise do nível de “*crosstalk*” em função da potência de entrada configurado para os mesmo valores de fases. Os resultados anteriores são confirmados para a potência de entrada $P_0=1.54W$. Neste potência obtemos um nível mínimo de $XT= -1.40, -12.58, -11$ e $7.84dB$ para $\varphi_{\max} = 0, 0.39, 0.45$ e 0.56π respectivamente (valores mostrado na tab. 4.1). Em resumo, estudamos de forma completa o Interferômetro de Michelson baseado em grades de Bragg funcionando com multiplexador add/drop no regime não linear. Baseado nesse regime não linear podemos configurar um dispositivo que possa operar com uma alta taxa de transmissão, taxa de extinção e baixo “*crosstalk*”, utilizando uma potência de excitação e aplicação de uma fase específica.

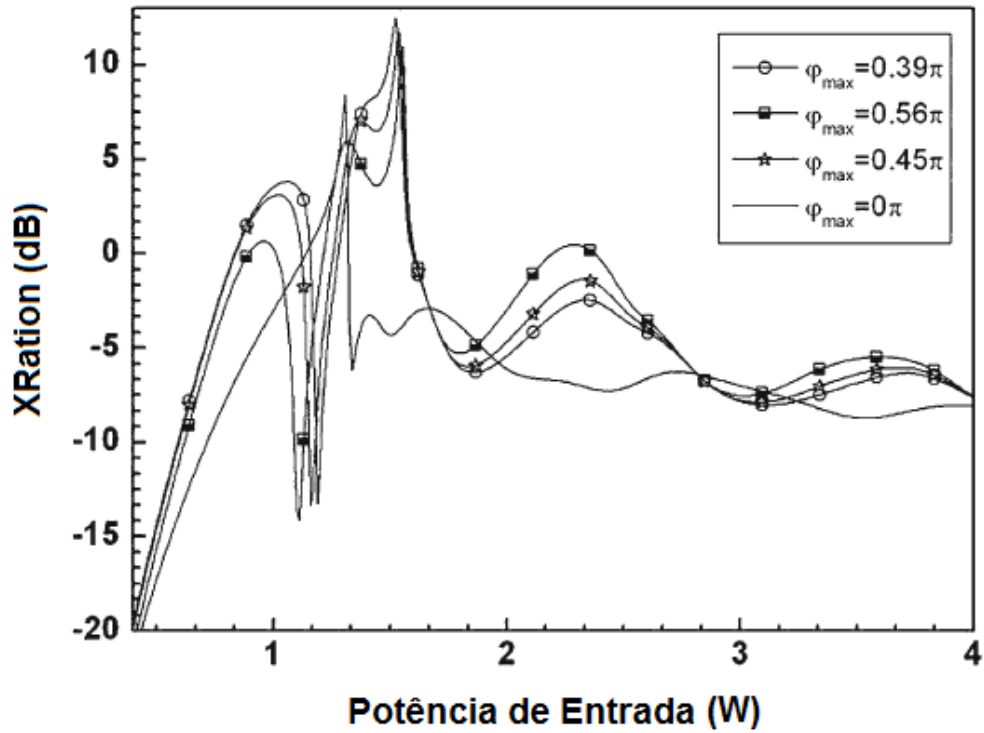


Figura 4.3. Medidas do Coeficiente de Extinção IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases: $\varphi=0$; $\varphi_{max}=0,45\pi$; $\varphi_{max}=0,56\pi$; $\varphi_{max}=0,39\pi$

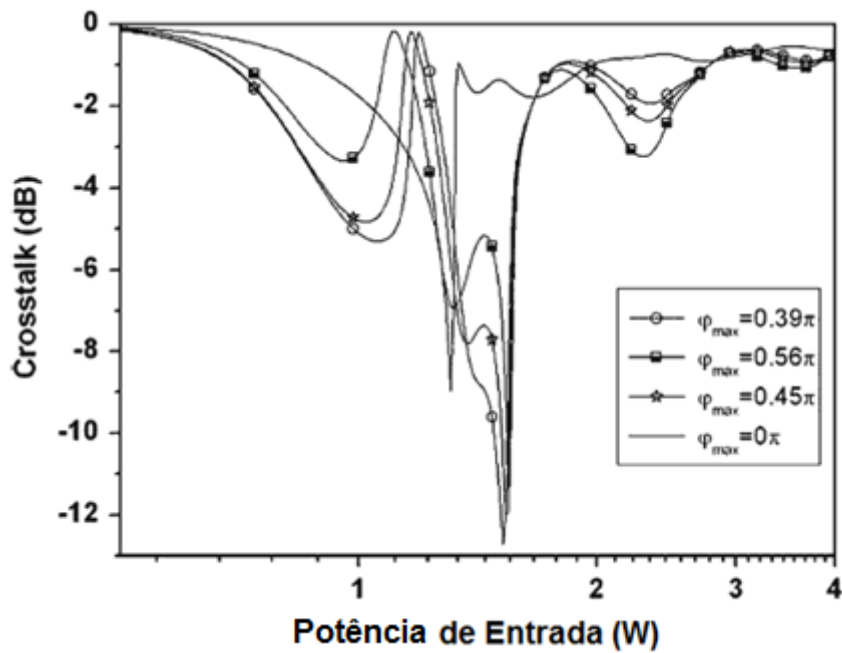


Figura 4.4. Medidas do Crosstalk para o IM em função da potência de entrada para quatro valores de fases: $\varphi=0$; $\varphi_{max}=0,45\pi$; $\varphi_{max}=0,56\pi$; $\varphi_{max}=0,39\pi$

4.5. Conclusões do Capítulo

Neste capítulo realizamos um estudo numérico de um acoplador duplo simétrico não linear, seguido de duas grades de Bragg Lineares simetricamente localizadas em seus guias de saída, configurando um interferômetro de Michelson agindo como um filtro add/drop quando um defasamento é aplicado na reflexão de uma das grades. Todo estudo foi realizado com base nos coeficiente de transmissão, taxa de extinção e “*crosstalk*”. Uma vez que a taxa de extinção deve ser o maior possível, o melhor desempenho foi observado quando o dispositivo é operado com uma potência acima da potência crítica ($P_0 = 1.54W$, $\varphi_{\max}=0.39\pi$) com valor aproximadamente igual a 12,59 dB. O crosstalk, por sua vez, é definida como sendo a taxa de informação no estado desligado (canal 1), e deve ser o mais baixo possível, isso ocorre para $P_0 = 1.54W$, $\varphi_{\max} = 0.39\pi$, cujo menor valor é de cerca de -12,589 dB.

Este é o primeiro estudo feito considerando a não linearidade do acoplador e a linearidade das grades de Bragg. O dispositivo apresenta um comportamento altamente não-linear em função do defasamento entre as amplitudes dos feixes refletidos e em função da potência de entrada.

Referências Bibliográficas

- [1]. Kawanishi, S.: 100 Gbit/s optical communication systems. In: *Proc. OFC'96*. San Jose, CA, pp. 136–137 (1996) invited paper WH5
- [2]. Murakami, Y.: Characteristics of a grating-folded optical directional coupler. *Fibre Integr. Opt.* **24**(5), 445–456 (2005)
- [3]. Kashyap, R.: A new class of *fibre* grating based band-pass filter: the asymmetric interferometer. *Opt. Commun.* **153**, 14–18 (1998)
- [4]. Mechin, D., Yvernault, P., Brilland, L., Pureur, D.: Influence of Bragg gratings phase mismatch in a Mach–Zehnder-based add-drop multiplexer. *J. Lightwave Technol.* **21**(5), 1411–1416 (2003).
- [5]. Agrawal, G.P.: *Applications of Nonlinear Fibre Optics*. 1st edn. Academic Press, Boston (2001)
- [6]. Leóński, W., Miranowicz, A.: Kerr nonlinear coupler and entanglement. *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.* **6**, S37–S42 (2004)
- [7]Murakami, Y.: Characteristics of a grating-folded optical directional coupler. *Fibre Integr. Opt.* **24**(5), 445–456 (2005)
- [8]. Kobayashi, S., Sawada, M., Suda, T., Ogura, K., Tsushima, H.: Narrow tunable polysilane optical waveguide Bragg grating filters. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**(6), 363–365 (2007)
- [9]. Baumann, I., Seifert, J., Nowak, W., Sauer, M.: Compact all-*fibre* add-drop multiplexer using *fibre* Bragg gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**(10), 1331–1333 (1996)
- [10]. Ilyas, M., Mouftah, H.T.: *The Handbook of Optical Communication Networks*. CRC Press, New York (2003)
- [11]. Mechin, D., Yvernault, P., Brilland, L., Pureur, D.: Influence of Bragg gratings phase mismatch in a Mach–Zehnder-based add-drop multiplexer. *J. Lightwave Technol.* **21**(5), 1411–1416 (2003)
- [12]. Bates, R.J.: *Optical Switching and Networking Handbook*. McGraw-Hill, New York (2001)
- [13]. Othonos, A.: *Fibre* Bragg gratings. *Rev. Sci. Instrum.* **68**(12), 4309–4341 (1997).
- [14]. Kashyap, R., Maxwell, G.D., Ainslie, B.J.: Laser Trimmed four-port bandpass filters fabricated in single-mode photosensitive Ge-doped planar waveguides. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**(2), 191–194 (1993).
- [15]. Bertolotti, M., Monaco, M., Sibilìa, C.: Role of the asymmetry in a third-order nonlinear directional coupler. *Opt. Commun.* **116**, 405–410 (1995)

- [16]. Ortega, B., Capmany, J., Pastor, D., Tallone, L., Boschis, L.: Analysis of the back reflected signal in an all *fibres* bandpass Bragg transmission filter. IEEE Photon. Technol. Lett. **10**(8), 1124–1126 (1998)
- [17]. Kashyap, R.: A simplified approach to the Bragg grating based Michelson and the in-coupler Bragg grating add-drop multiplexer. In: Optical *Fibre* Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communication. OFC/IOOC '99, paper TuN3, vol. 1, pp. 196–198 (1999a)
- [18]. Orlov, S.S., Yariv, A., van Essen, S.: Coupled mode analysis of *fibres* optic add-drop filters for dense wavelength division multiplexing. Opt. Lett. **22**(10), 688–690 (1997)
- [19]. Bilodeau, F., Hill, K.O., Malo, B., Johnson, D.C., Albert, J.: High return loss narrowband all *fibres* bandpass Bragg transmission filter. IEEE Photon. Technol. Lett. **6**(1), 80–82 (1994).
- [20]. Morey, W.W.: Tunable narrow-line bandpass filter using *fibres* gratings. In: Proc. Conf. on Optical Fibre Communications. OFC '91, paper PD20-1 (1991).
- [21]. Boling, N., Glass, A., Owyong, A.: Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids. IEEE J. Quantum Electron. **14**(8), 601–608 (1978)
- [22]. Sobrinho, C.S., Sombra, A.S.B.: Picosecond pulse switching in an acousto-optic tunable filter (AOTF) with loss. Nonlinear Opt. **29**(1), 79–97 (2002).
- [23]. Fraga, W.B., Menezes, J.W.M., da Silva, M.G., Sobrinho, C.S., Sombra, A.S.B.: All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler. Opt. Commun. **262**, 32–37 (2006)
- [24]. Kashyap, R.: *Fibre Bragg Gratings*. Academic Press, London (1999b)

Capítulo 5

Demultiplexador add/drop óptico na configuração de um Interferômetro de Michelson baseado em grades de Bragg para aplicações em sistemas TDMA- Acesso Múltiplo por Divisão de Tempo

Neste capítulo apresentamos a propagação e chaveamento de pulso ultracurto (~2ps) usando um interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas. Neste estudo o desempenho do interferômetro é estudado como uma função das características não lineares do acoplador e das grades de Bragg. Os estudos numéricos foram feitos a partir das equações de modos acoplados resolvidas usando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. As características de chaveamento do pulso foram analisadas em função da potência de entrada e do defasamento aplicado em uma das grades de Bragg. As características de transmissão (T), coeficiente de Extinção (XR), “crosstalk” (XT), fator de compressão (FC) e forma dos pulsos foram analisadas para diferentes valores de fase e diferentes potências de entrada. Utilizamos três valores de potência de entrada: abaixo da potência crítica ($P_0=1W$), igual a potência crítica ($P_0=1.73W$) e acima da potência crítica ($P_0=1.95W$). Através deste estudo, pode-se verificar que a transmissão, taxa de extinção, “crosstalk” e fator de compressão dependem da potência da bombeio inserida no dispositivo e na defasagem aplicada. O interferômetro de Michelson em fibras representa um componente de grande importância para aplicações em redes ópticas, como os demultiplexadores add/drop. Este dispositivo tem atraído bastante interesse no campo das telecomunicações devido a sua capacidade de altas taxas de transmissão.

5.1. Introdução

O interferômetro de Michelson (IM), Mach-Zehnder (MZI) e Sagnac (SC) são componentes que despertam grande interesse devido as suas inúmeras aplicações. Neste trabalho vamos utilizar o IM como filtro add/drop para aplicações em sistemas OTDMA^[1-3]. De acordo com estudos relatados na literatura^[4,5], a integridade dos comprimentos de onda de Bragg das grades possui uma importância preliminar para estudos de reflexão. Os primeiros estudos foram feitos por Hill et al^[6]. O acoplador assistido de grade demonstra sua atratividade como dispositivo devido a sua simplicidade, com apenas uma grade fundida na região de acoplamento^[7]. A análise

deste dispositivo requer a solução da matriz de transferência, e é complicado pelo fato de o acoplamento e as reflexões ocorrerem simultaneamente na mesma região do dispositivo. A análise do IM é mais fácil uma vez que a região de acoplamento é separada das grades de Bragg, conforme mostrado na figura 5.1^[7-10].

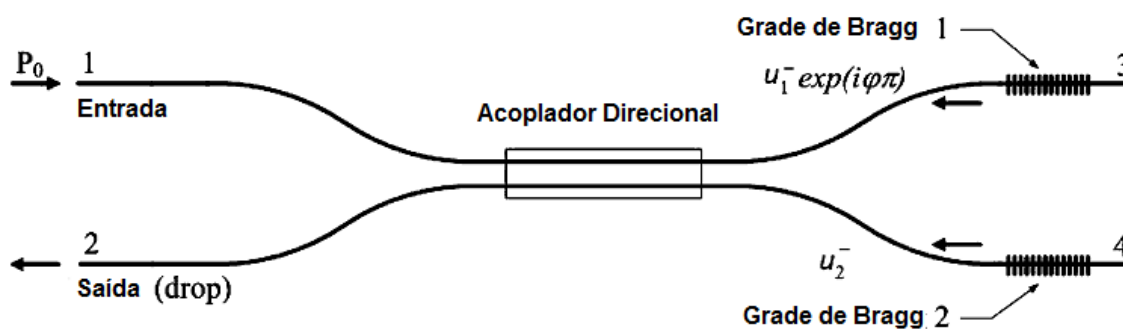


Figura 5.1. . Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras

Neste capítulo, é estudado o desempenho do IM com duas grades de Bragg (FBGs) idênticas, funcionando com um demultiplexador add/drop com pulsos curtos para sistemas TDMA. Um pulso curto ($\sim 2\text{ps}$) é inserido na porta 1 do acoplador. Dependendo da potência de entrada, o acoplador divide a energia em “diferentes” níveis para as portas de saída 3 e 4, onde as FBGs funcionaram como espelhos de Bragg^[11].

O dispositivo será estudado considerando as características do acoplador e das grades (FBGs) como a não linearidade e fases aplicadas às amplitudes de reflexão. A taxa de transmissão, coeficiente de extinção, níveis de “crosstalk” e fator de compressão dos pulsos adicionados no canal drop serão examinados. As soluções numéricas foram obtidos a partir de equações de modo acoplado que são resolvidos a partir de um formalismo matemático, conhecido como teoria modos acoplados, e simulado usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem^[12, 13].

5.2 Fundamentos Teóricos

Recentemente, foi mostrado^[3,7,8] que a solução numérica do IM óptico baseado em grades de Bragg constitui um interferômetro totalmente óptico que pode ser aplicado em sistemas de telecomunicações^[7-9]. Com base nestas características o objetivo aqui é estudar o IM como um filtro multiplexador/demultiplexador add-drop. A teoria de modo acoplado^[14,15] vem sendo uma ferramenta matemática bastante usada para desenvolver as equações diferenciais que descreve à dinâmica dos componentes de fibras ópticas. De acordo com a teoria de modo acoplado, as equações diferenciais

podem ser escritas a partir da equação não linear de Schrödinger (NLSE)^[16], que descreve a evolução dos modos de propagação do acoplador direcional, onde os resultados da não linearidade do tipo Kerr^[17], dispersão de velocidade de grupo e acoplamento linear são considerados.

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (5.2.1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (5.2.2)$$

onde A_1 e A_2 , representam respectivamente as amplitudes modais do campo óptico nos núcleos 1 e 2, C é o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes ($C=0.3312\text{m}^{-1}$ para as simulações numéricas)^[18], γ é o parâmetro de não linearidade no acoplador ($\gamma = 1\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$), β_2 é o termo que representa a dispersão de velocidade de grupo ($\beta_2 = 2,75 \cdot 10^{-27} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-2}$) no sistema de equações acima β_2 é negativo o que corresponde a uma região de dispersão anômala (a região que suporta solitons). As equações normalizadas obedecem a forma.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \gamma |u_1|^2 u_1 + Cu_2 = 0 \quad (5.2.3)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \gamma |u_2|^2 u_2 + Cu_1 = 0 \quad (5.2.4)$$

Onde u_1 e u_2 , representam respectivamente as amplitudes modais do campo óptico nos núcleos 1 e 2 e são dadas por:

$$u = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (5.2.5)$$

Onde P_0 é potência de pico do pulso com $j=1,2$. ξ e τ são o comprimento e o tempo normalizados dados por:

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (5.2.6)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (5.2.7)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (5.2.8)$$

onde L_D é o comprimento de dispersão. T_0 é a largura temporal do pulso a meia intensidade. L_c é o comprimento necessário para que ocorra o chaveamento do pulso é definido da seguinte forma.

$$L_c = \frac{\pi}{2C} \quad (5.2.9)$$

Assim como para o acoplador direcional, a teoria de modo acoplado também é usada para desenvolver as equações diferenciais que descrevem a dinâmica das grades de Bragg^[14]. As equações de modo acoplado podem ser utilizadas tanto no domínio da frequência como no domínio do tempo para simular as FBGs, é a forma mais simples de interação entre os modos de propagação forward e backward. No entanto, para uma abordagem geral, diferentes modos são considerados e um casamento de fase para o modo contrapropagante (refletido). Isto leva aos seguintes modos acoplados, escolhendo de forma apropriada o sincronismo entre os termos^[5].

$$\frac{\partial u_j^+}{\partial z} - i \left[k - \frac{1}{2} (\Delta\beta - \frac{\partial\phi(z)}{\partial z}) \right] u_j^+ \exp^{-i[\Delta\beta z - \Phi(z)]} = 0 \quad (5.2.10)$$

$$\frac{\partial u_j^-}{\partial z} + i \left[k + \frac{1}{2} (\Delta\beta - \frac{\partial\phi(z)}{\partial z}) \right] u_j^- \exp^{i[\Delta\beta z - \Phi(z)]} = 0 \quad (5.2.11)$$

onde $j = 1,2$ é relativo as grades 1 e 2 respectivamente. k é o coeficiente de acoplamento entres os modos *backward* (u^-) e *forward* (u^+) ($k = 5.10^{-3}m^{-1}$ para as simulações), $\Delta\beta$ é o descasamento de fase^[19] dado pela equação(5.2.12) e Φ é um chirp no período da grade, para uma grade uniforme $\Phi=0$.

$$\Delta\beta = (\omega - \omega_B) \cdot \frac{n_{eff}}{C} \quad (5.2.12)$$

onde n_{eff} é o índice efetivo do núcleo da fibra, C é a velocidade da luz no comprimento de onda de Bragg sobre a condição de Bragg $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$, que pode ser usado para definir a frequência de Bragg $\omega_B = \pi C / n_{eff} \Lambda$ ^[19]. As equações (5.2.10) e (5.2.11) são as equações de modo acoplado que descrevem as características de transferência de uma grade de Bragg. Para encontrarmos uma solução, os modos forward e backward são usados^[20].

O significado físico dos termos entre parênteses são os seguintes: k é o coeficiente de acoplamento entres os modos. O termo $\Delta\beta$ é a dissonância e indica o quão rapidamente os campos dos modos forward e backward trocam energia. A taxa de alteração \square significa um *chirp* no período da grade e tem um efeito semelhante à dissonância. Assim, para uma grade uniforme $\partial\phi/\partial z = 0$. A resposta de reflexão da grade de Bragg pode ser obtida usando as seguintes condições de contorno em $z = 0$, $u^+(0)=I$ e $u^-(L)=0$. Esta última condição é satisfeita pelo fato de que o campo refletido da grade não pode existir devido à ausência de perturbação além da região da grade. As respostas de Transmissão e Reflexão da grade são dadas por:

$$H^R(\omega) = \frac{u^-(0)}{u^+(0)} \quad (5.2.13)$$

$$H^T(\omega) = \frac{u^+(L)}{u^+(0)} \quad (5.2.14)$$

Para a propagação linear, a resposta para o pulso de entrada pode ser obtida considerando cada componente espectral separadamente e integrando sobre o espectro do pulso incidente^[16]. Como tal, as amplitudes de campo do pulso refletido e transmitido podem ser obtidas multiplicando a resposta de frequência da grade de Bragg pelo espectro do pulso de entrada^[20,21]. As correspondentes formas do pulso no domínio do tempo podem ser obtidas através da transformada inversa de Fourier.

$$H^R(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H^R(\omega) u_j(\omega) \exp^{-i\omega t} d\omega \quad (5.2.14)$$

$$H^T(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H^T(\omega) u_j(\omega) \exp^{i\omega t} d\omega \quad (5.2.15)$$

onde $E^R(t)$ e $E_T(t)$ são, respectivamente, os campos de pulso refletido e transmitido, e u_j é o espectro do pulso incidente.

5.3 Procedimento Numérico

Inicialmente, um pulso ultra-curto óptico (~ 2 ps) foi usado para excitar o dispositivo na entrada canal 1:

$$u_1(0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left[\sqrt{P_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0} \right) \right] \quad (5.3.1)$$

$$u_2(0, T) = 0 \quad (5.3.2)$$

O sistema é acoplado de forma não linear (equações 5.2.1 e 5.2.2), que foram resolvidas numericamente usando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem. Usamos uma grade de 1024 pontos de acordo com as condições iniciais citadas na seção 5.2. O coeficiente de Transmissão pode ser definido como uma função do pulso de entrada.

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0)|^2 dt} \quad (5.3.3)$$

onde $i = 1, 2$ e L é o comprimento do IM, $L = L_c + L_B$ (L_c – comprimento do acoplador e L_B – comprimento da grade de Bragg).

A taxa de extinção de um interruptor *on-off* é a relação da potência de saída no estado on (canal 2) pela potência de saída no estado off (canal 1). Esta relação deve ser tão elevada quanto possível. Para nosso dispositivo é expressa como:

$$\text{Extinction - ratio} = X(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L)|^2 dt} \quad (5.3.4)$$

A taxa de extinção é geralmente expressa em unidades de decibéis (dB) usando:

$$XR[dB] = 10 \cdot \operatorname{Log}_{10} X(R) \quad (5.3.5)$$

O *cross-talk* é a presença de um sinal indesejado através de algum tipo de mecanismo de acoplamento entre o canal perturbado e os canais perturbadores. Isso deve ser mantido como mínimo possível. Expresso em unidades de dB o *cross-talk* é dado por:

$$XT = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(0)|^2 dt} \quad (5.3.6)$$

$$\text{cross-talk}[dB] = Xtalk_j = 10 \cdot \log_{10}(XT) \quad (5.3.7)$$

Outro parâmetro muito importante analisado neste capítulo é o fator de compressão. Fisicamente ele determina o quanto o pulso alargou ou comprimiu ao longo da propagação. É definido como sendo a relação entre a largura temporal do pulso de entrada (guia 1) pela largura temporal do pulso na saída (guia de 2).

$$FC = \frac{T(0)}{T(L)} = \frac{\tau_{entrada}}{\tau_{saida}} \quad (5.3.8)$$

onde τ_{saida} representa a duração temporal do pulso na saída do dispositivo e $\tau_{entrada}$ representa a largura temporal do pulso na entrada do dispositivo. Para uma melhor análise do comportamento do dispositivo, um estudo foi feito em três configurações diferentes, operando com três diferentes valores da potência de entrada. Inicialmente foi usado uma potência de entrada abaixo da potência crítica $P=1W < P_c$, logo após usamos uma potência igual a potência crítica $P=1.73W = P_c$ e num terceiro momento foi utilizado uma potência de entrada acima do valor da potência crítica $P=1.95W > P_c$. De acordo com a condição inicial mencionada na equação. (5.3.1), considerou-se que o canal 1 é o canal que recebe o sinal e o canal 2 não tem luz na entrada.

5.4 Resultados e discussões

A operação de um filtro demultiplexador na configuração do IM, foi inicialmente proposta por Hill et al ^[6]. Considera-se aqui que o pulso inserido na entrada irá interagir com o acoplador e irá passar por ambas as grades 1 e 2. Os feixes refletidos irão retornar e novamente interagir no acoplador. Para que ocorra o chaveamento para o canal 2 (canal do drop) no processo de reflexão é necessário a aplicação de uma fase extra do tipo $exp(i\phi\pi)$ numa das amplitudes de reflexão das grades. Neste caso a fase é aplicada à amplitude de reflexão da grade 1, associada ao braço 3 do acoplador. Nesta configuração o comportamento add/drop ocorrerá. A Figura 5.2

mostra a curva de transmissão através do canal 2 em função da defasagem para três potências diferentes valores de potência ($P=1W < P_c$; $P=1.73W$; $P_c=1.95W > P_c$). Considerando uma potência abaixo da potência crítica ($P=1W$), pode-se notar que em $\varphi=0$, a transmissão é um valor em torno de $T=47\%$. Logo após esta fase há uma queda na transmissão apresentando um mínimo em torno $T=15\%$ em $\varphi=0,03\pi$. Com o aumento da fase uma transmissão $T=78\%$ ocorre em $\varphi=0,48\pi$, após este máximo. Após esse máximo, há uma diminuição na transmissão chegando a um mínimo de $T=21\%$, na fase $\varphi=1,51\pi$. Logo após esse intervalo, há um crescimento da transmissão com um novo máximo em torno de $T=84\%$ em $\varphi=1,96\pi$.

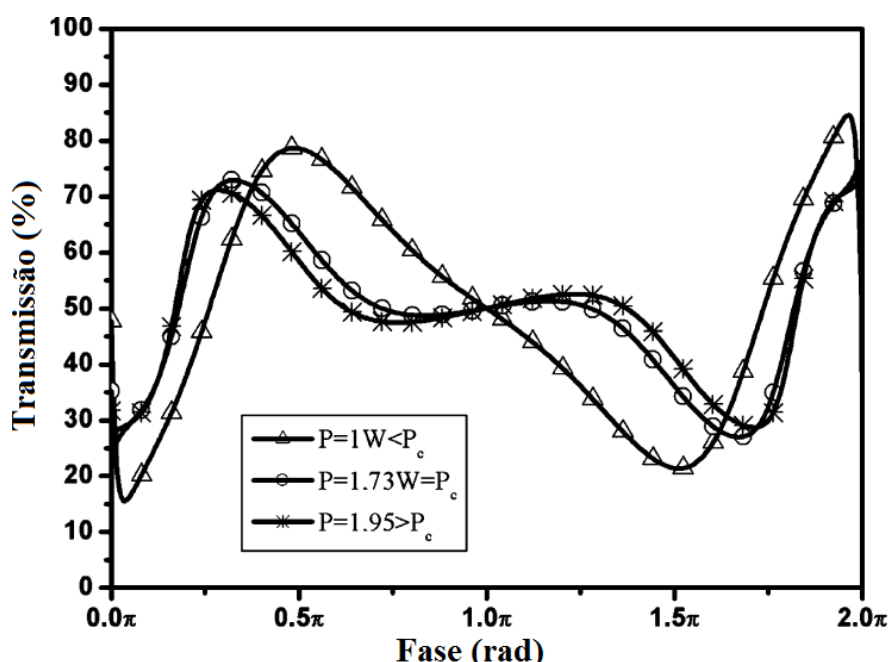


Figura 5.2. Resposta de transmissão do IM para três valores de potência fixa de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$)

observando a curva de transmissão no canal drop, podemos notar uma semelhança para os três casos de potências considerados, ou seja, para potências iguais e acima da crítica o comportamento é semelhante ao da potência abaixo da crítica (ver figura 5.2). Para $P = 1.73W$ na fase $\varphi=0$, a transmissão inicia em torno de $T = 35\%$, seguida de um decréscimo com o aumento da fase para $T = 25\%$, em $\varphi=0,03\pi$. Mais uma vez, com o aumento da fase, observa-se um aumento na transmissão, onde o primeiro máximo é observado em $\varphi=0,32\pi$ e $T = 73\%$. No intervalo $\varphi=0,32\pi$ a $\varphi=1,67\pi$, ocorre uma queda na transmissão chegando a um mínimo de $T = 21\%$ exatamente em $\varphi=1,67\pi$.

É importante observar que em $\varphi = \pi$, há uma transmissão de 50% para os três casos de potência de entrada. Pode-se concluir que a energia no canal drop (canal 2) apresenta dois valores significativos para $P = 1.73W$, primeiro em $\varphi = 0,48\pi$, $T = 74\%$ e $\varphi = 1,96\pi$ e $T = 78\%$. Para uma potência acima da potência crítica $P = 1.95W$, os valores obtidos se aproximam muito dos valores obtidos para a potência crítica, o que na prática torna-se inviável trabalhar com uma potência elevada para obter o mesmo resultado quando se usa uma potência mais baixa. A figura 5.3 (ver equações 5.3.4 e 5.3.5) mostra a taxa de extinção (XR) para três casos de potência em função do defasamento. Verificou-se que para as três potências usadas, as curvas apresentam comportamentos semelhantes. A taxa de extinção apresenta valores máximo e mínimos para os três casos estudados. Para $P < P_c$ há dois valores mínimos: primeiro em $\varphi = 0,03\pi$, $XR = -7,36dB$ e o segundo $XR = -5,66dB$ em $\varphi = 1,52\pi$. Para a potência crítica existe dois valores mínimos: o primeiro $XR = -4,73dB$ ($\varphi = 0,03\pi$) e o segundo $XR = -4,26dB$ ($\varphi = 1,68\pi$) e para potência acima da crítica os valores mínimos apresentados são: $XR = -4,22dB$ ($\varphi = 0,03\pi$) e o segundo $XR = -3,91dB$ ($\varphi = 1,71\pi$). Os valores máximos para $P < P_c$ acontecem em $\varphi = 0,49\pi$, $XR = 5,60dB$ e $\varphi = 1,96\pi$, $XR = 7,32dB$. Para $P = P_c$ os valores máximos de XR são observados em $\varphi = 0,32\pi$, $XR = 4,27dB$ e $\varphi = 1,99\pi$, $XR = 5,03dB$. Para $P > P_c$ os valores máximos são observados em $\varphi = 0,28\pi$, $XR = 3,93dB$ e $\varphi = 1,99\pi$, $XR = 4,45dB$. Pode-se concluir que o aumento da potência de entrada diminui os valores de taxa de extinção. Também é importante observar, bem como na transmissão, que na fase $\varphi = 0$, há uma Xratio de 0 dB para as três potências analisadas.

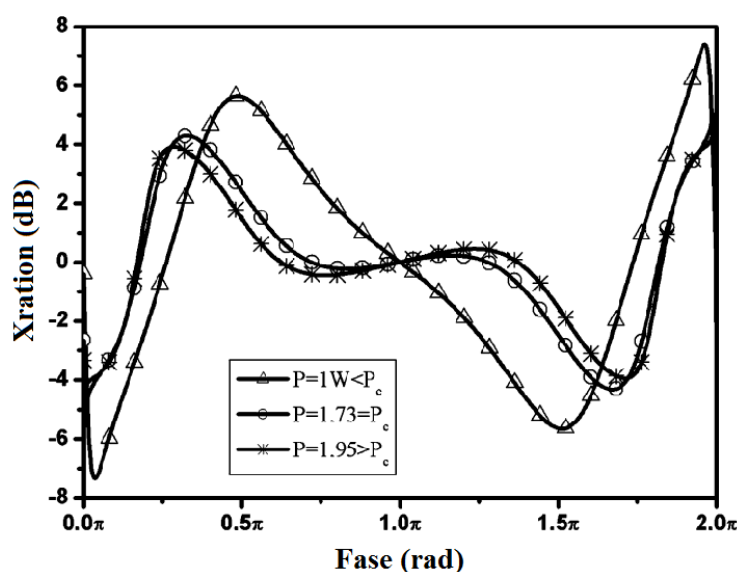


Figura 5.3. Medidas do Coeficiente de Extinção do IM em função da fase para três valores de potência de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$)

Analisando as curvas de taxa de extinção observa-se que a fase que atribui maior valor é $\varphi=1,96\pi$ o que corresponde a um $XR = 7,32\text{dB}$ para $P = 1\text{W}$. Podemos concluir que o dispositivo apresenta um melhor comportamento quando opera na potência abaixo da crítica ($P = 1\text{W}$) aplicando uma fase $\varphi=1,96\pi$ ($XR = 7,32\text{dB}$).

A figura 5.4, mostra o “crosstalk” para os três casos de potência de entrada em função da fase. Observa-se que para $\varphi=0$, tem-se um crosstalk inicial em torno de $-2,83\text{dB}$, $-1,89\text{dB}$ e $-1,65\text{dB}$, para ($P_o = 1\text{W}$), ($P_c = 1.73\text{W}$) e ($P_o = 1.95\text{W}$) respectivamente. Para $P < P_c$, existem dois picos máximos: primeiro em $\varphi= 0,03\pi$, $X_{\text{talk}}= -0,74\text{dB}$ e segundo, $\varphi= 1,53\pi$, $X_{\text{talk}}= -1,04\text{dB}$. Os valores mínimos para $P < P_c$ ocorrem em $\varphi= 0,49\pi$ ($-6,69\text{dB}$) e $\varphi= 1,96\pi$ ($-8,13\text{dB}$). Para $P = P_c$ os valores máximos de X_{talk} são observados em $\varphi= 0,07\pi$, $X_{\text{talk}}= -1,25\text{dB}$ e $\varphi= 1,69\pi$, $X_{\text{talk}}= -1.36\text{dB}$. Os valores mínimos para $P = P_c$ ocorrem em $\varphi= 0,32\pi$ ($-5,63\text{dB}$) e $\varphi= 1,99\pi$ ($-6,20\text{dB}$). Para $P > P_c$, os valores máximos são observados em $\varphi= 0,04\pi$, $X_{\text{talk}}= -1,39\text{dB}$ e $X_{\text{talk}}= -1,48\text{dB}$ em $\varphi= 1,72\pi$. Para $P > P_c$, os valores mínimos ocorrem em $\varphi= 0,28\pi$, $X_{\text{talk}}= -5,37\text{dB}$ e $\varphi= 1,99\pi$, $X_{\text{talk}}= -5,79\text{dB}$. Como nas duas análises anteriores, a fase $\varphi = \pi$ apresenta uma particularidade, para as três potências $X_{\text{talk}} = -3\text{dB}$.

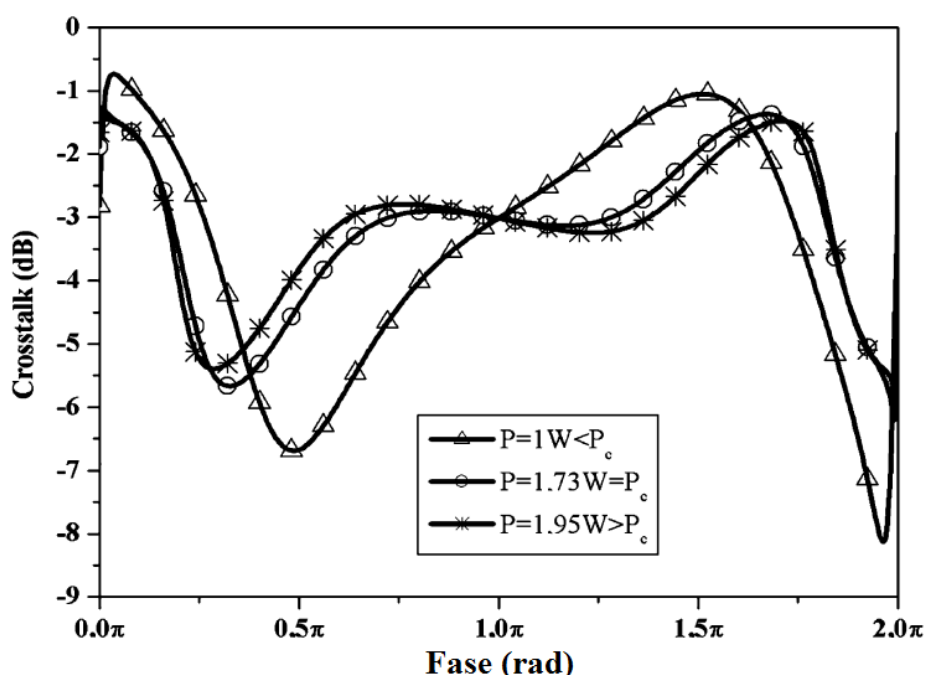


Figura 5.4. Medidas do “crosstalk” do IM em função da fase para três valores de potência de entrada: ($P_o = 1\text{W}$), ($P_c = 1.73\text{W}$) e ($P_o = 1.95\text{W}$)

As ressonâncias observadas no cross-talk e relação de extinção são funções não-lineares da potência de entrada e dos fenômenos da interferência não-lineares,

resultantes entre as ondas refletidas pelas grades de Bragg que interferem-se durante a propagação no acoplador. Pode-se concluir que as melhores fases associadas aos maiores valores para o Xratio são: $\varphi = 0,49\pi$, $XR = 5,60\text{dB}$ e $\varphi = 1,96\pi$, $XR = 7,32\text{dB}$ e os valores mais baixos para o Xtalk de -6.69 dB e -8.13 dB para as mesmas fases respectivamente. Para ambas as simulações observa-se que o melhor comportamento do dispositivo ocorre quando utilizamos uma potência abaixo da crítica ($P = 1\text{W}$).

Considerando agora o perfil temporal do pulso selecionado no canal 2 (drop), é importante considerarmos a equação (5.3.8) que defini o fator de compressão FC. É definido como o quociente entre a largura temporal do pulso na entrada do dispositivo e a largura temporal do pulso selecionado na saída (canal 2). Em outras palavras, quando a largura temporal do pulso de saída for maior que a largura do pulso de entrada, o fator de compressão deve ser menor que 1 ($FC < 1$). Isto, significa que o pulso selecionado no canal 2 alargou em relação ao pulso incidente, caso contrário se o pulso comprime o fator de compressão deve ser maior que 1 ($FC > 1$). Para uma configuração onde a largura temporal do pulso de entrada é a mesma que a largura temporal do pulso de saída, o pulso mantém a duração temporal original e $FC = 1$. As figuras 5.5 e 5.6 mostram as curvas para o fator de compressão para as potências ($P_o = 1\text{W}$), ($P_c = 1.73\text{W}$) e ($P_o = 1.95\text{W}$) e as formas dos pulsos em função da fase, respectivamente. Na figura 5.5a, para a potência abaixo da crítica $P = 1\text{W}$ na fase $\varphi = 0$, já é notada uma pequena compressão que aumenta ligeiramente até que $FC = 1,44$ em $\varphi = 0,008\pi$. No intervalo de fase de $0,008\pi$ a $0,43\pi$, ocorre o alargamento do pulso e começa a comprimir novamente em $\varphi = 0,54\pi$ onde $FC = 1,88$. Novamente, o pulso começa a alargar em $\varphi = 1,25\pi$. A partir dessa fase, uma forte compressão é notada, aumentando o FC para 2,79 em $\varphi = 1,95\pi$. Logo após ocorre uma quebra no pulso, sendo justificada por queda brusca no fator de compressão. Comparando as figuras 5.5a, 5.5b e 5.5c, pode se notar que as curvas para o fator de compressão são bastante semelhantes para as três potências estudadas. No entanto, com o aumento da potência pode se notar que as regiões de compressão são cada vez maiores. A figura 5.6 mostra as formas dos pulsos de saída (no canal drop) do dispositivo para as ($P_o = 1\text{W}$), ($P_c = 1.73\text{W}$) e ($P_o = 1.95\text{W}$) e diferentes valores de fase. Para a potência $P = 1\text{W}$, onde se obtém os maiores valores para Taxa de Extinção ($\varphi = 1,25\pi$; $5,6\text{dB}$) e ($\varphi = 1,96\pi$; $7,32\text{dB}$) e menores valores de “CrossTalk” ($-6,69\text{dB}$ e $8,13\text{dB}$) respectivamente, pode ser observado nas Figuras 5.5a e 5.6a que $CF = 0,66$ ($\tau_{\text{output}} = 3\text{ ps}$) e $CF = 0,56$ ($\tau_{\text{output}} = 3,7\text{ ps}$), respectivamente. As figuras 5.5b e 5.6b mostram o FC e o perfil temporal dos pulsos em função das fases aplicadas para uma potência igual à potência crítica ($P = 1,73\text{W}$) respectivamente.

Verifica-se que a compressão do pulso nesta configuração se dar de forma muito mais intensa e muito mais rápida se comparada com o caso em que usamos a potência abaixo da crítica ($P = 1W$). No entanto, o presente pulso está estreito inicialmente em $\varphi = 0$ e continua a comprimir até $\varphi = 0,11\pi$ onde $FC = 1,90$. No intervalo de $\varphi = 0,17\pi$ a $\varphi = 0,31\pi$, o pulso se mantém mais largo. Na fase $\varphi = 0,31\pi$, o fator de compressão $FC = 2,79$, o pulso se mantém estreito e diminuindo sua compressão até a fase $\varphi = 1,34\pi$ onde novamente começa a alargar até uma fase em torno $\varphi = 1,64\pi$. A partir desta fase, o pulso volta a comprimir de forma muito rápida e intensa. Para as fases onde X_{ration} tem um maior valor ($\varphi = 0,31\pi$, e $4,30\text{dB}$ e $\varphi = 1,99\pi$ e $5,03\text{dB}$) e baixos valores para o *Crosstalk* ($-5,66\text{dB}$ e $6,21\text{dB}$) respectivamente, o comportamento do pulso pode ser observado nas figuras 5.5b e 5.6b para os valores de fator de compressão $FC = 0,62$ e $0,82$ respectivamente.

As figuras 5.5c e 5.6c mostram o FC e o perfil temporal do pulso de saída no canal 2 aplicando um potência de entrada acima da crítica ($P = 1,95W$). Pode se notar na figura 5.6c que a deformação na forma do pulso é muito forte se comparada com as configurações anteriores. Um crescimento na intensidade de pico do pulso devido à compressão temporal também foi verificado. Na Figura 5.5c, verifica-se que com o aumento da defasagem, o pulso está apresentando forte compressão, onde um aumento da intensidade do pulso devido ao efeito de maior compressão também é notado (ver Figura 5.6c). Na figura 5.5c a máxima compressão ocorre para $FC = 3.54$ em $\varphi = 0,14\pi$. Logo em seguida a primeira quebra do pulso é verificada. O pulso quebra novamente em $\varphi = 1,99\pi$ quando $FC = 2,86$. O pulso está apresentando um alargamento no intervalo de $\varphi = 1,20\pi$ a $\varphi = 1,59\pi$, como pode ser visto na Figura 5c. Para as fases onde se tem o maior valor de taxa de X_{ration} ($\varphi = 0,27\pi$; $3,90\text{dB}$ e $\varphi = 1,98\pi$; $4,38\text{dB}$) e baixos valores de X_{talk} ($-5,41\text{dB}$ e $-5,76\text{dB}$) respectivamente, pode se verificar os valores para fator de compressão $FC = 1,85$ e $1,87$ respectivamente e o comportamento do pulso nas figura 5.5c e 5.6c. Usando uma potência abaixo da crítica ($P = 1W < P_c$) podemos notar que o pulso apresenta o melhor comportamento comparado com as outras duas configurações. A quebra do pulso é está associada ao alargamento do pulso durante a passagem de um guia para o outro.

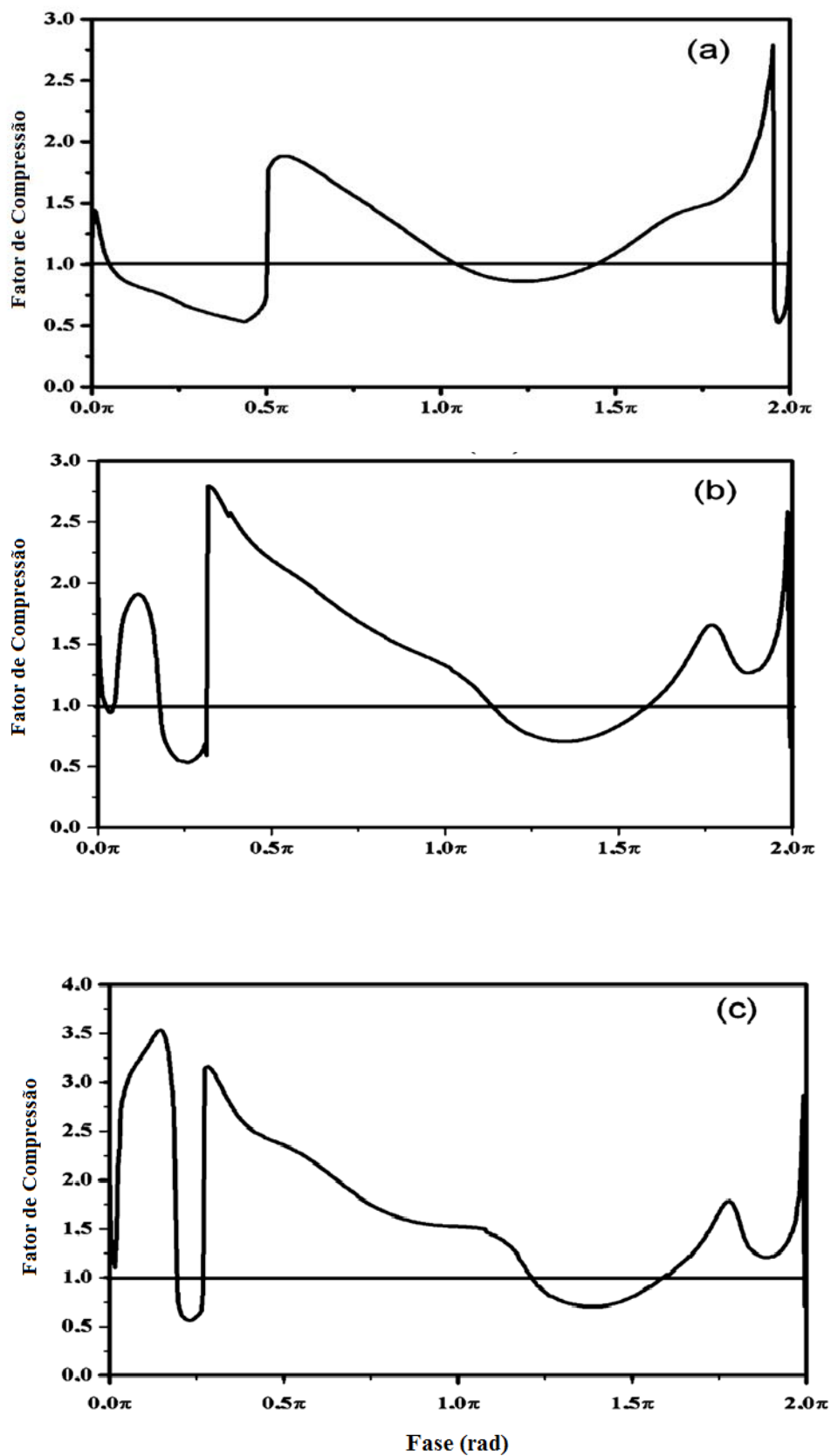


Figura 5.5 Fator de Compressão para o Interferômetro de Michelson excitado com um pulso de 2ps em função da fase para três valores de potência de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$)

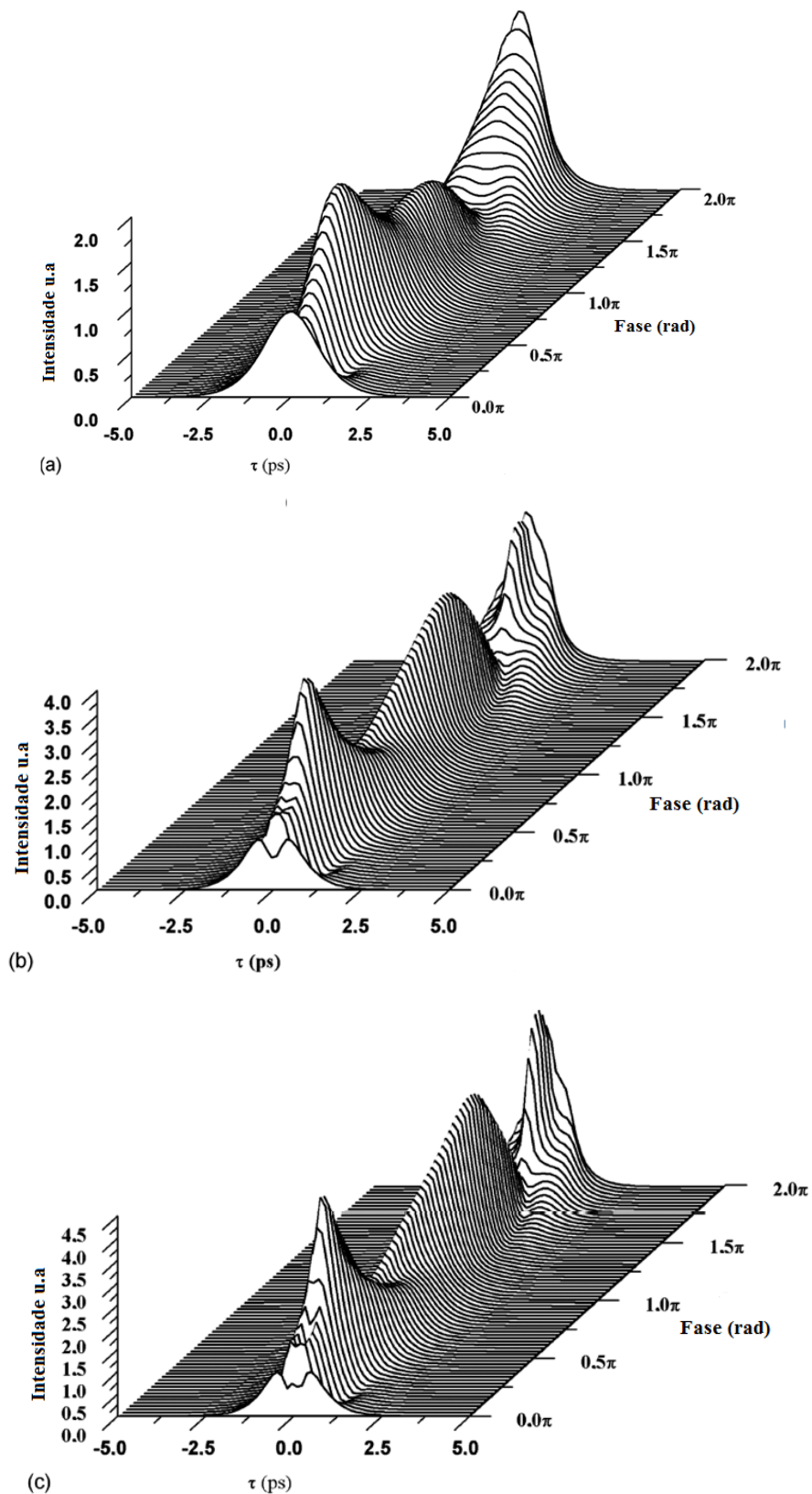


Figura 5.6. Perfil temporal dos pulsos adicionados ao canal 2 (drop) em função da fase para três valores de potência de entrada: ($P_o = 1W$), ($P_c = 1.73W$) e ($P_o = 1.95W$)

5.5. Conclusões do Capítulo

Neste capítulo foi apresentada uma investigação numérica da propagação e chaveamento de pulsos ultra-curtos (~ 2 ps) usando um Interferômetro de Michelson de fibra óptica. Devido aos efeitos não-lineares presentes no dispositivo, verifica-se que a transmissão, o coeficiente extinção, crosstalk e fator de compressão apresentam um comportamento não linear em função das potências aplicada no dispositivo e da fase aplicada na amplitude do pulso refletido por uma das grades de Bragg. Três valores de potências de entradas foram utilizados: Utilizamos três valores de potência de entrada: abaixo da potência crítica de chaveamento ($P_0=1W < P_c$), igual à potência crítica ($P_0=1.73W = P_c$) e acima da potência crítica ($P_0=1.95W > P_c$). Para a potência abaixo da crítica os valores mais elevados para a Taxa de Extinção estão em torno de 5,60dB e 7,32dB, nas respectivas fases $\varphi = 0,49\pi$ e $\varphi = 1,96\pi$ e menores valores para o Xtalk (-6,69dB e -8,13dB) são obtidos respectivamente. Para potências mais elevadas uma diminuição na taxa e extinção e um aumento no crosstalk são observados. Nestas configurações ($P_0=1W < P_c$), os pulsos chaveados para o canal 2 (drop) apresentam alargamento como pode ser observado quando fator de compressão apresenta valores $FC = 0,66$ e $0,56$ respectivamente. Através deste estudo, pode-se verificar que as características de transmissão, coeficiente de extinção, crosstalk e CF são fortemente dependentes da não-linearidade do acoplador, e o melhor desempenho do dispositivo é obtido quando opera com uma potência abaixo da potência crítica ($P = 1W$).

Referências Bibliográficas

- [1]. Kashyap, R. 1999. A simplified approach to Bragg-grating-based Michelson and the in-coupler Bragg grating add/drop multiplexers. Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication (OFC/IOOC'99).
- [2]. Bilodeau, F., Malo, B., Johnson, D. C., Albert, J., and Hill, K. O. 1994. High return loss narrowband all fiber bandpass Bragg transmission filter. IEEE Photonics Technology Letters 6(1):80.
- [3]. Whalen, M. S., Divino, M. D., and Alferness, R. C. 1986. Demonstration of a narrowband Bragg-reflection filter in a singlemode fibre directional coupler. Electronics Letters 22(12):472– 511.
- [4]. Betzl, D. C., Thursby, G., Culshaw, B., and Staszewski, W. 2003. Acousto-ultrasonic sensing using fiber Bragg gratings. Institute of Physics Publishing 12:122– 128.
- [5]. Kashyap, R. 1999. Fibre Bragg Gratings. London: Academic Press.
- [6]. Hill, K. O., Johnson, D. C., Bilodeau, F., and Faucher, S. 1987. Narrow bandwidth optical waveguide transmission filters. Electronics Letters 23(9):465–466.
- [7]. Filho, A. F. G. F., Sousa, J. R. R., Lima, F. T., Fraga, W. B., Guimaraes, G. F., Mendonça, J. W. M. and Sombra, A. S. B. 2008. A performance study of a nonlinear all fiber Michelson interferometer, add-drop multiplexer, based in fiber Bragg grating mirrors. Optical and Quantum Electronics 40(7):525–534.
- [8]. Kobayashi, S., Sawada, M., Suda, T., Ogura, K., and Tsushima, H. 2007. Narrow tunable polysilane optical waveguide Bragg grating filters. IEEE Photonics Technology Letters 19(6): 363–365.
- [9]. Murakami, Y. 2005. Characteristics of a grating-folded optical directional coupler. Fiber and Integrated Optics 24(5):445–456.
- [10]. Ortega, B., Capmany, J., Pastor, D., Tallone, L., and Boschis, L. 1998. Analysis of the back reflected signal in an all fiber bandpass Bragg transmission filter. IEEE Photonics Technology Letters 10(8):1124–1126.
- [11]. Kashyap, R. 1998. A new class of fibre grating based band-pass filters: The asymmetric interferometer. Optics Communications 153:14–18.
- [12]. Gear, C. W. 1971. Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall.
- [13]. Acton, F. S. 1970. Numerical Methods That Work, corrected edition (1990), Chapter 5. Washington, DC: Mathematical Association of America.

- [14]. Yariv, A. 2002. Coupled-wave formalism for optical waveguiding by transverse Bragg reflection. *Optics Letters* 27:936–938.
- [15]. Orlov, S. S., Yariv, A., and Van Essen, S. 1997. Coupled mode analysis of fiber optic add-drop filters for dense wavelength division multiplexing. *Optics Letters* 22:688–690.
- [16]. Agrawal, G. P. 2001. *Applications of Nonlinear Fibre Optics*, 1st ed. Boston: Academic Press.
- [17]. Leóński, W., and Miranowicz, A. 2004. Kerr nonlinear coupler and entanglement. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* 6:S37–S42.
- [18]. Fraga, W. B., Menezes, J. W. M., da Silva, M. G., Sobrinho, C. S., and Sombra, A. S. B. 2006. All optical logic gates based in an asymmetric nonlinear directional coupler. *Optics Communications* 262(1):32–37.
- [19]. Agrawal, G. P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Chapter 1, pp. 11–15.
- [20]. Chen, L. R., Benjamin, S. D., Smith, P. W. E., and Sipe, J. E. 1998. Applications of ultrashort propagation in Bragg grating wavelength-division multiplexing and code-division multiple access. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34(11):2117–2129.
- [21]. Chen, L. R., Benjamin, S. D., Smith, P. W. E., and Sipe, J. E. 1998. Applications of ultrashort propagation in Bragg grating wavelength-division multiplexing and code-division multiple access. *IEEE Journal of Quantum Electronics* 34(11):2117–2129.

Capítulo 6

Neste capítulo apresentamos um estudo de simulação numérica do desempenho da codificação e decodificação de pulsos ópticos curtos (*ps*) em sistemas **OCDMA** (**Optical Code Division Multiple Access** – acesso múltiplo por divisão de código no domínio óptico) baseado em **FBG** (**Fiber Bragg Grating** – grade de Bragg em fibra óptica) onde os códigos são inseridos através de saltos discretos na fase óptica ($\pm\pi$). Para geração de pulsos codificados foram utilizados códigos de **Gold** obtidos analiticamente. Analisamos como a inserção de códigos adicionais afetam a auto-correlação e correlação cruzada. O interferômetro de Michelson estudado nos (capítulos 2 e 3) foi utilizado para propagação e chaveamento de sinais codificados. Baseados nas características de Transmissão (T) e Taxa de extinção (XR) fizemos um estudo do dispositivo como multiplexador /demultiplexador add/drop na recuperação de pulsos codificados.

6.1. Introdução

A crescente demanda por tráfego de informações traz a necessidade do avanço da capacidade e funcionalidade dos sistemas de comunicações. Neste contexto características como largura de banda, segurança da informação transmitida e taxa de transmissão de dados são pontos cruciais para evolução dos sistemas.

Técnicas de acesso e multiplexação possibilitam a existência simultânea de diversos usuários na rede compartilhando o mesmo meio em determinado domínio óptico. As técnicas mais conhecidas são **TDMA** (**Time Division Multiple Access** – acesso múltiplo por divisão no tempo), **FDMA** (**Frequency Division Multiple Access** – acesso múltiplo por divisão na frequência) e **CDMA** (**Code Division Multiple Access** – acesso múltiplo por divisão de código). Na técnica de acesso múltiplo por divisão do tempo cada usuário transmite seqüencialmente e em intervalo de tempo próprio. Na técnica FDMA os usuários transmitem a informação simultaneamente, porém para cada usuário é designado uma faixa de frequência diferente. Por último, no CDMA todos os usuários transmitem ao mesmo tempo espalhados na faixa de frequência disponível e os usuários são diferenciados por um código próprio^[1]. Projetos de codificação e decodificação foram demonstrados utilizando parâmetros ópticos como amplitude e fase manipuladas nas FBGs (Fiber Bragg Grating). Uma das formas

de codificar sinais ópticos utilizando **FBGs** é organizar as grades em uma sequência específica, se perfazendo da frequência central de reflexão das grades. Neste esquema de codificação a posição da grade e o comprimento de onda de reflexão são os pontos chaves para codificar a informação espectralmente e temporalmente. Já a decodificação é realizada dispondo a sequência de grades codificadoras de maneira inversa.

Nas grades de Bragg convencionais uniformes, a modulação no índice de refração da fibra acontece de forma periódica ^[6-8]. Neste trabalho são utilizadas basicamente duas formas de codificação de pulsos ópticos baseado em grades de Bragg: Primeiro uma codificação em amplitude onde o pulso pode ser codificado alterando a estrutura periódica da grade. Em codificação em amplitude, o código é inserido através da presença/ausência de amplitude de modulação da **FBG**. A segunda forma utiliza-se a fase óptica da luz como parâmetro de codificação, uma forma interessante na medida em que se sabe que códigos bipolares exibem melhores correlações cruzadas que códigos unipolares, conseqüentemente, uma menor interferência entre canais, e mais usuários para um determinado comprimento de código é obtido^[2-4]. A tecnologia de codificação utilizando a fase óptica da luz como parâmetro é alcançada inserindo saltos discretos de fase ($\pm \pi$) em posições específicas ao longo do comprimento da Bragg em fibra. As sequências das fases inseridas são definidas pelo código utilizado. Vários códigos são utilizados em sistemas de espelhamento espectral. Entre os códigos podemos citar: Códigos de Barker, sequência M ou sequência de comprimento máximo, Códigos de Gold e Códigos de Kasami . Os códigos utilizados neste trabalho foram os códigos de Gold e sequência M . Devido às excelentes propriedades de autocorrelação a sequência M é utilizada nas etapas de sincronismo de alguns sistemas de comunicações. Os códigos de sequência M não possuem boas propriedades de correlação cruzada. A sequência M pode ser gerada por um gerador de sequências sendo este definido a partir de um polinômio de grau n de coeficientes binários. O período de uma sequência é no máximo $N = 2^n - 1$ sendo n o número de andares de registro de deslocamento ^[2, 3]. A vantagem relativamente às sequências M é que passa a haver mais sequências (de Gold) com funções de correlação cruzada só com três valores. Isso é desejável em certas aplicações (CDMA, por exemplo). Por possuir uma correlação cruzada melhor que as sequências M , realizamos a simulação da interferência entre dois canais na decodificação apenas utilizando o código de Gold. Neste Capítulo utilizamos das técnicas de codificação usando grade de Bragg para propagarmos pulsos codificados através do Interferômetro de Michelson em Fibras.

6.2. GERAÇÃO ANALÍTICA DE CÓDIGOS

Podem-se classificar esquemas de codificação OCDMA em seis categorias principais: codificação na amplitude do pulso, codificação na fase do pulso, codificação na amplitude espectral, em fase espectral, codificação espacial e codificação no comprimento de onda-tempo. O primeiro método é baseado no processamento incoerente envolvendo códigos no domínio do tempo. Apesar da fácil implementação o método da codificação na amplitude do pulso requer códigos unipolares pseudo-ortogonais, estes com função de cross-correlação não-zero. A codificação na fase do pulso usa processamento coerente, permitindo o uso de códigos ortogonais bipolares, tais como, sequência de comprimento máximo ou sequência M, códigos de Walsh e códigos de Gold, estes possuindo funções de cross-correlação *close-to-zero* [2].

Os métodos de codificação na fase e amplitude espectral são executados no domínio de comprimento de onda, onde a natureza espectral dos códigos são desacopladas da natureza temporal dos dados. A codificação espacial utiliza múltiplas fibras ou fibras multi-núcleos com códigos ópticos bidimensionais no domínio do tempo e espaço simultaneamente [2]. Já o método de codificação comprimento de onda-tempo usa códigos bidimensionais no domínio do comprimento de onda e tempo, estes oferecem baixa probabilidade de interceptação, oferecendo escalabilidade e flexibilidade [2].

6.3 Sequências M

Um gerador de sequência pode ser definido por um polinômio de grau n de coeficientes binários conhecido como polinômio gerador ou polinômio característico. O período das sequências é no máximo $N = 2^n - 1$. Uma sequência que possua período máximo é chamada de sequência de comprimento máximo ou sequência M, também conhecidas como sequências pseudo-aleatórias ou sequência PN (*pseudonoise*) [3].

Considerando um polinômio gerador e um conteúdo inicial podemos construir uma sequência de valores 0 e 1. Se o polinômio gerador for primitivo a sequência será uma sequência de comprimento máximo. A tabela 6.1 apresenta os polinômios primitivos até o grau 10, onde os polinômios estão representados sobre a forma octal. Nesta tabela não estão apresentados os polinômios recíprocos. Desta forma estão representados metade dos polinômios primitivos possíveis [4]. Neste trabalho foi considerado polinômios primitivos para nossas simulações, dados por:

→ 103 → 001000011 → $f(x) = x^6 + x + 1$

→ 147 → 001100111 → $g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + x + 1$ [2.2],

com $n = 6$, ou seja, possuem comprimento de $N = 2^6 - 1 = 63$.

Grau n	Representação Octal
2	7
3	13
4	23
5	45, 75, 67
6	103, 147, 155
7	211, 217, 235, 367, 277, 325, 203, 313, 345
8	435, 511, 747, 453, 545, 537, 703, 543
9	1021, 1131, 1461, 1423, 1055, 1167, 1541, 1333, 1605, 1751, 1743, 1617, 1553, 1157
10	2011, 2415, 3771, 2157, 3515, 2773, 2033, 2443, 2461, 3023, 3543, 2745, 2431, 3177

Tabela 6.1 Polinômios primitivos com grau $n \leq 10$ em representação octal.

Para gerarmos a sequência binária a partir de polinômios, consideramos o conteúdo inicial, que para f foi utilizado $a(x) = x^4 + x^2 + 1$ e para g consideramos o polinômio $b(x) = x^4 + x^3 + x$, pois se o polinômio característico for primitivo, qualquer conteúdo inicial gera uma sequência M. Desta forma, para calcular a sequência, primeiro é calculado o polinômio recíproco do polinômio gerador. Assim,

- Calcula-se o polinômio recíproco;

$f(x) = x^6 + x + 1 \rightarrow 1000011 \Rightarrow 1100001 \rightarrow f_r(x) = x^6 + x^5 + 1$

- Multiplica-se o conteúdo inicial pelo polinômio recíproco, e considera-se o polinômio com grau $\leq n - 1 = 5$;

$$a(x) \times f_r(x) = (x^4 + x^2 + 1) \times (x^6 + x^5 + 1) = x^{10} + x^9 + x^8 + x^7 + x^6 + x^5 + x^4 + x^2 + 1$$

Assim, obtemos um polinômio igual a $x^5 + x^4 + x^2 + 1$. A sequência é então obtida através da divisão deste polinômio pelo polinômio recíproco:

$$\frac{1 + x^2 + x^4 + x^5}{1 + x^5 + x^6} = 1 + x^2 + x^4 + x^6 + x^7 + x^8 + x^9 + x^{10} + x^{11} + x^{17} + x^{22} \dots, \text{ que gera a}$$

sequencia abaixo:

Sequência 1 $\{S_1\}$: [1 0 1 0 1 0 1 1 1 1 1 1 0 0 0 0 0 1 0 0 0 0 1 1 0 0 0 1 0 1 0 0 1 1 1 1 0 1 0 0 0 1 1 1 0 1 1 0 1 1 0 1 1 0 0 1].

O mesmo foi realizado para o polinômio $g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + 1$:

- Polinômio recíproco;

$$g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + x + 1 \rightarrow 1100111 \Rightarrow 1110011 \rightarrow g_r(x) = x^6 + x^5 + x^4 + x + 1$$

- Multiplica-se o conteúdo inicial pelo polinômio recíproco, e considera-se o polinômio com grau $\leq n - 1 = 5$;

$$b(x) \times g_r(x) = (x^4 + x^3 + x) \times (x^6 + x^5 + x^2 + x + 1), \text{ obtendo-se } x^3 + x^2 + x$$

Desta forma, obtemos,

$$\frac{x + x^2 + x^3}{1 + x + x^4 + x^5 + x^6} = x + x^3 + x^4 + x^6 + x^7 + x^8 + x^9 + x^{10} + x^{11} + x^{13} + x^{15} \dots,$$

que gera a sequência abaixo:

Sequência 2 $\{S_2\}$: [0 1 0 1 1 0 1 1 1 1 1 1 0 1 0 1 1 1 0 0 0 1 1 0 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 1 1 1 1 0 0 0 1 1 1 0 0 0 1 0 0].

6.4 Códigos de Gold

Devido ao fato de possuir boas propriedades de autocorrelação, as sequências pseudo-aleatórias tornam-se bastante atrativas em sistemas de *Spread-spectrum*. Entretanto as propriedades de cross-correlação de duas sequências pseudoaleatórias de mesmo comprimento não apresentam o mesmo desempenho da autocorrelação, podendo apresentar altos picos de cross-correlação ^[3]. Consideramos dois polinômios

geradores para ilustrar o problema da cross-correlação, sendo $f(x) = x^3 + x + 1$ com conteúdo inicial dado por x^2 , e o polinômio gerador $g(x) = x^3 + x^2 + 1$ com conteúdo inicial $x^2 + x + 1$, que gerou através do método discutido na seção anterior as sequências $S_1 \rightarrow 0010111$ e $S_2 \rightarrow 1110100$, respectivamente.

A cross-correlação é calculada através da equação 2.1, ou seja, fixando umas das sequências (S_1), e comparando bit a bit para obtermos a quantidade de acordo e desacordos [3].

$$R_{a,b}(l) = A(a, b^{(l)}) - D(a, b^{(l)}) \quad (6.4.1)$$

onde, $R_{a,b}(l)$ é o valor para a cross-correlação para o deslocamento l , que pode variar de 0 a $2^n - 2 = 6$; $A(a, b^{(l)})$ é a quantidade de acordos entre a e $b^{(l)}$; $D(a, b^{(l)})$ é a quantidade de desacordos, ou seja, pela adição módulo 2 temos,

$$a_i \oplus b_{i-l} = \begin{cases} 0, & \text{se } a_i = b_{i-l} \\ 1, & \text{se } a_i \neq b_{i-l} \end{cases} \quad (6.4.2)$$

Assim, os valores para a cross-correlação entre f e g será

$l = 0$ 0010111 1110100 1100011 $a_i \oplus b_i$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow R_{a,b}(0) = -1$	$l = 1$ 0010111 1101001 1111110 $a_i \oplus b_{i-1}$ $A = 1$ e $D = 6 \Rightarrow R_{a,b}(0) = -5$
--	--

$l = 2$ 0010111 1010011 1000100 $a_i \oplus b_{i-2}$ $A = 5$ e $D = 2 \Rightarrow R_{a,b}(0) = +3$	$l = 3$ 0010111 0100111 0110000 $a_i \oplus b_{i-3}$ $A = 5$ e $D = 2 \Rightarrow R_{a,b}(0) = +3$
--	--

$l = 4$ 0010111 1001110 1011001 $a_i \oplus b_{i-4}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow R_{a,b}(0) = -1$	$l = 5$ 0010111 0011101 0001010 $a_i \oplus b_{i-5}$ $A = 5$ e $D = 2 \Rightarrow R_{a,b}(0) = +3$
--	--

$l = 6$ 0010111 0111010 0101101 $a_i \oplus b_{i-6}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow R_{a,b}(0) = -1$.
--

Fazendo o mesmo para a auto-correlação de f , mas observando que na equação 2.1 $R_{a,b}(l)$ torna-se $A_{a,a}(l)$, obtemos:

$l = 0$ 0010111 0010111 0000000 $a_i \oplus a_i$ $A = 7$ e $D = 0 \Rightarrow A_{a,a}(0) = 7$	$l = 1$ 0010111 0101110 0111001 $a_i \oplus a_{i-1}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(1) = -1$
---	--

$l = 2$ 0010111 1011100 1001011 $a_i \oplus a_{i-2}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(2) = -1$	$l = 3$ 0010111 0111001 0101110 $a_i \oplus a_{i-3}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(3) = -1$
--	--

$l = 4$ 0010111 1110010 1100101 $a_i \oplus a_{i-4}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(0) = -1$	$l = 5$ 0010111 1100101 1110010 $a_i \oplus a_{i-5}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(0) = -1$
--	--

$l = 6$ 0010111 1001011 1011100 $a_i \oplus a_{i-6}$ $A = 3$ e $D = 4 \Rightarrow A_{a,a}(0) = -1$.
--

Os resultados para autocorrelação e cross-correlação para o exemplo discutido acima são apresentados na figura 6.1

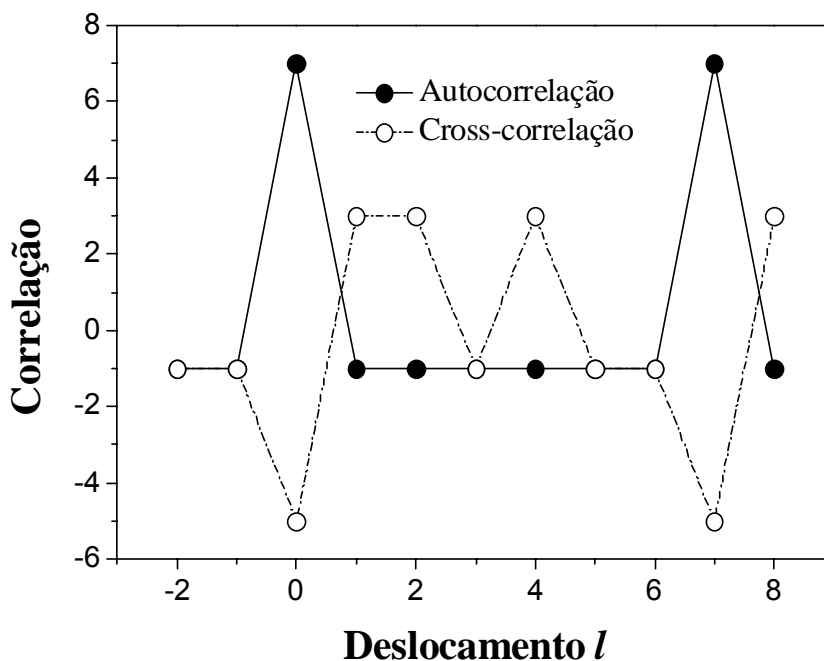


Figura 6.1. Cross-correlação entre os polinômios $f(x) = x^3 + x + 1$ e $g(x) = x^3 + x^2 + 1$ - linha tracejada. Autocorrelação do polinômio f linha contínua.

A cross-correlação de duas sequências *PN* possui valores altos em comparação a autocorrelação. Isto foi observado no exemplo apresentado na figura 1, onde encontramos picos de cross-correlação de -5, já a autocorrelação apresentou um pico com valor 7 repetindo-se com período igual a 7.

Para solucionar o problema da cross-correlação, Gold considera a adição modulo 2 (equação 6.2.2) bit a bit de duas sequências pseudo-aleatórias com o mesmo comprimento, mas gerada por polinômios primitivos diferentes (ver tabela 6.1) como os polinômios *f* e *g* apresentados na seção anterior ^[3]. Como o comprimento das sequências é $N = 2^n - 1$ a sequência gerada tem o mesmo comprimento. E se considerarmos o deslocamento de uma sequência relativamente a outra, cada deslocamento irá gerar através da adição módulo 2 uma sequência resultante diferente. Como são possíveis $2^n - 1$ deslocamentos, e considerando as duas sequências originais, então são possíveis $2^n + 1$ sequências de *Gold* de mesmo comprimento. *Gold* em ^[4] observou que, para determinados pares de sequências de comprimento máximo os picos de cross-correlação eram menores que para outros. Assim, as sequências de *Gold* são geradas com dois pares de sequência conhecidos como pares preferidos de comprimento máximo, alcançando picos de cross-correlação que possuem os menores valores entre quaisquer pares de sequências de comprimento máximo com mesmo período.

Desta forma, uma sequência de *Gold* é obtida combinando dois pares preferidos de sequências *M* por deslocamento de uma delas relativamente à outra. A figura 2 apresenta todos os pares preferidos de comprimento 63, onde os pares preferidos são aqueles que estão ligados através da linha ^[5]

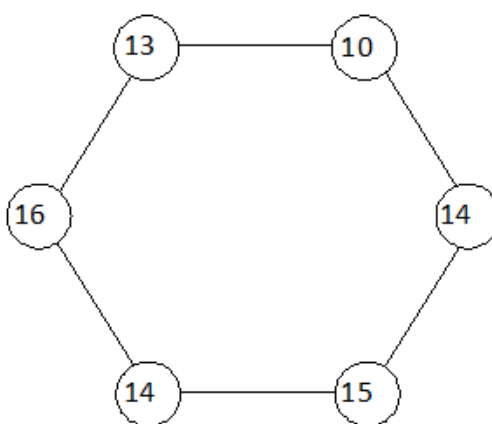


Figura 6.2. Pares preferidos de comprimento 63.

Como são possíveis $N = 2^n - 1$ deslocamentos de uma sequência relativamente à outra, existem $N + 2 = 2^n + 1$ sequências de Gold de comprimento N (incluindo as duas sequências originais). Neste trabalho utilizamos polinômios geradores com grau $n = 6$, $f(x) = x^6 + x + 1$ e $g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + 1$, desta forma podem ser gerados $2^6 + 1 = 65$ sequências de Gold, as duas originais mais os $N = 63$ possíveis deslocamentos. A partir de um par preferido $(s_1; s_2)$ obtemos um conjunto de seis sequências de Gold, contando com o par preferido. Os quatro códigos encontrados foram obtidos a partir da soma booleana com o deslocamento de uma sequência relativa à outra.

$$S_{Gold} = \{S_1; S_2; S_1 \oplus S_2; S_1 \oplus T^{-1}S_2; S_1 \oplus T^{-2}S_2; \dots; S_1 \oplus T^{-N+1}S_2\} \quad (6.4.3)$$

Através da equação(6.4.3) foram obtidas as quatro sequências de Gold apresentadas abaixo.

Sequência 3: $(S_1 \oplus S_2) \{S_3\}$: [1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 1 0 1 1 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 1 1 0 1 0 1 0 1 1 1 0 0 1 1].

Sequência 4: $(S_1 \oplus T^{-1}S_2) \{S_4\}$: [0 0 0 1 1 1 0 0 0 0 0 1 1 0 1 1 1 1 0 0 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 0 0 0 1 1 1 0 1 0 1 0 0 0 1 1 1 0 0 0 1].

Sequência 5: $(S_1 \oplus T^{-2}S_2) \{S_5\}$: [1 1 0 0 0 1 0 0 0 0 1 0 0 1 1 1 0 1 0 1 1 0 1 0 1 1 0 0 1 1 0 0 1 1 0 0 1 0 0 0 1 1 1 0 0 1 1 1 0 1 1 1 1 1 0 0 1 0 0 0].

Sequência 6: $(S_1 \oplus T^{-3}S_2) \{S_6\}$: [0 1 1 1 0 1 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 0 1 1 1 0 0 0 0 1 0 1 0 0 1 0 0 1 0 0 0 1 1 0 1 0 1 0 1 1 0 0 0 0 1 1 0 0 1 1 1 1 1 1 0 1 1].

6.5. Análise da codificação e decodificação de pulsos ópticos utilizando FBG

Para geração de pulsos ópticos codificados foram utilizadas as equações (4.2.5) e (4.2.6) através de simulações numéricas na linguagem Matlab e utilizando o método numérico Runge-Kutta de 4ª ordem. Como esquematizado na figura 6.3 um pulso secante hiperbólico representado através da equação (5.3.1) com largura temporal a meia altura da intensidade de $T_{FWHM} = 2ps$ é inserido na grade de Bragg

em fibra óptica através de um circulador óptico de onde o pulso refletido é o pulso codificado. Alternativas de multiplexação têm sido investigadas agora que taxa de terabits por segundo tem sido demonstrada [9-16].

O processo de codificação ocorre na grade de Bragg devido à inserção de um código ao longo da mesma. Os códigos utilizados neste trabalho são códigos de *Gold* descritos na seção 6.4 e representados pelas sequências de 1 a 6 (ver seção 6.4) desenvolvidas analiticamente. A codificação foi realizada no domínio da fase óptica, pois características essenciais para sistemas *CDMA* como, cross-correlação e crosstalk exibem melhores resultados em códigos bipolares (codificação em fase) que em códigos unipolares (codificação em amplitude)^[3]. desta forma, códigos bipolares possibilitam mais usuários simultâneos para um mesmo comprimento de código, pois apresentam baixa interferência entre os usuários.

Os códigos são inseridos através de saltos discretos na fase de π e $-\pi$ Como apresentado na figura 6.3. O processo de decodificação é realizado semelhante ao de codificação, utilizando o mesmo dispositivo *FBG*, com mesmas características físicas como: comprimento, constante de acoplamento, coeficiente não-linear e índice de refração efetivo. A única diferença entre a grade codificadora e decodificadora está na introdução dos códigos, uma vez que na segunda as sequências são inseridas de maneira inversa as das sequências codificadoras, a fim de recuperar o pulso de entrada.

Foi utilizada inicialmente para análise da codificação e decodificação de pulsos curtos, a grade com índice de refração efetivo de $n_{eff} = 1,452$, coeficiente de não-linearidade de $\gamma = 3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, dispersão de velocidade de grupo $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, constante de acoplamento $kL = 1$ e comprimento de $41,58 \text{ mm}$. Os códigos utilizados nesta tese desenvolvidos como apresentado na seção 6.4, apresentam sequências de comprimento 63, onde cada bit é referido como *chip* possuindo $0,66 \text{ mm}$ de comprimento. O comprimento do dispositivo ($L = 0.04158\text{m}$) é pequeno em comparação a distâncias suficientes para que os efeitos de dispersão e não-linearidade fossem notórios, de maneira que, os efeitos de dispersão e não-linearidade (automodulação de fase e modulação de fase cruzada) são imperceptíveis no processo de codificação e decodificação e podem ser desprezados nas equações (4.2.5) e (4.2.6)

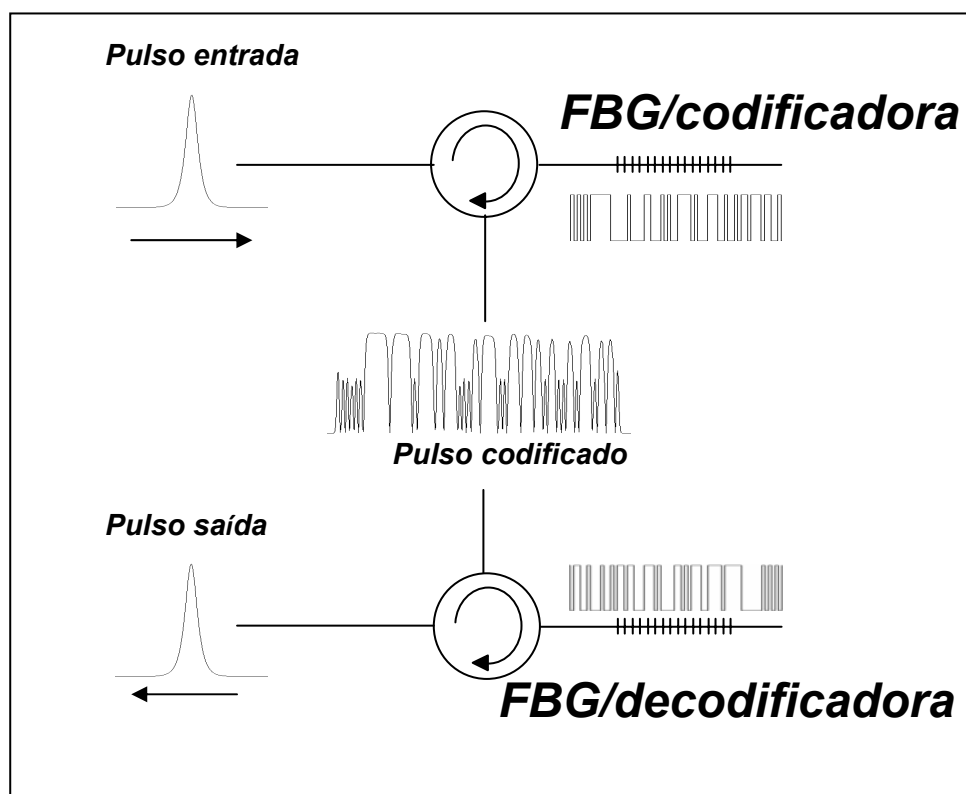


Figura 6.3 Estrutura esquemática do processo de codificação e decodificação de pulsos curtos.

A figura 6.4 apresenta a reflexão da grade de Bragg esquematizada na figura 6.3, correspondente à codificação do pulso secante hiperbólico de largura temporal a meia altura da intensidade de 2 ps . A forma do pulso codificado é determinado pela sequência geradora, que neste caso corresponde a sequência 1 apresentada na seção 6.4. O pulso codificado apresenta largura temporal de $402,5 \text{ ps}$, correspondendo ao tempo de percurso na *FBG*.

A decodificação do pulso codificado apresentado na figura 6.4 é obtida através da interação do mesmo na grade decodificadora que apresenta o código 1 invertido. A autocorrelação que foi obtida utilizando a sequência 1 tanto para codificação como para decodificação é apresentada na figura 6.5(a), onde pode ser observado que a sequência de *Gold* apresenta boa característica de autocorrelação, tendo em vista a baixa interferência apresentada no pulso decodificado. Como o espectro para obtenção tanto do pulso, como do código, são obtidos pela reflexão da grade, e somente parte da energia de entrada é refletida (banda em frequência do pulso de saída menor que do pulso de entrada), o pulso decodificado obtido após as duas reflexões (codificação e decodificação) é temporalmente mais largo que o pulso de entrada. Na figura 6.5(a) o pulso decodificado apresenta largura temporal de $5,61 \text{ ps}$, mas largo que o pulso de entrada (2ps). Na figura 6.5 (b) é apresentado a cross-

correlação entre a codificação utilizando a sequência 1 e a decodificação com a sequência 2 apresentada na seção 6.4. É notado pela figura que o código obtido apresenta cross-correlação próxima de zero, o que faz deste método bastante atrativo para comunicações *OCDMA*. O mesmo processo foi analisado para as outras sequências (3, 4, 5 e 6) e as mesmas formas para os pulsos de saída foram obtidas.

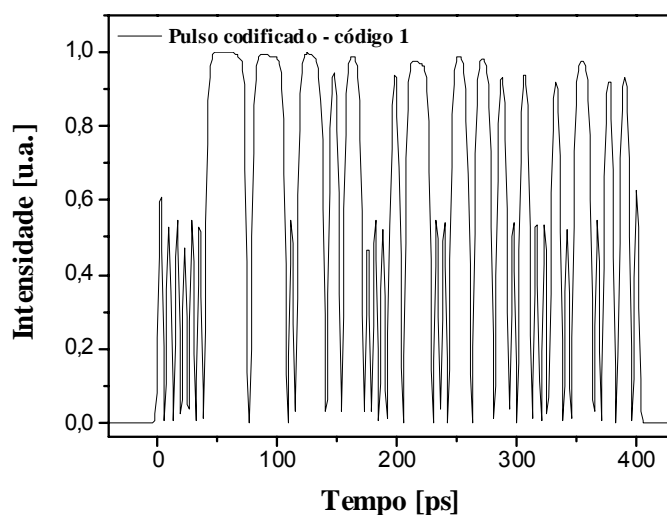


Figura 6.4. Pulso de 2,5 ps codificado correspondente a reflexão da grade de Bragg apresentado no esquema da figura 6.3.

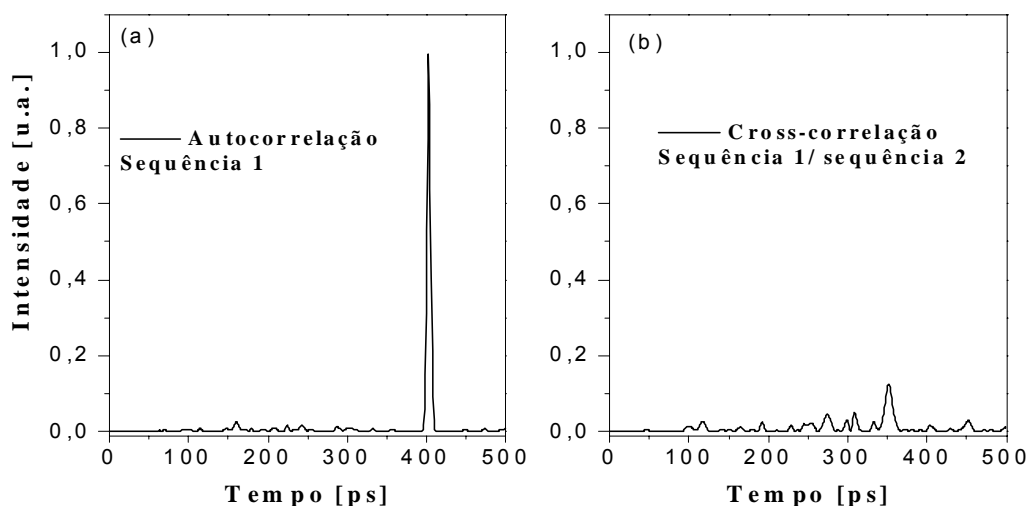


Figura 6.5 (a) Autocorrelação utilizando a sequência 1 (ver seção 6.4). (b) Cross-correlação obtida com a sequência 1 para codificação e sequência 2 para decodificação.

Foi considerado neste trabalho o estudo da interferência de multiusuários (MAI), onde foi inserido de um a seis códigos diferentes simultaneamente. O esquema para o estudo da interferência de multiusuários é apresentado na figura 6.6, onde

podemos observar que o sinal codificado é inserido na grade codificadora relativo à sequência . As sequências realizadas neste estudo foram obtidas analiticamente como descritas na (seção 6.4). A figura 6.7 apresenta a autocorrelação considerando de um a cinco canais adicionais, sempre considerando a autocorrelação para a sequência 1. Como é observado pela figura 6.7, quando está presente apenas um usuário (código), a autocorrelação, como discutido analisado na figura 6.5 (a), apresenta um perfil de pulso bastante limpo em relação ao pulso de entrada. À medida que canais adicionais são inseridos no sistema, lóbulos laterais no perfil do pulso de saída crescem comparados com o perfil do pulso de entrada, no qual se pretende obter. Isso ocorre, devido à interferência da sobreposição dos resultados de autocorrelação (código 1) e correlação cruzada (códigos 2 a 6).

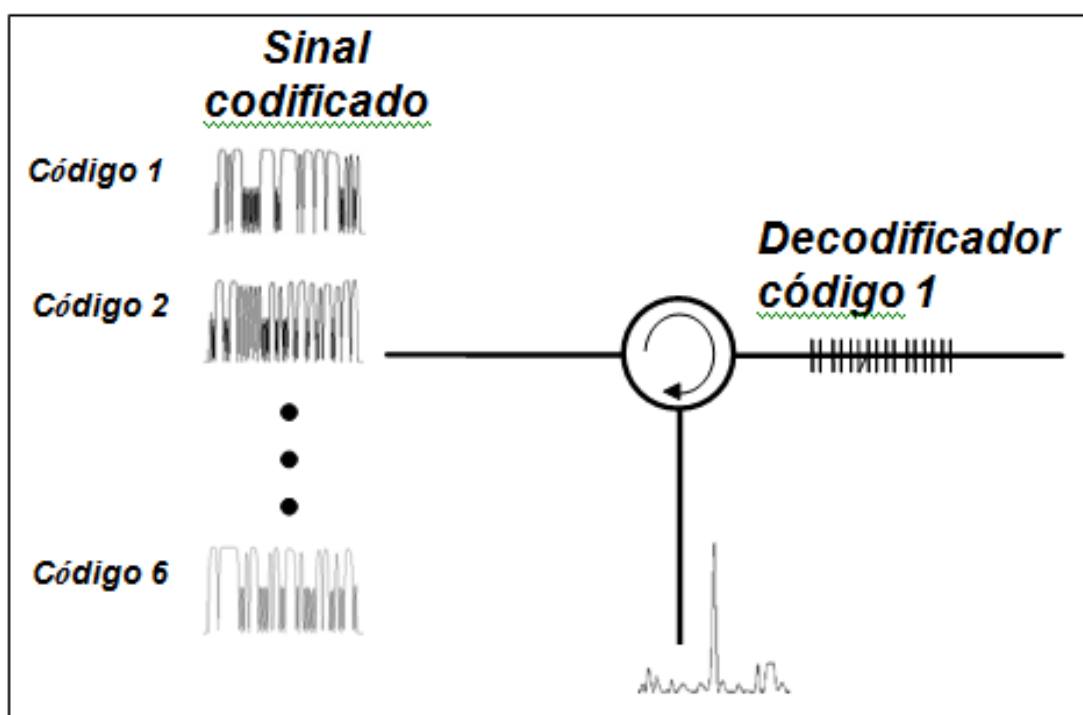


Figura 6.6. A figura apresenta a estrutura utilizada para o estudo da interferência multiusuário, onde é utilizado até seis canais simultâneos para a análise.

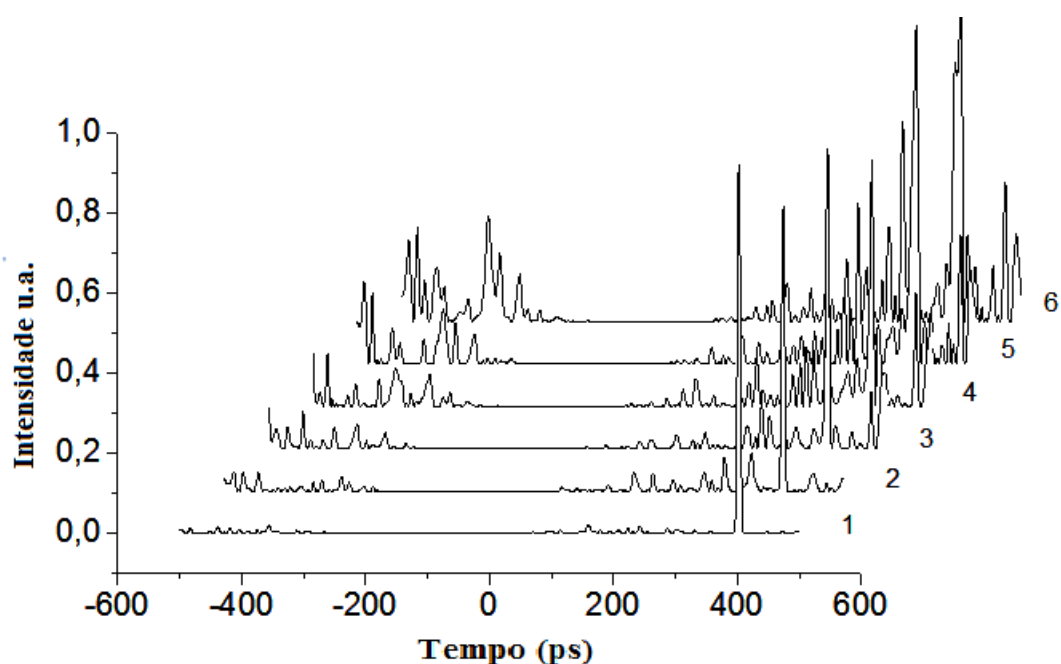


Figura 6.7. A figura apresenta a estrutura utilizada para o estudo da interferência multiusuário, onde são utilizados até seis canais simultâneos para a análise.

Para quantificar a interferência multiusuário foi obtida uma figura de mérito (figura de interferência) expressa na equação (6.5.1). Nesta equação temos SRI_1 (*Signal Ratio Interference – Razão sinal interferência*), a razão sinal interferência considerando apenas um usuário (sequência 1 – seção 6.4) presente no processo de codificação e decodificação, e SRI_i , a razão sinal interferência para i usuários enviando informação simultaneamente.

$$IF = 10 \log \left(\frac{SRI_1}{SRI_i} \right) \quad (6.5.1)$$

A medida de SRI é alcançada através da razão entre a energia do sinal pela energia de interferência, sendo esta a parte do perfil excedente do pulso decodificado considerando o pulso de entrada.

A figura 6.9 apresenta o resultado para a evolução da figura de mérito dada pela equação (6.5.1). É mostrado o crescimento na figura de interferência à medida que aumenta-se o número de usuários enviando informações simultaneamente. Na figura também é apresentado o resultado da figura de mérito para diversos valores de

constante de acoplamento (banda de reflexão da **FBG**), onde é observado um aumento na figura de interferência quando o valor para banda da **FBG** vai de $\kappa = 24.11 \text{ m}^{-1}$ até $\kappa = 120.54 \text{ m}^{-1}$, com um máximo de $13,45 \text{ dB}$ para $\kappa = 120.54 \text{ m}^{-1}$ com seis usuários, onde a partir deste valor é observado uma redução na figura de mérito à medida que se aumenta o valor de κ com um mínimo de $11,36 \text{ dB}$ para $\kappa = 241.08 \text{ m}^{-1}$, sugerindo uma dependência não linear com o valor da constante de acoplamento.

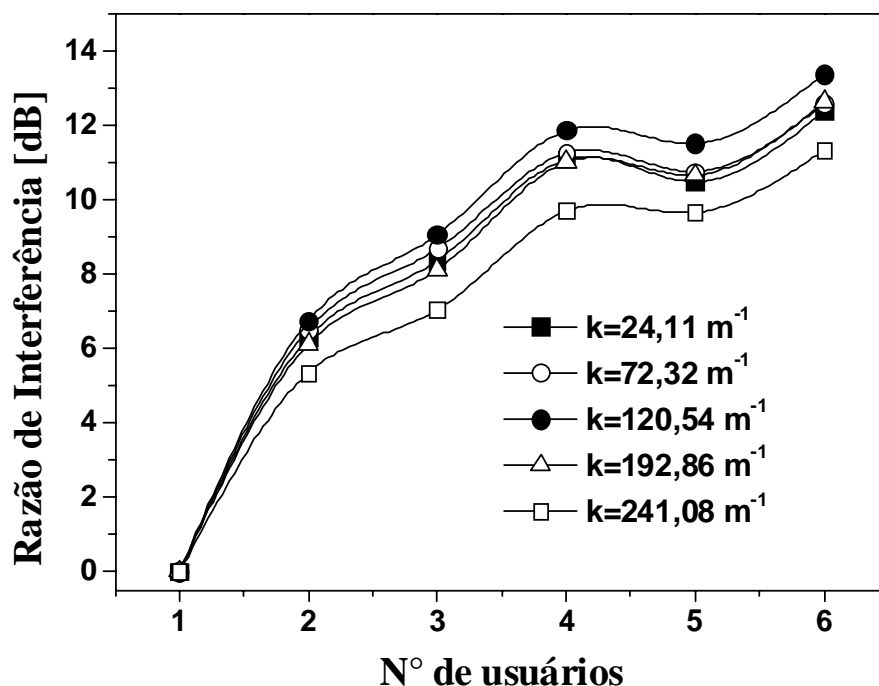


Figura 6.8. Razão de interferência em função do número de usuários e da constante de acoplamento das **FBGs**.

6.6 Codificação/Decodificação de Pulsos Ultra-Curtos baseado em grades de Bragg Superestrutura usando o Interferômetro de Michelson como Demultiplexador add/drop de fibras ópticas, para aplicações em Sistemas OCDMA.

Nesta seção apresentamos um estudo da propagação e chaveamento de pulsos codificados utilizando um interferômetro de Michelson de fibras ópticas agindo como um Multiplexador/Desmultiplexador Add/Drop, um aplicativo muito interessante porque podemos obter os pulsos decodificados em canais selecionados. A realização da codificação e decodificação de pulsos curtos é obtida através de FBGs (grades de Bragg em Fibras) como visto na seção 6.5 deste capítulo. Os códigos de Gold obtidos analiticamente na seção 6.4 são inseridos através de saltos discretos na fase de $(\pm\pi)$ em posições específicas ao longo do comprimento da grade causando uma não periodicidade na modulação. A figura 6.9 mostra a configuração proposta.

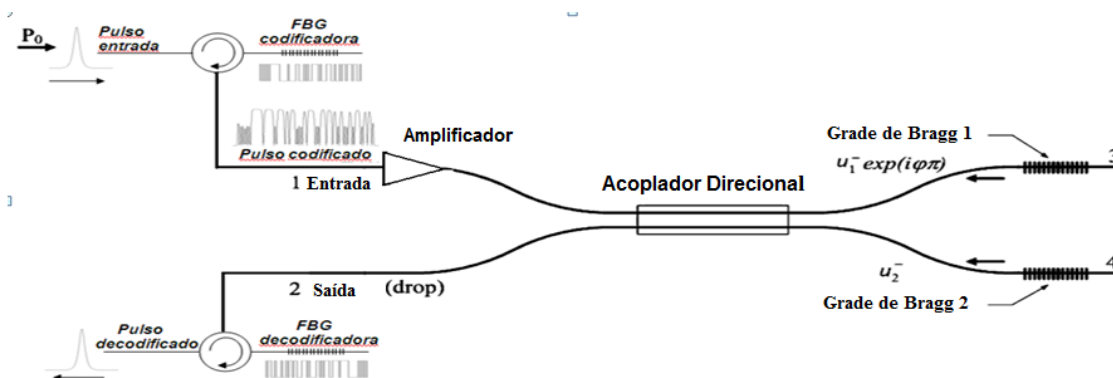


Figura 6.9 Configuração do Sistema add/drop usando pulsos codificados através do Interferômetro de Michelson

Inicialmente um pulso óptico do tipo secante hiperbólico representado através da equação (5.3.1) com largura temporal a meia altura da intensidade de $T_{FWHM} = 2ps$ é inserido na grade de Bragg em fibra óptica através de um circulador óptico de onde o pulso refletido é o pulso codificado, o pulso refletido sofre um alargamento temporal de aproximadamente 400ps o que causa uma perda de intensidade muito significativa. Um sinal de baixa intensidade propagado por um acoplador duplo não linear terá toda sua energia chaveada para o canal 2 como já foi estudado no capítulo 3. Isto torna-se

uma característica indesejável para o multiplexador add/drop, uma vez que o drop não seria possível no canal 2 da figura 6.9. A idéia então é aplicar ganhos na intensidade do pulso refletido através de um amplificador. Assim, podemos realizar uma análise mais detalhada do comportamento de pulsos codificados em Interferômetro de Michelson. Após a propagação do pulso pelo dispositivo, uma grade de Bragg idêntica à grade codificadora, mas de sequência inversa é inserida na saída 2 do interferômetro com objetivo de recuperar o pulso inserido na entrada. Num primeiro momento do estudo consideraremos apenas um usuário na rede representado pelo código de sequência 1 dado na seção 6.3. A forma e o comportamento do pulso decodificado dependem da quantidade de energia que é absorvida do pulso refletido no canal 2 onde se encontra a grade decodificadora. Os parâmetros analisados inicialmente foram a transmissão (T) e o coeficiente de extinção (XR) definidos pelas equações (5.3.3 e 5.3.4). As características de transmissão e taxa de extinção foram analisadas em função da fase aplicada na amplitude do pulso refletido.

6.7 Resultados e Discussões

Para que ocorra o chaveamento para o canal 2 (canal do drop) no processo de reflexão é necessária a aplicação de uma fase extra do tipo $\exp(i\phi\pi)$ numa das amplitudes de reflexão das grades. Neste caso, a fase é aplicada à amplitude de reflexão da grade 1, associada ao braço 3 do acoplador. Nesta configuração, o comportamento add/drop ocorrerá. A Figura 6.10 mostra a de curva transmissão através do canal 2 em função da defasagem para três valores diferentes de ganho aplicado ao sinal codificado. Ganho abaixo do crítico ($G = 20,60\text{dB}$), um ganho crítico ($21,22\text{dB}$) e um ganho acima do crítico ($21,76\text{dB}$). Podemos notar que para o ganho abaixo do crítico na fase $\phi = 0$, a transmissão está em torno de $T = 32\%$, com o crescimento da fase a transmissão aumenta e alcança um máximo de $T = 68\%$ em $\phi = 0,33\pi$. Acima desta fase, a energia transmitida diminui até valores mínimos tornando a aumentar até chegar na fase $\phi = 1,1\pi$ onde $T = 35\%$. O melhor desempenho do dispositivo quando aplicamos um ganho $G = 20,60\text{dB}$ ocorre nas respectivas fases $\phi = 0,33\pi$ e $\phi = 1,1\pi$ ($T = 68\%$ e $T = 35\%$ respectivamente). Quando aplicamos um ganho crítico ($G = 21,22\text{dB}$) o que equivale dividir a energia em 50% para ambos os guias do acoplador, podemos notar que em $\phi = 0$, a transmissão está em torno de $T = 30\%$, com o aumento da fase a transmissão chega a um máximo de 72% em $\phi = 0,40\pi$, Acima desta fase a energia transmitida diminui. No entanto, em $\phi = 1,65\pi$, $T = 55\%$. Para o ganho acima do crítico ($G = 21,76\text{dB}$) observamos um baixo rendimento

do dispositivo, apenas apresentando um máximo de transmissão em $\varphi = 1,13\pi$ e $T = 35\%$.

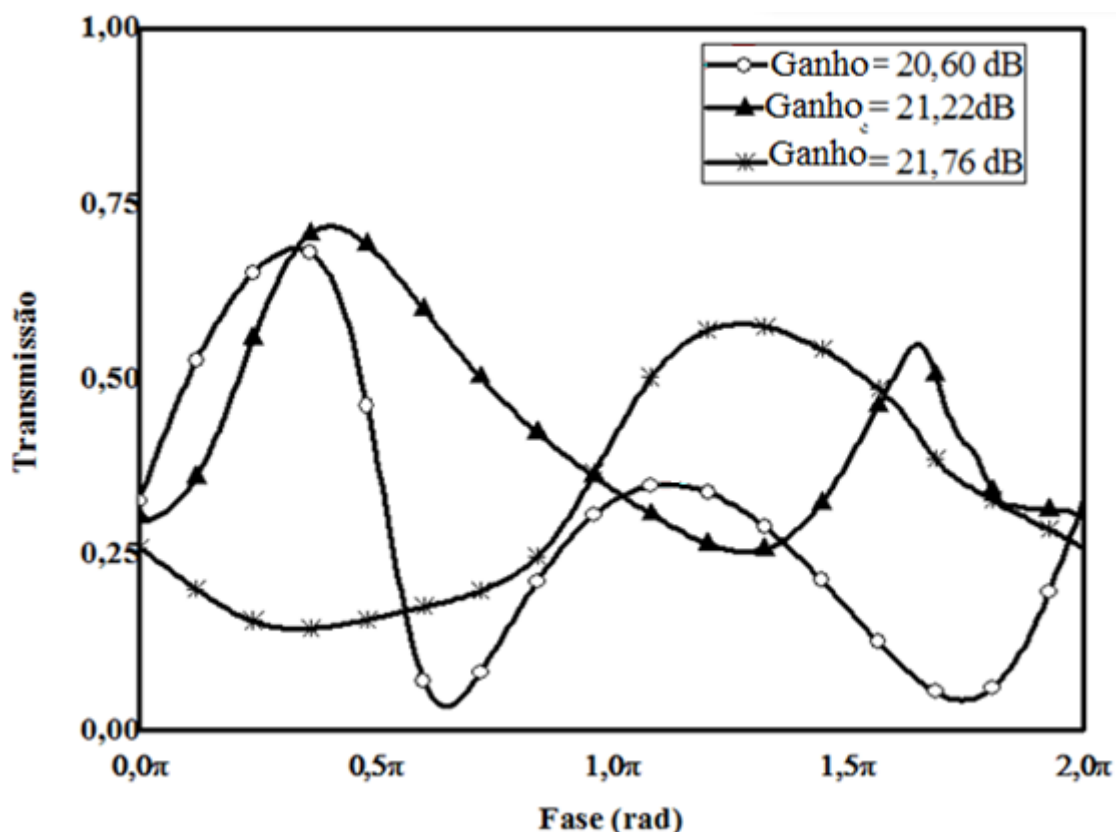


Figura 6.10. Resposta de transmissão do IM para três valores de Ganho: ($G = 20,60\text{dB}$), ($21,22\text{dB}$) e ($21,76\text{dB}$)

A figura 6.11 mostra a curva para o coeficiente de Extinção (XR) em função da fase para três valores de Ganho: ($G = 20,60\text{dB}$), ($21,22\text{dB}$) e ($21,76\text{dB}$). Podemos notar que para o ganho abaixo do crítico na fase $\varphi = 0$, XR está em torno de $-3,12\text{dB}$. Com o crescimento da fase a taxa de extinção aumenta e alcança um máximo de $\text{XR} = 3,34\text{dB}$ em $\varphi = 0,33\pi$. Acima desta fase, a energia transmitida diminui e a taxa de extinção cai até valores mínimos tornando a aumentar até chegar na fase $\varphi = 1,1\pi$ onde $\text{XR} = -7\text{dB}$. O melhor desempenho do dispositivo quando aplicamos um ganho $G = 20,60\text{dB}$ ocorre na respectiva fase $\varphi = 0,33\pi$, $\text{XR} = 3,34\text{dB}$. Quando aplicamos um ganho crítico ($G = 21,22\text{dB}$) o que equivale dividir a energia em 50% para ambos os guias do acoplador podemos notar que em $\varphi = 0$, a taxa de extinção está em torno de $\text{XR} = -3,58\text{dB}$. Com o aumento da fase XR chega a um máximo de $4,05\text{dB}$ em $\varphi = 0,40\pi$. Acima desta fase, a energia transmitida diminui ocasionando a diminuição nos valores de XR. No entanto, em $\varphi = 1,65\pi$, $\text{XR} = 0,88\text{dB}$. Para o ganho acima do crítico ($G = 21,76\text{dB}$) observamos um baixo rendimento do dispositivo, apenas apresentando um máximo de XR em $\varphi = 1,13\pi$ e $\text{XR} = -2,70\text{dB}$.

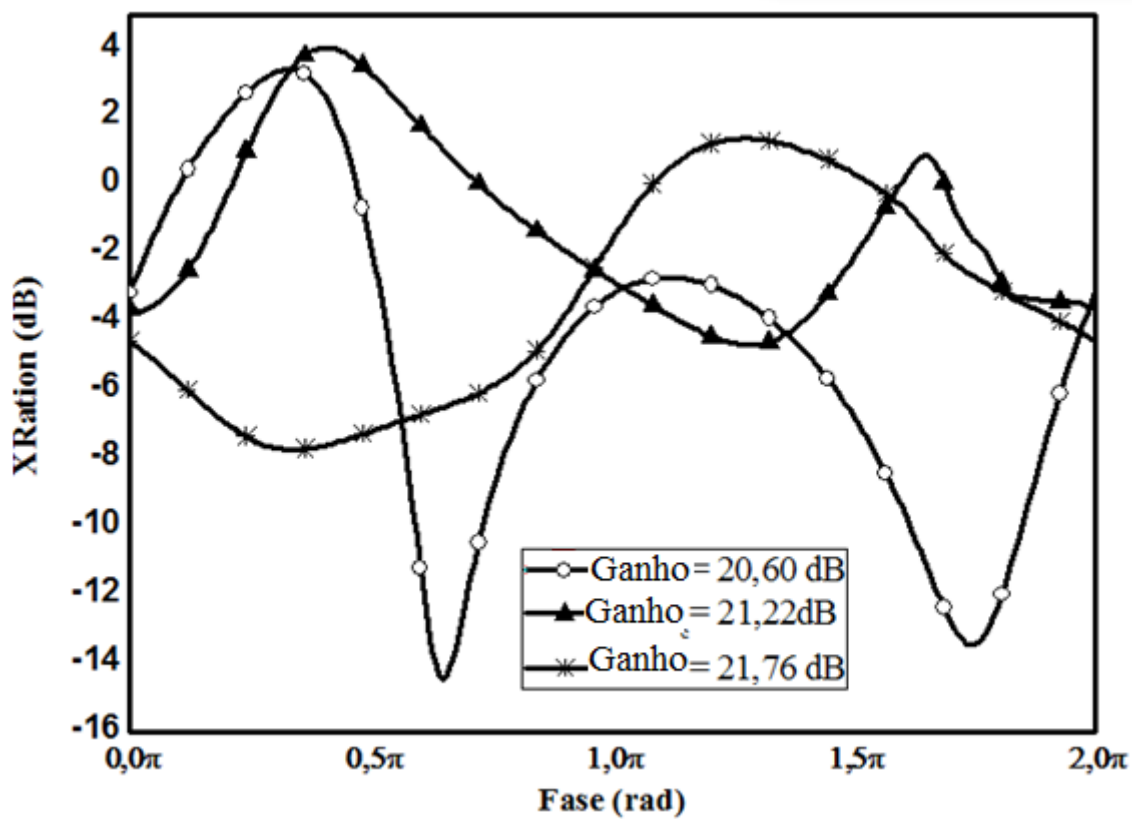


Figura 6.11 Medidas para o Coeficiente de Extinção do IM para três valores de Ganho: (G = 20,60dB), (21,22dB) e (21,76dB)

Analisando as melhores fase ou seja, as fases cujo os valores de transmissão e Taxa de Extinção são mais significativos para os três casos, podemos fixar essas fases e propor um dispositivo que apresente um melhor desempenho na suas respectivas configurações. A figura 6.12(a) mostra a forma do pulso decodificado no canal drop (canal 2) para dois valores de fase ($\varphi = 0,33\pi$ e $\varphi = 0,65\pi$) aplicando um ganho de 20,60dB. Pode-se notar que para fase $\varphi = 0,65\pi$ o sinal não é decodificado, a decodificação não ocorre devido a baixa energia transmitida para o canal 2 quando aplicamos esta fase. No entanto em $\varphi = 0,33\pi$ o pulso é recuperado de forma significativa. A Figura 6.12(b) mostra a forma do pulso decodificado no canal drop (canal 2) para dois valores de fase ($\varphi = 0,40\pi$ e $\varphi = 1,27\pi$) aplicando um ganho de 21,22dB. Pode se notar que para fase $\varphi = 1,27\pi$ o sinal não é decodificado, a decodificação não ocorre devido a baixa energia transmitida para o canal 2 quando aplicamos esta fase. No entanto em $\varphi = 0,40\pi$ o pulso é recuperado de forma significativa e apresenta um perfil mais proximo do pulso de entrada comparado com o caso anterior, uma vez que o pulso não apresenta quebras. A figura 6.12(c) mostra a

forma do pulso decodificado no canal drop (canal 2) para dois valores de fase ($\varphi = 0,32\pi$ e $\varphi = 1,28\pi$) aplicando um ganho de 21,76dB. Pode se notar que para fase $\varphi = 1,28\pi$ o sinal não é decodificado, a decodificação não ocorre devido a baixa energia transmitida para o canal 2 quando aplicamos esta fase. Na $\varphi = 0,32\pi$ o pulso é recuperado, no entanto apresenta varias quebras.

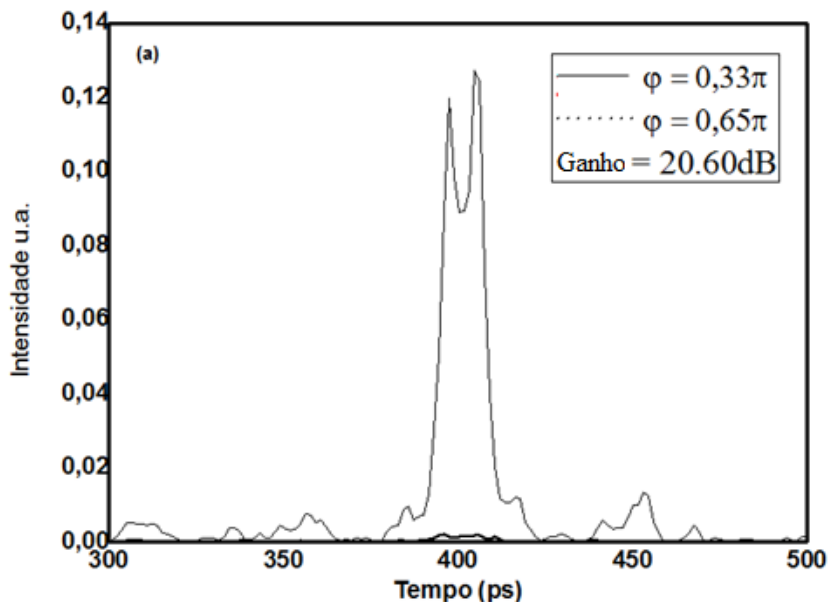


Figura 6.12(a): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,33\pi$ e $\varphi = 0,65\pi$) e um ganho de $G = 20,60$ dB

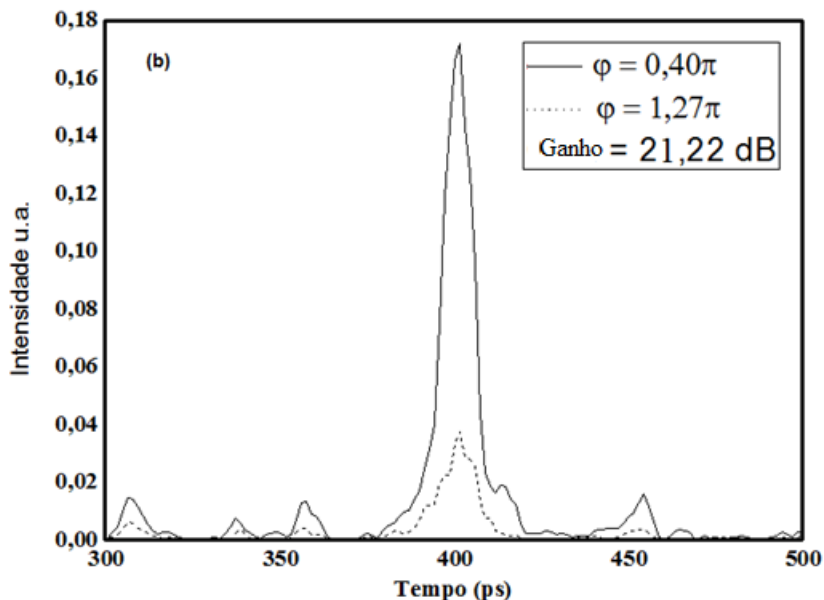


Figura 6.12(b): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,40\pi$ e $\varphi = 1,27\pi$) e um ganho de $G = 21,22$ dB

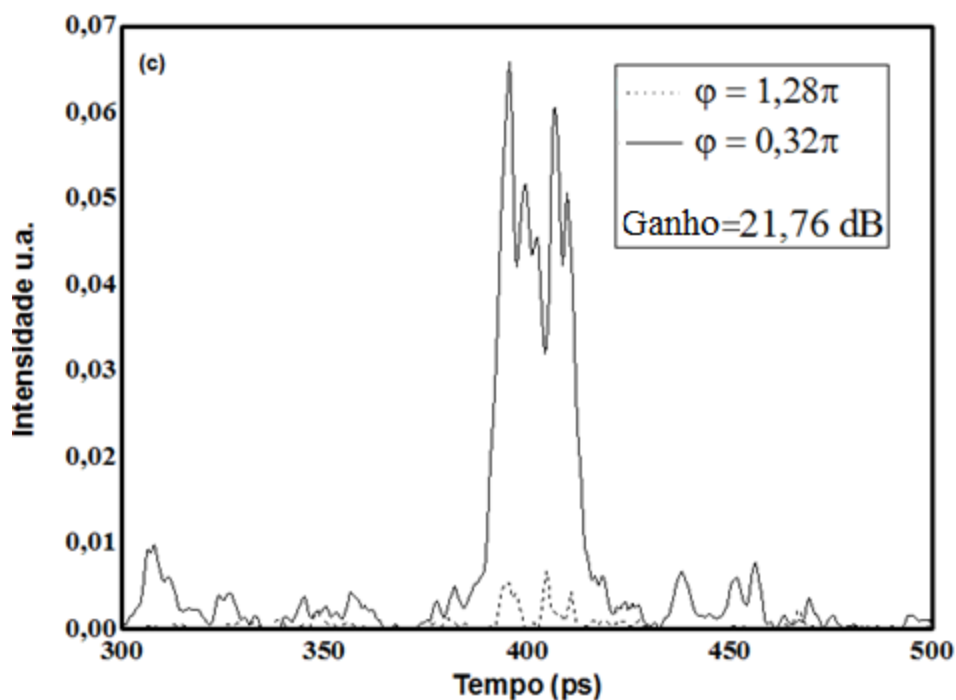
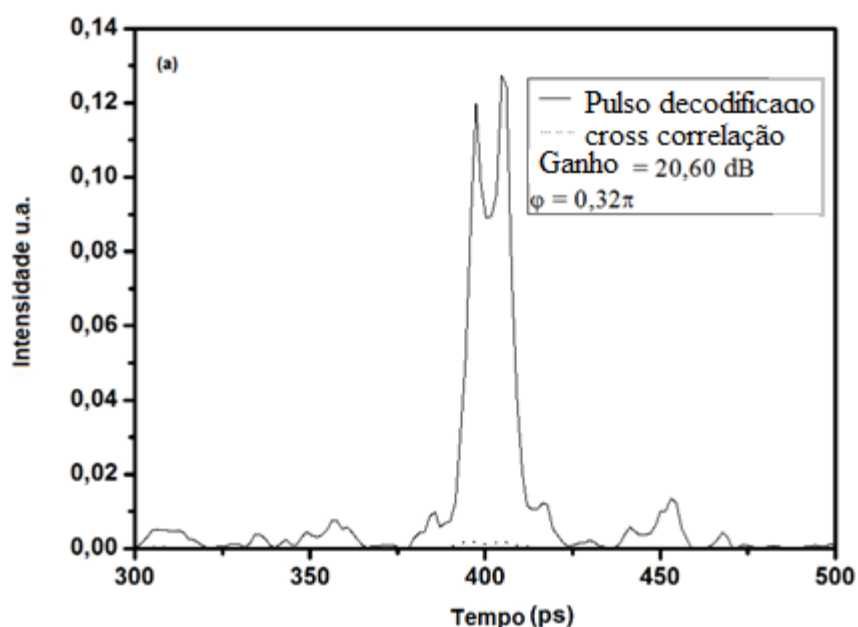


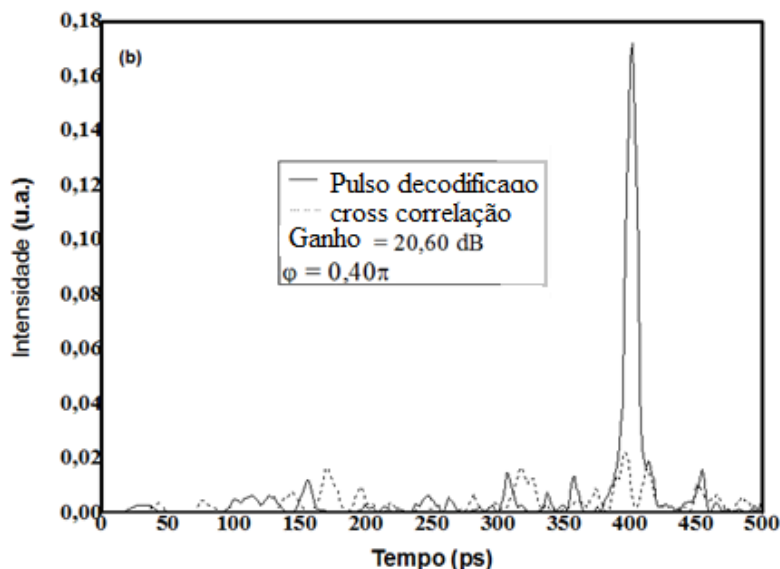
Figura 6.12(c): Forma do pulso decodificado para dois valores de fase: ($\varphi = 0,32\pi$ e $\varphi = 1,27\pi$) e um ganho de $G = 21,76\text{dB}$

A figura 6.13(a) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,33\pi$ e $G = 20,60\text{dB}$. Observa-se que quando utilizamos uma grade de Bragg decodificadora de sequência não compatível com a codificadora, o pulso não é recuperado.

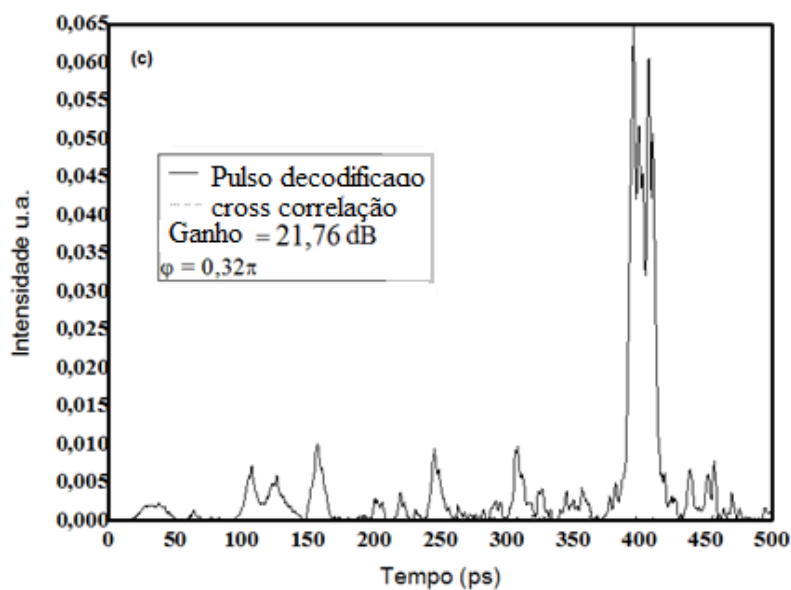


A figura 6.13(a) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,33\pi$ e $G = 20,60\text{dB}$

A figura 6.13(b) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,40\pi$ e $G = 21,22\text{dB}$. Observa-se que quando utilizamos uma grade de Bragg decodificadora de sequência não compatível com a codificadora, o pulso não é recuperado assim como acontece quando utilizamos um ganho baixo. A figura 6.13(c) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,32\pi$ e $G = 21,76\text{dB}$



A figura 6.13(b) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,40\pi$ e $G = 21,22\text{dB}$



A figura 6.13(c) mostra a forma do pulso codificado e a crosscorrelação do respectivo pulso para a fase $\varphi = 0,32\pi$ e $G = 21,22\text{dB}$

6.7.1 Chaveamento Multiusuário

Até agora fizemos um estudo do chaveamento de pulsos codificados utilizando o interferômetro de Michelson levando em conta apenas um único usuário na rede, mas na prática sabemos que a quantidade de usuários dividindo a mesma rede pode ocasionar erros nos pacotes de informação devido à interferência de um sinal com outro. Neste estudo fizemos uma breve análise da influência que um sinal codificado pode fazer em outro quando eles dividem a mesma rede. A análise é semelhante a que já foi feita para o caso um único usuário. Consideraremos dois parâmetros: a transmissão e a taxa de extinção de cinco usuários dividindo o mesmo espaço físico. A figura 6.14(a) mostra como se comporta a energia do pulso(s) refletido(s) considerando cinco usuários. A curva apresenta máximos de Transmissão em valores específicos de fase. Temos os cinco usuários com as respectivas fases com respectivos valores de Transmissão para cada valor de ganho aplicado. $\varphi = 0,35\pi$; $T = 73\%$, $G = 24,31\text{dB}$; $\varphi = 0,70\pi$; $T = 52\%$, $G = 21,58\text{dB}$; $\varphi = 0,80\pi$; $T = 30\%$, $G = 19,77\text{dB}$; $\varphi = 0,90\pi$; $T = 43\%$, $G = 17,78\text{dB}$; $\varphi = 0,35\pi$; $T = 46\%$, $G = 13,97\text{dB}$;

A figura 6.14(b) mostra a curva para a taxa de Extinção em função da fase para os cinco usuários. Temos os cinco usuários com as respectivas fases com respectivos valores de Taxa de Extinção para cada valor de ganho aplicado. $\varphi = 0,35\pi$; $\text{XR} = 4,32\text{dB}$, $G = 24,31\text{dB}$; $\varphi = 0,70\pi$; $\text{XR} = 0,56\text{dB}$, $G = 21,58\text{dB}$; $\varphi = 0,80\pi$; $\text{XR} = -2,30\text{dB}$, $G = 19,77\text{dB}$; $\varphi = 0,90\pi$; $\text{XR} = -1,19\text{dB}$, $G = 17,78\text{dB}$; $\varphi = 0,35\pi$; $\text{XR} = -0,60\text{dB}$, $G = 13,97\text{dB}$;

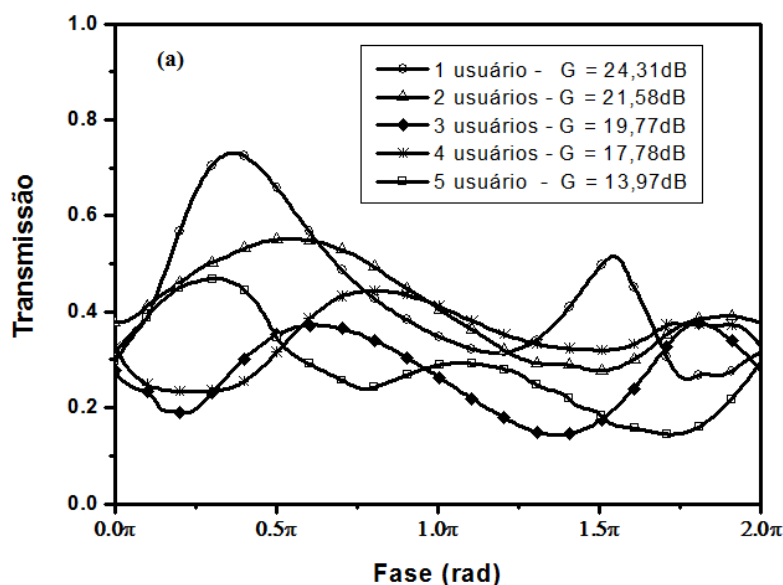


Figura 6.14(a). Transmissão do IM para 5 usuário

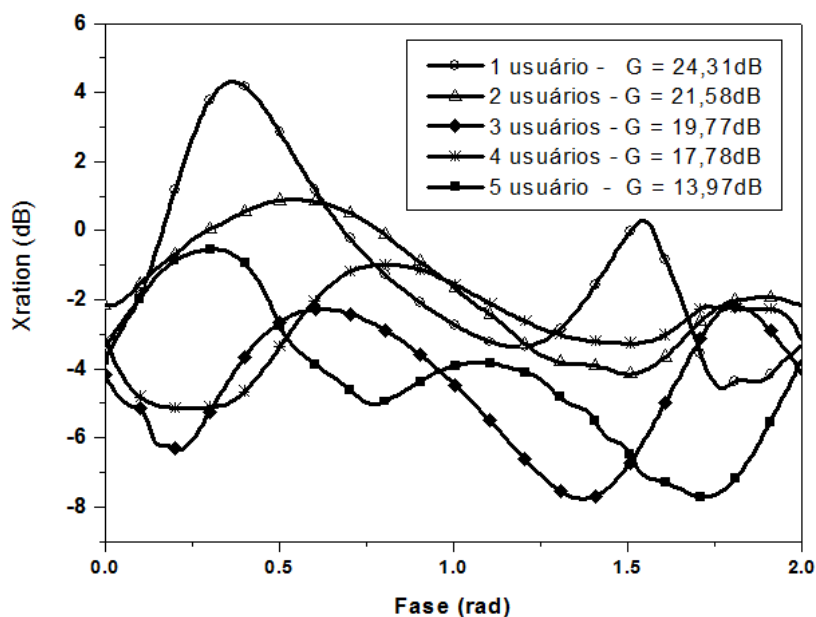


Figura 6.14(b) Medidas para o Coeficiente de Extinção do IM para 5 usuários.

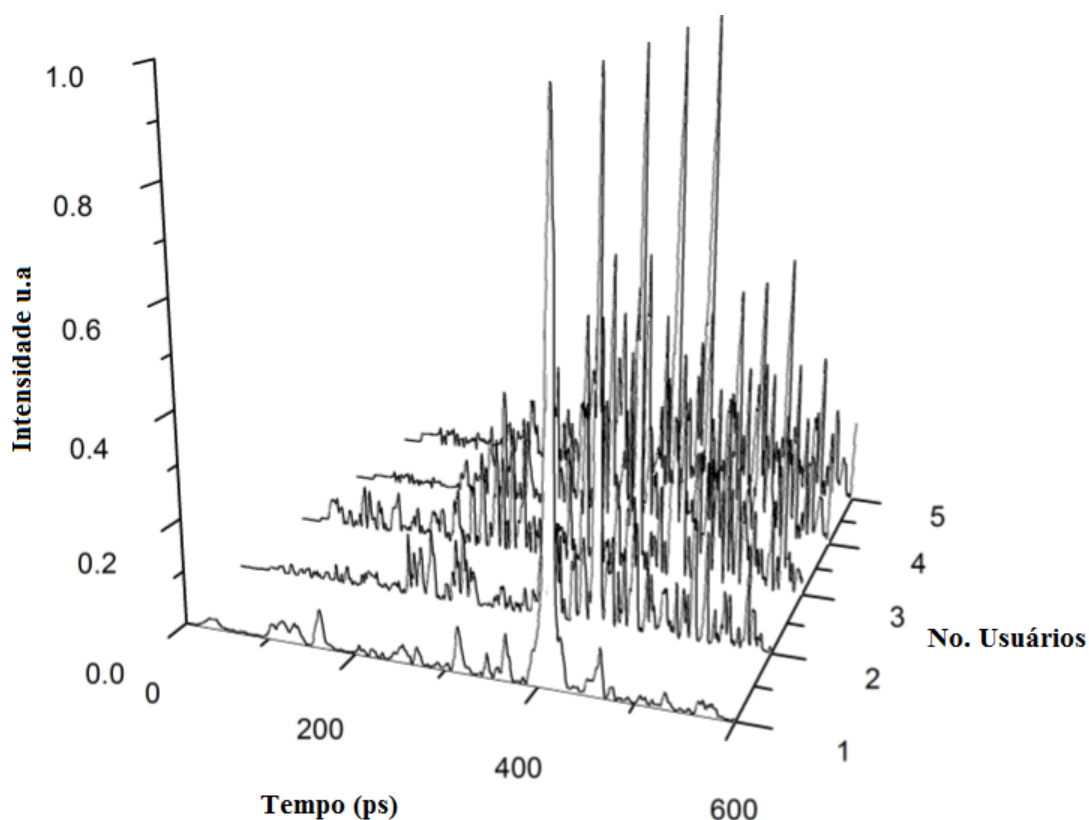


Figura 6.15 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela presença de mais usuário.

A figura 6.15 mostra como o pulso decodificado sofre alterações de ruídos devido à presença de outros usuários. As fases aplicadas para os pulsos e os respectivos ganhos estão mostradas na tabela 6.1.

Tabela 6.2 – Fases e Ganhos aplicados para cada pulso numa propagação de 1 a 5 usuários pelo Interferômetro de Michelson.

	1 usuário	2 usuário	3 usuário	4 usuário	5 usuário
Fase (φ)	$\varphi = 0,35\pi$	$\varphi = 0,70\pi$	$\varphi = 0,80\pi$	$\varphi = 0,90\pi$	$\varphi = 0,35\pi$
Ganho (G)	G= 24,31dB	G= 21,58dB	G= 19,77dB	G= 17,78dB	G= 13,97dB

Assim, como visto na seção 6.5, podemos quantificar a interferência multiusuário. Uma figura de mérito (figura de interferência) é obtida a partir da equação (6.5.1)

$$IF = 10 \log \left(\frac{SRI_1}{SRI_i} \right).$$

A figura mostra o aumento da interferência à medida que se aumenta o número de usuários enviando informações simultaneamente. Nesta equação temos SRI_1 (*Signal Ratio Interference – Razão sinal interferência*), a razão sinal interferência considerando apenas um usuário (sequência 1 – seção 6.4) presente no processo de codificação e decodificação. SRI_i a razão sinal interferência para i usuários enviando informação simultaneamente.

A figura 6.16 apresenta o resultado para a evolução da figura de mérito dada pela equação (6.5.1).

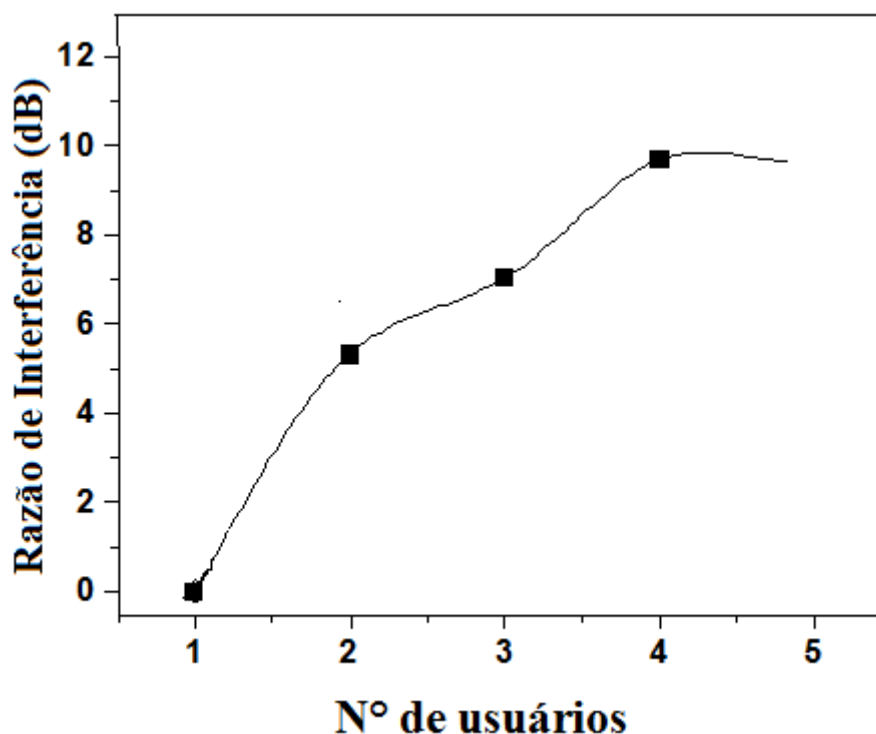


Figura 6.16 Razão de Interferência em dB para 5 usuários

6.8 Conclusões do Capítulo

Neste capítulo foi apresentada uma investigação numérica da codificação, propagação e chaveamento e decodificação de pulsos ultra-curtos (~ 2 ps) usando um Interferômetro de Michelson de fibra óptica. Devido aos efeitos não-lineares presentes no dispositivo, verifica-se que a transmissão e o coeficiente extinção apresentam um comportamento não linear em função das potências aplicadas no dispositivo e da fase aplicada na amplitude do pulso refletido por uma das grades de Bragg. Mostramos que pulso codificados utilizando FBGs apresentam uma ótima autocorrelação/croscorelação. Quando levamos em consideração apenas 1 usuário na rede, podemos observar que o interferômetro de Michelson apresenta um melhor desempenho quando é aplicado um ganho crítico na amplitude do pulso codificado para $\varphi = 0,40\pi$, $G = 21,22\text{dB}$, obtemos uma transmissão de quase 70% e uma taxa de extinção $XR = 4,05\text{dB}$. A figura 6.13(b) mostra que o pulso decodificado utilizando esse parâmetro é o que tem perfil mais próximo do pulso de entrada. Na propagação multiusuários podemos notar de acordo com a figura 6.16 que a razão de interferência aumenta quando aumentamos o número de usuários. Esse valor para 1 usuário é zero e chegando a $\sim 9,8\text{dB}$ quando temos 5 usuários. Numa configuração adequada podemos mostrar que o Interferômetro de Michelson é um dispositivo bastante atrativo para sistemas multiplexados como o CDMA.

Referências Bibliográficas

- [1] R. V. B. dos Santos Filho. *Análise de Sistemas CDMA Ópticos*, São Carlos, 2006. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2006.
- [2] P. R. Prucnal. *Optical Code Division Multiple Access – Fundamentals and Applications*. CRC Press Taylor & Francis. 2006.
- [3] Peh Chiong Teh, Periklis Petropoulos, Morten Ibsen, David J. Richardson. A Comparative Study of the Performance of Sevenand 63-Chip Optical Code-Division Multiple-Access Encoders and Decoders Based on Superstructured Fiber Bragg Gratings, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, 9, setembro 2001.
- [4] J. S. Lee; L. E. Miller. *CDMA Systems Engineering Handbook*. Artech House, 1998.
- [5] R. Peterson, R. Ziemer e D. Borth, “Introduction to Spread Spectrum Communications”, Prentice-Hall, 1995.
- [6]. Govind P. Agrawal. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press 2001.
- [7]. G. P. Agrawal (2001). “*Nonlinear Fiber Optics*”. Academic Press. Terceira edição.
- [8]. Kashyap, R. 1999. *Fibre Bragg Gratings*. London: Academic Press.
- [9]. P. R. Prucnal, M. A. Santoro, and T. R. Fan, “Spread spectrum fiber-optic local area network using optical processing,” *J. Lightwave Technol.*, vol. LT-4, pp. 547–554, 1986.
- [11] M. E. Marhic, “Coherent optical CDMA networks,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 854–863, June 1993.
- [11] N.Wada and K. Kitayama, “A 10Gb/s optical code division multiplexing using 8-chip optical bipolar code and coherent detection,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 1758–1765, Oct. 1999.
- [12] H. Tsuda, H. Takenouchi, T. Ishii, K. Okamoto, T. Goh, K. Sato, A. Hirano, T. Kurokawa, and C. Amano, “Spectral encoding and decoding of 10 Gbit/s femtosecond pulses using high resolution arrayed-waveguide grating,” *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1186–1187, July 8, 1999.
- [13] J. A. Salehi, A. M. Weiner, and J. P. Heritage, “Coherent ultrashort light pulse CDMA communication systems,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp. 478–491, Apr. 1990.
- [14] H. P. Sardesai, C. C. Chang, and A. M. Weiner, “A femtosecond code division multiple-access communication system test bed,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 16, pp. 1953–1964, Nov. 1998.

- [15] T. Dennis and J. F. Young, "Optical implementation of bipolar codes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 287–291, Mar. 1999.
- [16] H. Fathallah, L. A. Rusch, and S. LaRochelle, "Passive optical fast frequency-hop CDMA communications system," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, pp. 397–405, Mar. 1999.

Capítulo 7

7. Conclusões Gerais e Perspectivas Futuras

7.1 Conclusões Gerais

No capítulo 4, realizamos um estudo numérico de um acoplador duplo simétrico não linear, seguido de duas grades de Bragg Lineares simetricamente localizadas em seus guias de saída, configurando um interferômetro de Michelson agindo como um filtro add/drop quando um defasamento é aplicado na reflexão de uma das grades. Todo estudo foi realizado com base nos coeficiente de transmissão, taxa de extinção e “*crosstalk*”. O dispositivo apresenta melhor resposta quando é operado com uma potência de entrada acima da potência crítica ($P_0=1.54W$, $\varphi_{\max} = 0.39\pi$). Uma vez que a taxa de extinção deve ser a maior possível, o melhor desempenho foi observado quando o dispositivo é operado com uma potência acima da potência crítica ($P_0 = 1.54W$, $\varphi_{\max}=0.39\pi$) com valor aproximadamente igual a 12,59 dB. O crosstalk, por sua vez, é definido como sendo a taxa de informação no estado desligado (canal 1), e deve ser o mais baixo possível, isso ocorre para $P_0 = 1.54W$, $\varphi_{\max} = 0.39\pi$, cujo menor valor é de cerca de -12,589 dB. Este é o primeiro estudo feito considerando a não linearidade do acoplador e a linearidade das grades de Bragg. O dispositivo apresenta um comportamento altamente não-linear em função do defasamento entre as amplitudes dos feixes refletidos e em função a potência de entrada.

No capítulo 5, apresentamos uma investigação numérica da propagação e chaveamento de pulsos ultra-curtos (~2 ps) usando um Interferômetro de Michelson de fibra óptica. Devido aos efeitos não-lineares presentes no dispositivo, verificou-se que a transmissão, o coeficiente extinção, crosstalk e Fator de Compressão apresentam um comportamento não linear em função das potências aplicadas no dispositivo e da fase aplicada na amplitude do pulso refletido por uma das grades de Bragg. Três valores de potências de entradas foram utilizados: abaixo da potência crítica de chaveamento ($P_0=1W < P_c$), igual à potência crítica ($P_0=1.73W = P_c$) e acima da potência crítica ($P_0=1.95W > P_c$). Para a potência abaixo da potência crítica os valores mais elevados para a taxa de extinção estão em torno de 5,60dB e 7,32dB, nas respectivas fases $\varphi = 0,49\pi$ e $\varphi = 1,96\pi$ e menores valores para o Xtalk (-6,69dB e -8,13dB) são obtidos respectivamente. Para potências mais elevadas, uma diminuição na Taxa de extinção e um aumento no crosstalk são observados. Nestas configurações ($P_0=1W < P_c$), os pulsos chaveados para o canal 2 (drop) apresentam alargamento

como pode ser observado quando fator de compressão apresenta valores $FC = 0,66$ e $0,56$ respectivamente. Através deste estudo, pode-se verificar que as características de transmissão, coeficiente de extinção, crosstalk e CF são fortemente dependentes da não-linearidade do acoplador, e o melhor desempenho do dispositivo é obtido quando este opera com uma potência abaixo da potência crítica ($P = 1W$).

No capítulo 6 apresentamos uma investigação numérica da codificação propagação e chaveamento e decodificação de pulsos ultra-curtos (~ 2 ps) usando um Interferômetro de Michelson de fibra óptica. Devido aos efeitos não-lineares presentes no dispositivo, verificou-se que a transmissão, o coeficiente extinção apresentam um comportamento não linear em função das potências aplicadas no dispositivo e da fase aplicada na amplitude do pulso refletido por uma das grades de Bragg. Mostramos que pulso codificados utilizando FBGs apresentam uma ótima autocorrelação/cros-correlação. Quando levamos em consideração apenas 1 usuário na rede, podemos observar que o interferômetro de Michelson apresenta um melhor desempenho quando é aplicado um ganho crítico na amplitude do pulso codificado para $\varphi = 0,40\pi$, $G = 21,22\text{dB}$, obtemos uma transmissão de quase 70% e uma taxa de extinção $XR = 4,05\text{dB}$. A figura 6.13(b) mostra que o pulso decodificado utilizando esse parâmetro é o que tem perfil mais próximo do pulso de entrada. Na propagação multiusuários podemos notar de acordo com a figura 6.16 que a razão de interferência aumenta quando aumentamos o número de usuário, esse valor para 1 usuário é zero e chegando a $\sim 9,8\text{dB}$ quando temos 5 usuários. Numa configuração adequada podemos mostrar que o Interferômetro de Michelson é um dispositivo bastante atrativo para sistemas multiplexados como o CDMA.

7.2 Perspectivas Futuras

Esta seção do capítulo tem como objetivo apresentar algumas perspectivas, e sugestões para trabalhos futuros, relacionadas ao tema desta tese. Além de apresentar o histórico de publicações e trabalhos submetidos, relacionados ou não com o tema da tese. Como sugestão de trabalhos adicionais, dentre algumas idéias podemos

- Propor uma codificação híbrida (em fase e em amplitude);
- Considerar outros códigos;
- Acrescentar nos efeitos não-lineares, modulação de fase cruzada.
- Verificar a influência da não linearidade das Grades de Bragg, na codificação/decodificação;
- Realizar estudo dos efeitos da relaxação temporal nos pulsos codificados;
- Propor a codificação e decodificação em fibras fotônicas.

O interesse nestas extensões se justifica pelo fato de haver uma grande demanda do interferômetro de Michelson para aplicações em redes de comunicações. Um componente de fácil implementação, baixo custo e muito aplicado.

7.3 Trabalhos Decorrentes

Publicações em Periódicos Internacionais

1. FURTADO FILHO, A. F. G., De Sousa, J. R. R., Guimaraes, G. F., Rocha, H. H. B., Ferreira, A. C., LIMA, F. T., Sombra, A. S. B. Add-Drop Demultiplexer Operating in an Optical Michelson Interferometer Based in Fiber Bragg Gratings for Time Division Multiple Access Systems. *Fiber and Integrated Optics (Print)*. , v.29, p.239 - 253, 2010.

]

2. Menezes, J. W. M., Fraga, W. B., Ferreira, A. C., Guimaraes, G. F., Filho, A. F. G. F., Sobrinho, C. S., Sombra, A. S. B. 'All-Optical Half-Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of Sum and Carry. *Fiber and Integrated Optics*' (Print). , v.29, p.254 - 271, 2010.

3. Fraga, W. B., Menezes, J. W. M., Sobrinho, C. S., Ferreira, A. C., Guimarães, G. F., Lima, A. W., Filho, A. F. G. F., Rocha, H. H. B., Sabóia, K. D. A., LIMA, F. T., Filho, J. M. S., Sombra, A. S. B.

Numerical analysis of the stability of optical bullets (2 + 1) in a planar waveguide with cubica quintic nonlinearity. *Optical and Quantum Electronics*. , v.41, p.121 - 130, 2009.

4. FURTADO FILHO, A. F. G. A performance study of a nonlinear all Fibre Michelson interferometer, add-drop multiplexer, based in Fibre Bragg grating mirrors. *Optical and Quantum Electronics*. , v.40, p.525 - 534, 2008.

5. C.S.Sobrinho, CONCEICAO, A. F., J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, FURTADO FILHO, A. F. G. Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM). *Optics Communications (Print)*. , v.271, p.1056 - 1064, 2008.

6. SOBRINHO, C, FERREIRA, A, MENEZES, J, GUIMARAES, G, FRAGA, W, FILHO, A, ROCHA, H, MARCIANO, S, SABOIA, K, SOMBRA, A, Filho, A. F. G. F. Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM). *Optics Communications (Print)*. , v.281, p.1056 - 1064, 2008.

7. J.M.S.Filho, FURTADO FILHO, A. F. G. Raman amplification and optical short pulse generation in a waveguide with periodic gain. *Optics Communications*. , v.43, p.000 - 000, 2008.

8. ALMEIDA, J. S., FURTADO FILHO, A. F. G., MORAIS NETO, A. F., J. W. M. Menezes, M.G. da Silva, W. B. Fraga, Sales, J. C, CONCEICAO, A. F., A.S.B.Sombra Logic Gates Based in Asymmetric Couplers:Numerical Analysis. *Fiber and Integrated Optics*. , v.26, p.217 - 228, 2007.

9. Menezes, J. W. M., Fraga, W. B., Ferreira, A. C., Saboia, K. D. A., Filho, A. F. G. F., Guimarães, G. F., SOUSA, J. R. R., Rocha, H. H. B., Sombra, A. S. B. Logic gates based in two- and three-modes nonlinear optical fiber couplers. *Optical and Quantum Electronics*. , v.39, p.1191 - 1206, 2007.

10. C.S.Sobrinho, FURTADO FILHO, A. F. G., MORAIS NETO, A. F., Sales, J. C, A.S.B.Sombra Acousto Optic Tunable Filter (AOTF) Revisited : Ultrashort Optical Pulse Crosstalk Studies on The Loss Filter. *Fiber and Integrated Optics.* , v.25, p.195 - 211, 2006.

Artigos Submetidos em Periódicos Internacionais.

1. A. F. G. F. Filho, J. R. R. Sousa, A. F. M. Neto J. W. M. Menezes and A. S. B. Sombra “Periodic Modulation of Nonlinearity in a Fiber Bragg Grating: A numerical Investigation” *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 2011

2. GUIMARÃES, G. F., FILHO, A. G. F. , MENEZES, J. W. M., FRAGA, W. B., FERREIRA, A. C., SOBRINHO, C. S., SABOIA, K.D.A., AND SOMBRA, A. S. B.. Analysis of the Performance of Optical Code-Division Multiple-Access System (OCDMA), Operating with Gold Codes Under Nonlinear Effects.

3. GUIMARÃES, G. F., FILHO, A. G. F. , MENEZES, J. W. M., FRAGA, W. B., FERREIRA, A. C., SOBRINHO AND SOMBRA, A. S. B.. Analysis of the Propagation of Words Modulated (OOK, PAM, PPM and PAM/PPM) and coded/decoded in Optical Code-Division Multiple-Access System (OCDMA), Operating with Gold Codes.

4. MENEZES, J. W. M., W. B. FRAGA, A.C. FERREIRA, G. F. GUIMARÃES, F.T.LIMA, C.S. SOBRINHO, and SOMBRA, A. S. B.. Spatiotemporal Optical Solitons in planar waveguide with Periodically Modulated Cubic-Quintic Nonlinearity. . Submetido ao *Optical and Quantum Electronics*.

5. MENEZES, J. W. M., W. B. FRAGA, A. C. FERREIRA, C. S. SOBRINHO, G. F. GUIMARÃES, J. L. S. LIMA, K.D.A. SABÓIA, A. F. G. F. FILHO , LIMA, F. T, LIMA JUNIOR. A. W and SOMBRA, A. S. B.. Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response for Generation of the All-Optical Half Adder. . Submetido ao *Optical and Quantum Electronics*.

6. MENEZES, J. W. M., W. B. FRAGA, A. C. FERREIRA , C. S. SOBRINHO, G. F. GUIMARÃES, J. L. S. LIMA, K.D.A. SABÓIA, A. F. G. F. FILHO, LIMA, F. T, LIMA JUNIOR. A. W and SOMBRA, A. S. B.. Numerical Analysis of the Instantaneous and Relaxed Kerr Model for Generation of the All-Optical Logic Gates with Triangular Fiber Coupler (TFC). Submetido ao *Optics communications*.

Conferências Nacionais

1. GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; FRAGA, W. B. ; SALES, J. C. ; MENEZES, J. W. M. ; SOMBRA, A. S. B. . Análise de desempenho de pulsos curtos, codificados em sistema CDMA utilizando FBG, aplicados em sistemas ópticos. In: XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008, Recife-PE. Proc. do XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008.

2. FURTADO FILHO, A. F. G. ; GUIMARAES, G. F. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; SOUSA, J. R. R. ; SOMBRA, A. S. B. . Estudo comparativo do desempenho do sistema OCDMA (Divisão de Código de acesso múltiplo Óptico) Baseados em grades de Bragg Superestrutura de Fibras Ópticas - Codificadores e Decodificadores: Investigação Numérica. In: XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008, Recife-PE. Proc. do XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008.

3. MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; FERREIRA, A. C. ; FRAGA, W. B. ; GUIMARAES, G. F. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MENEZES, J. W. M. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Chaveamento de pulsos sóliton e quasi sóliton numa análise de um espelho óptico não linear. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

4. FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; FRAGA, W. B. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MENEZES, J. W. M. ; MARCIANO, S. P. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Non Linear directional coupler operating with PPM for logical devices in TDM systems. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

5. FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; FRAGA, W. B. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MENEZES, J. W. M. ; MARCIANO, S. P. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Utilização de sóliton de segunda ordem para obtenção de porta lógica usando a modulação PAM em fibras ópticas. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

6. FRAGA, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MARCIANO, S. P. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Análise da propagação, interações modulação de sólitons espaço-temporais Non Linear directional coupler operating with PPM for logical devices in TDM systems. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

7. MENEZES, J. W. M. ; FRAGA, W. B. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MARCIANO, S. P. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Circuito somador baseado num acoplador não linear simétrico de fibras ópticas. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

8. SABOIA, K. D. A. ; ALMEIDA, J. S. ; MENEZES, J. W. M. ; FRAGA, W. B. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MARCIANO, S. P. ; SOMBRA, A. S. B. . Utilização de filtro acusto-óptico sintonizável como codificador-decodificador de pulsos ultracurtos. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

9. ALMEIDA, J. S. ; MENEZES, J. W. M. ; FRAGA, W. B. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MELO, A. M. ; SALES, J. C. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; RODRIGUES, H. O. ; MARCIANO, S. P. ; SOMBRA, A. S. B. . Asymmetric fiber optical couplers analysis with applications in all optical logic gates. In: XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindóia-SP. Proc. do XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.

10. FRAGA, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; FERREIRA, A. C. ; SALES, J. C. ; GUIMARAES, G. F. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; SOUSA, J. R. R. ; LIMA, F. T. ; ALMEIDA, J. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Pulsos ópticos solitônicos espaço-temporais: propagação, interações e modulação. In: INFOBRASIL2008 Exposição e Congresso Tecnológico TI e Telecom, 2008, Fortaleza-CE. Proc. do INFOBRASIL2008 Exposição e Congresso Tecnológico TI e Telecom, 2008.

11. FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; MENEZES, J. W. M. ; SALES, J. C. ; FRAGA, W. B. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; GUIMARAES, G. F. ; RODRIGUES, H. O. ; ALMEIDA, J. S. ; ROCHA, H. H. B. ; MARCIANO, S. P. ; SILVA FILHO, J. M. ; SOMBRA, A. S. B. . Dispositivos ópticos voltados para telecomunicações e processamento lógico: estudo numérico utilizando modulação por amplitude óptica. In: INFOBRASIL2008 Exposição e Congresso Tecnológico TI e Telecom, 2008, Fortaleza-CE. Proc. do INFOBRASIL2008 Exposição e Congresso Tecnológico TI e Telecom,

2008.

12. FURTADO FILHO, A. F. G. ; FRAGRA, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; GUIMARÃES, G. F. ; FERREIRA, A. C. ; SOMBRA, A. S. B. . Estudo do desempenho da não-linearidade de um interferômetro de Michelson em fibras ópticas como multiplexador Add/Drop baseado em reflexões de redes de Bragg. In: XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007, Fortaleza. XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007.

13. FRAGRA, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; FURTADO FILHO, A. F. G. ; LIMA, F. T. ; GUIMARÃES, G. F. ; FERREIRA, A. C. ; SARAIVA SOBRINHO, C. ; ALMEIDA, J. S. ; SALES, J. C. ; SILVA, M. G. ; SOUSA, J. R. R. ; ROCHA, H. H. B. ; SOMBRA, A. S. B. . Acopladores duplos assimétricos para geração de um circuito meio somador óptico. In: XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007, Fortaleza. XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007.