



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

MARCUS VINÍCIUS PINHEIRO LOPES

**ACOPLADORES DE CRISTAIS FOTÔNICOS E ACESSO MÚLTIPLO
POR DIVISÃO DE CÓDIGO ÓPTICO (OCDMA) COM PULSOS
ULTRACURTOS EM FIBRAS DE BRAGG**

FORTALEZA-CE
2012

MARCUS VINÍCIUS PINHEIRO LOPES

**ACOPLADORES DE CRISTAIS FOTÔNICOS E ACESSO
MÚLTIPLO POR DIVISÃO DE CÓDIGO ÓPTICO (OCDMA) COM
PULSOS ULTRACURTOS EM FIBRAS DE BRAGG**

Dissertação apresentada à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática como requisito final para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

Orientador: Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra

FORTALEZA-CE
2012

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

-
- L854a Lopes, Marcus Vinícius Pinheiro.
 Acopladores de Cristais Fotônicos e Acesso Múltiplo por Divisão de Código Óptico (OCDMA) com Pulsos Ultracurtos em Fibras de Bragg. / Marcus Vinícius Pinheiro Lopes. – Fortaleza: 2012.
 85 f. : il. color., enc. ; 30 cm.
- Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Departamento de Engenharia de Teleinformática, Programa de Pós-graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2012.
 Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado.
- Orientação: Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra
1. Teleinformática. 2. Acesso múltiplo por divisão de códigos. 3. Fibras óticas.
I. Título.

CDD 621.38

MARCUS VINÍCIUS PINHEIRO LOPES

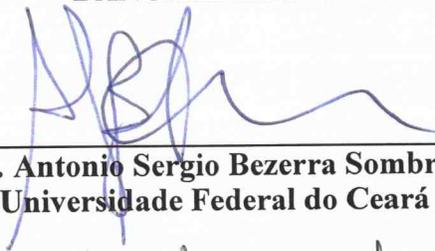
**ACOPLADORES DE CRISTAIS FOTÔNICOS E ACESSO MÚLTIPLO
POR DIVISÃO DE CÓDIGO ÓPTICO (OCDMA) COM PULSOS
ULTRACURTOS EM FIBRAS DE BRAGG**

Dissertação submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

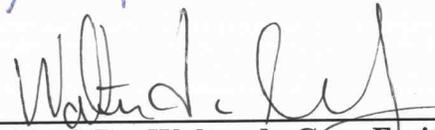
Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Aprovada em 28/02/2012.

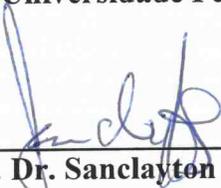
BANCA EXAMINADORA



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



Prof. Dr. Walter da Cruz Ereitas Jr
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. Sanclayton Geraldo Carneiro Moreira
Universidade Federal do Pará - UFPA

Dedico este trabalho aos meus familiares
e amigos que tanto me ajudaram.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus, pela iluminação nos momentos difíceis e pelos momentos felizes já vividos.

Ao prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra por ter me mostrado ideias, fazendo com que minha mente jamais retorne ao seu tamanho original.

Ao meu pai, Manoel Lopes, minha mãe, Francisca Ilvia, e ao meu irmão Lucas Rafael, pelo total apoio em minha formação acadêmica.

A todos os meus familiares, avós, tios, primos, que compreenderam meu esforço para o término deste trabalho.

A todos os professores dos diversos Departamentos da Universidade Federal do Ceará (UFC), em especial aos professores dos Departamentos de Teleinformática e Física.

A todos os colegas de curso, que contribuíram para que pudesse possuir o grau de Mestre em Engenharia de Teleinformática: Antônio Filho, Daniel, Ronaldo, Agliberto, Maurício, Alisson, Herbert, Cauby, Marcelo, Tatiana, Edmilson e todos os tantos colegas do Laboratório de Telecomunicações e Ciência e Engenharia de Materiais (LOCEM).

Ao Programa CAPES/PROPAG pelo apoio financeiro e pelo conhecimento adquirido nos trabalhos junto à Graduação em Engenharia de Teleinformática.

Muito obrigado a todos.

“O único homem que está isento de erros, é aquele que não arrisca acertar.”

(Albert Einstein)

“A educação sozinha não transforma a sociedade, sem ela tampouco a sociedade muda.”

(Paulo Freire)

“Comece fazendo o que é necessário, depois o que é possível, e de repente você estará fazendo o impossível.”

(São Francisco de Assis)

RESUMO

Neste trabalho são apresentados estudos de simulação numérica de propagação/chaveamento de pulsos ultracurtos em acopladores de cristais fotônicos e de Acesso Múltiplo por Divisão de Código Óptico (OCDMA) utilizando Fibras de Grade de Bragg (FBG). Para a codificação foram obtidos analiticamente códigos de Gold. Na análise de acopladores de cristais fotônicos (microestruturados) foram investigadas as propriedades da propagação de pulsos de luz na forma de sólitons. Foram utilizados pulsos ultracurtos, de duração mínima de 100 femtossegundos (fs). Para este tipo de propagação em acopladores deve ser resolvida numericamente a Equação Não linear de Schrödinger Generalizada (ENLSG) dos modos acoplados com o acréscimo de termos de dispersão de terceira ordem, espalhamento Raman intrapulso, auto inclinação e dispersão do coeficiente de acoplamento. Um acoplador com comprimento de acoplamento de 1,8 centímetros e comprimento de 33 centímetros foi simulado. Utilizando este comprimento de dispositivo os efeitos de alta ordem (dispersões, auto inclinação, Raman, dispersão do acoplamento) foram fatores importantes a serem considerados. Porém, para dispositivos pequenos, com até 2 comprimentos de acoplamento, estes efeitos podem ser desconsiderados. Na segunda análise, foi estudada a codificação em amplitude de 5 códigos de Gold utilizando uma FBG codificadora/decodificadora de comprimento 41,58 milímetros. Para a grade utilizada, a codificação em amplitude e a interferência entre usuários neste dispositivo foram investigadas. Houve um aumento da interferência ao se acrescentar usuários partindo de valores de 6 decibéis até cerca de 10,5 decibéis para este dispositivo. Utilizando acopladores fotônicos com a FBG linear, o chaveamento de pulsos entre os canais do acoplador pôde ser visualizado para ganhos altos (a partir de 50 decibéis).

Palavras-chave: Acoplador. Grade de Bragg. Codificação. Fibras Microestruturadas.

ABSTRACT

This paper presents numerical simulation studies of propagation/switching of ultra-short pulses in photonic crystal couplers and Optical Code Division Multiple Access (OCDMA) using Fiber Bragg Grating (FBG). For coding were obtained analytically Gold codes. In the analysis of photonic crystal couplers (microstructured) investigated the properties of the propagation of light pulses as Sólitons. Ultra-short pulses of minimum duration of 100 femtoseconds (fs) were used. For this type of propagation in couplers, must be solved numerically the Equation nonlinear Schrödinger Generalized (ENLSG) of the coupled modes in accordance with the addition of third order dispersion, intrapulse Raman scattering, self-steepening and the dispersion of coupling coefficient. A coupler with coupling length of 1.8 cm and length 33 cm was simulated. Using this device length, the high-order effects (dispersion, self-steepening, raman, dispersion of the coupling) were important factors to consider. But, for small devices, with up to two coupling lengths, these effects may be ignored. In the second analysis, we studied the coding range of 5 Gold codes using an FBG encoder/decoder of length 41.58 mm. For the grid used, the encoding amplitude and interference between users of this device have been investigated. There was an increase of interference by adding values of users starting from 6 dB to about 10.5 dB for this device. Using photonic couplers with the FBG linear switching pulses between the channels of the coupler could be visualized to high gains (from 50 decibels).

Keywords: Coupler. Bragg Grating. Coding. Microstructured Fibers.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Comparação entre os acessos por divisão de frequência (FDMA), de tempo (TDMA) e de código (CDMA) [1].	14
Figura 2.1 – Ilustração da seção reta da primeira fibra de cristal fotônico, com o diâmetro de buracos de ar de 300 nm e espaçamento entre buracos de 2.3 μm [8].	19
Figura 2.2 – (a) Seção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparação entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede triangular (linha pontilhada) [6].	20
Figura 2.3 – Forma de pulsos secantes hiperbólicos para diferentes comprimentos de dispersão (L_d). Nesse caso foi considerada apenas a dispersão de 2ª ordem.	23
Figura 2.4 – Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos em que as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras <i>holey</i>) [13].	25
Figura 2.5 – Acoplador Simétrico [20].	26
Figura 2.6 – Estrutura de funcionamento de um acoplador duplo direcional.	29
Figura 2.7 – Esquematização da grade de Bragg em fibra óptica, em que é apresentado o índice modulado.	30
Figura 2.8 – Esquematização da técnica holográfica de feixe duplo [14].	32
Figura 2.9 – Esquematização da técnica interferométrica de máscara de fase [21].	33
Figura 3.1 – Correlação entre os polinômios $f(x)=x^3+x+1$ e $g(x)=x^3+x^2+1$.	43
Figura 3.2 – Pares preferidos de comprimento 63 [27].	44
Figura 4.1 – Acoplador duplo direcional coprogante e simétrico utilizado para análise.	46
Figura 4.2 – Esquema de Codificação e Decodificação em Grade de Bragg.	58
Figura 4.3 – Esquema de Codificação e Decodificação para análise de Multiusuário.	61
Figura 4.4 – Esquema de Chaveamento de pulsos ópticos codificados em acopladores.	66

LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 4.1 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª ordem.	49
Gráfico 4.2 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.	49
Gráfico 4.3 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e Auto Modulação de Fase (SPM).....	50
Gráfico 4.4 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM) e Auto Inclinação (SS)...	50
Gráfico 4.5 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS) e Espalhamento Raman Intrapulso (RA).....	51
Gráfico 4.6 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).	51
Gráfico 4.7 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA) sem o complexo i	52
Gráfico 4.8 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional com comprimento de $1,5xL_{acop}$ com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).	53
Gráfico 4.9 – Forma dos pulso no Canal 1 para um acoplador de 33 cm com com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).	54
Gráfico 4.10 – Forma dos pulso no Canal 2 para um acoplador de 33 cm com com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).	54

Gráfico 4.11 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.....	55
Gráfico 4.12 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada igual a potência crítica.....	56
Gráfico 4.13 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada 50% maior que a potência crítica.	57
Gráfico 4.14 – Pulso Codificado em Amplitude.	59
Gráfico 4.15 – Pulso Decodificado em Amplitude.....	59
Gráfico 4.16 – Auto-correlação e Correlação Cruzada para a Sequência 1.	60
Gráfico 4.17 – Sequência 1 decodificada com 1 usuário na rede.....	61
Gráfico 4.18 – Sequência 1 decodificada com 2 usuários na rede.	62
Gráfico 4.19 – Sequência 1 decodificada com 3 usuários na rede.	62
Gráfico 4.20 – Sequência 1 decodificada com 4 usuários na rede.	63
Gráfico 4.21 – Sequência 1 decodificada com 5 usuários na rede.	64
Gráfico 4.22 – Pulso decodificado para um único usuário e pulso central decodificado para um único usuário.	65
Gráfico 4.23 – Interferência Multiusuário para a Grade de Bragg com $k=24,05m^{-1}$	65
Gráfico 4.24 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 0 dB.	67
Gráfico 4.25 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 10 dB.	68
Gráfico 4.26 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 20 dB.	68
Gráfico 4.27 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 30 dB.	69
Gráfico 4.28 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 40 dB.	69
Gráfico 4.29 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 50 dB.	70
Gráfico 4.30 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 60 dB.	70
Gráfico 4.31 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 0 dB, 10 dB, 20 dB, 30 dB e 40 dB.....	71
Gráfico 4.32 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 50 dB.	72
Gráfico 4.33 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 60 dB.	72

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Polinômios primitivos com grau $n \leq 10$ em representação octal [26].	38
Tabela 3.2 – Tabela verdade da porta lógica Ou-Exclusiva com bits de entrada A e B e bit de saída S.....	41
Tabela 4.1 – T_{FWHM} para o pulso central decodificado de acordo com a quantidade de usuários.....	64
Tabela 4.2 – T_{FWHM} para o pulso central decodificado de acordo com o ganho dado ao pulso codificado.....	73

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	14
2. DISPOSITIVOS DE CRISTAIS FOTÔNICOS E GRADES DE BRAGG CONVENCIONAIS	17
2.1. Fibras Ópticas de Cristais Fotônicos	17
2.1.1. Introdução	17
2.1.2. Propriedades e Aplicações	19
2.1.3. Propagação de Sólitons em Fibras Microestruturadas	21
2.1.4. Pulsos Ópticos.....	22
2.2. Acopladores de Cristais Fotônicos	24
2.2.1. Introdução	24
2.2.2. Tipos de Acopladores.....	25
2.2.3. Propagação de Sólitons em Acopladores	26
2.3. Grade de Bragg em fibra óptica.....	29
2.3.1. Introdução	29
2.3.2. Fotossensibilidade	31
2.3.3. Fabricação de grade em fibras.....	32
2.3.4. Grade de Bragg Analiticamente	33
3. MÉTODOS DE CODIFICAÇÃO OCDMA	37
3.1. Geração de Sequências M.....	37
3.1.1. Procedimento para gerar uma Sequência M.....	38
3.2 Códigos de Gold	40

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	46
4.1. Análise de Propagação de Pulsos em Acopladores de Cristais Fotônicos.....	46
4.2. Análise de Chaveamento em Acopladores de Cristais Fotônicos.....	55
4.3. Análise da Codificação de Pulsos utilizando Fibras de Grades de Bragg	57
4.4. Análise da Decodificação de Pulsos utilizando Fibras de Grades de Bragg e Acopladores de Cristais Fotônicos	66
5. CONCLUSÕES.....	74
6. PERSPECTIVAS	76
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	77
ANEXOS.....	80
ANEXO A – Métodos Numéricos para a Solução da Equação Não-Linear de Schrödinger.....	81
A.1. Método Split Step Fourier.....	81
A.2. Método de Runge Kutta	83
REFERÊNCIAS.....	84

1. INTRODUÇÃO

Atualmente os diversos setores em todo o mundo precisam acessar uma grande quantidade de conteúdo no menor tempo possível, com qualidade e segurança. Para isso precisamos cada vez mais de uma maior largura de banda, taxa de transmissão de dados e uma excelente segurança da informação transmitida. Uma solução interessante para a proteção das informações enviadas pelas redes de Telecomunicações são as chamadas criptografias, em que apenas o usuário que possui determinada “senha” terá acesso àquela informação.

Para que vários usuários consigam utilizar um mesmo meio em determinado domínio óptico, sem que haja interferência entre as informações destinadas a cada um deles, foram criadas diversas técnicas de acesso múltiplo que possibilitaram essa existência simultânea e individual para cada usuário na rede. Entre as técnicas mais conhecidas temos as que se destacam: *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 Figura 1.1 temos uma comparação entre essas três técnicas.

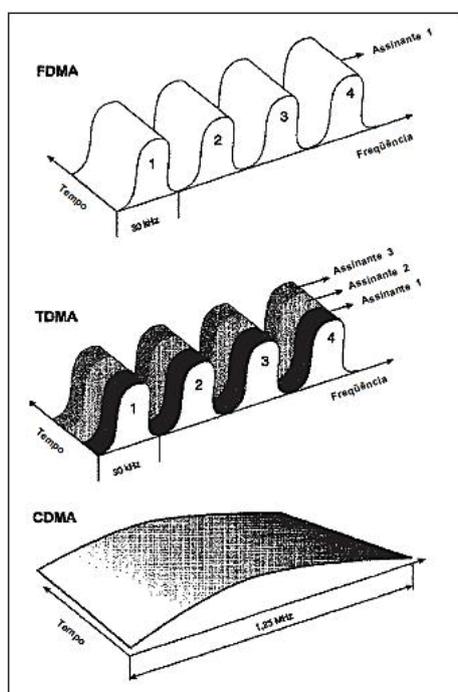


Figura 1.1 – Comparação entre os acessos por divisão de frequência (FDMA), de tempo (TDMA) e de código (CDMA) [1].

Na técnica de TDMA cada usuário transmite sequencialmente e em intervalo de tempo próprio em uma determinada faixa de frequências. Assim, em determinado momento cada usuário tem acesso ao canal de comunicação, diminuindo assim a interferência entre os canais de comunicação. 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. Os usuários são diferenciados por um código próprio específico, único para cada usuário na rede [2].

Iremos abordar neste trabalho o *OCDMA (Optical Code Division Multiple Access* – acesso múltiplo por divisão de código óptico). Este tipo de acesso tem suas vantagens: uso mais flexível da largura de banda, capacidade para uma conectividade mais elevada, desempenho melhorado quanto à interferência, acesso assíncrono e sua potencialidade para a segurança. É possível, utilizando *FBG (Fiber Bragg Grating – Fibras de Grade de Bragg)*, realizar esquemas de codificação e decodificação de pulsos ópticos curtos, obtendo-se boas características de auto correlação e cross-correlação (correlação cruzada) utilizando codificações em amplitude, fase e comprimento de onda [3, 4]. Na codificação em amplitude o código é inserido através da presença/ausência de amplitude de modulação da *FBG*. Já para a codificação em fase são inseridos saltos discretos de fase ($\pm \pi$) na *FBG*. As sequências das fases inseridas são definidas pelo código utilizado. Na codificação em comprimento de onda os códigos são inseridos através da discretização de comprimentos de onda a cada intervalo de tempo.

Neste trabalho serão utilizadas simulações computacionais para a codificação em amplitude numa tentativa de criação de um projeto que futuramente poderá ser implementado de forma experimental e também pela falta do aparato necessário para que realizar a experimentação. Para codificar sinais ópticos utilizando *FBG*, organiza-se a grade em uma sequência específica, se perfazendo da frequência central de reflexão da mesma. Neste esquema de codificação o comprimento da grade e o comprimento de onda do pulso incidente são os pontos chaves para codificar a informação. A decodificação é realizada dispondo a sequência codificadora de maneira inversa.

No capítulo 02, serão abordados conceitos sobre *PCF (Photonic Cristal Fibers - fibras de cristais fotônicos)* e sobre a possibilidade de criação de um acoplador duplo utilizando esse tipo de microestrutura. Serão investigadas as possibilidades de se utilizar

fibras ópticas microestruturadas e os possíveis efeitos que podem ocorrer quando um pulso secante hiperbólico se propaga nestes dispositivos microestruturados. Serão abordados também neste capítulo conceitos referentes às **FBG** convencionais (fibras de sílica) utilizadas na codificação.

No capítulo 03 serão trabalhados os conceitos sobre a criação de códigos ópticos analíticos. Serão abordados conceitos importantes como auto correlação e cross-correlação bem como a geração de sequências M e códigos de Gold.

No capítulo 04 será feita uma análise da propagação de pulsos secantes hiperbólicos em acopladores de cristais fotônicos. Investigaremos a propagação de pulsos da ordem de **100 fs** (femtosegundos) neste dispositivo e avaliaremos o comportamento do mesmo, analisando os efeitos de alta ordem presentes neste tipo de propagação. Em seguida faremos uma análise do chaveamento de energia nestes dispositivos e investigaremos como está sendo a divisão de energia entre os canais do acoplador para diferentes energias de pico. Faremos também a codificação e decodificação de pulsos utilizando **FBG**, analisando a interferência existente na recepção do sinal ao se acrescentar mais usuários em um mesmo meio e logo após visualizar como está sendo o chaveamento destes pulsos utilizando o mesmo acoplador da primeira análise, avaliando dessa forma que ganhos devem ser dados ao sinal de entrada no dispositivo para que tenhamos uma presença de energia nos dois canais do dispositivo. Nesta última análise investigaremos também a decodificação dos sinais em regimes de baixa e alta potência, analisando a influência dos efeitos não lineares nesse processo.

Ao final, iremos trabalhar as conclusões gerais do trabalho bem como propor perspectivas para estudos no Doutorado.

2. DISPOSITIVOS DE CRISTAIS FOTÔNICOS E GRADES DE BRAGG CONVENCIONAIS

2.1. Fibras Ópticas de Cristais Fotônicos

2.1.1. Introdução

Fibras de cristais fotônicos, conhecidas também como fibras microestruturadas ou *holey*, tem gerado grande interesse da comunidade científica principalmente pelas possibilidades que a mesma traz em relação às fibras ópticas convencionais. Foram propostas pela primeira vez na década de 90 e entram nas pesquisas em diversas áreas como Telecomunicações, Astronomia, Espectroscopia, entre outras [6].

Fibras ópticas, que transmitem informações em forma de pulsos ópticos curtos à longas distâncias, em velocidades extremamente altas, são um dos grandes êxitos tecnológicos do século XX. Esta tecnologia desenvolveu-se a um ritmo incrível, desde o primeiro guia de onda monomodo de baixa perda em 1970 até ser um dos principais componentes da rede de telecomunicações global atual. Fibras ópticas têm também aplicações em outras áreas, por exemplo, medicina, usinagem e diagnóstico, detecção entre outros campos. Fibras ópticas modernas representam uma cuidadosa relação entre perdas ópticas, não linearidades ópticas, dispersão de velocidade de grupo e efeitos de polarização. Após 30 anos de intensa investigação, etapas incrementais têm refinado os recursos do sistema e a tecnologia de fabricação quase tanto quanto eles podem ir [6].

O interesse de pesquisadores e engenheiros em vários laboratórios, desde a década de 1980, tem sido atraído pela capacidade de materiais de estrutura na escala do comprimento de onda óptica, uma fração de micrômetros ou menos, para desenvolver novo meio óptico, conhecido como cristais fotônicos. Cristais fotônicos dependem de uma microestrutura morfológica regular, incorporada no material, que modifica radicalmente suas propriedades ópticas [7]. Eles representam a extensão dos resultados obtidos para semicondutores em óptica. Na verdade, a estrutura de banda de semicondutores é o resultado de interações entre elétrons e as variações periódicas em potencial criado por uma rede cristalina. Resolvendo a Equação de onda de Schroedinger para um potencial periódico, obtêm-se estados de energia do elétron separados por bandas proibidas. PBGs podem ser obtidas em cristais fotônicos, em que variações periódicas em constantes dielétricas, logo no índice de refração, substituem

variações no potencial elétrico, bem como a Equação de onda clássica para o campo magnético substitui Equação de Schroedinger [8].

PBG, previsto originalmente em 1987 por John Paladina, da Universidade de Toronto e Eli Yablonovitch, do Bell Communications Research, tornou-se o tema realmente quente em óptica na década de 1990. A ideia era construir estruturas, para seletivamente bloquear a transmissão de fótons com determinados níveis de energia, e de comprimentos de onda, correspondente a PBGs, permitindo que outros comprimentos de onda passassem livremente. Além disso, pequenas variações da periodicidade do índice de refração iriam introduzir novos níveis de energia dentro de PBG, como acontece com a criação de níveis de energia dentro da faixa de semicondutores convencionais [6].

Infelizmente, construir as estruturas periódicas tem sido extremamente difícil. O primeiro material PBG foi criado em 1991 por Yablonovitch e seus colegas por furos com um diâmetro de 1 mm em um bloco de material com um índice de refração de 3.6. Uma vez que o comprimento de onda de faixa é da ordem do espaçamento entre os buracos de ar no cristal fotônico, essa estrutura tinha uma faixa na região de micro-ondas.

Em 1991, Philip Russell, que estava interessado na investigação de Yablonovitch, tem sua grande ideia "louca" para "algo diferente," durante a Conferência CLEO/QELS [8]. A ideia de Russell foi que a luz poderia ser presa dentro de um núcleo de fibra oca, criando um cristal fotônico bidimensional de revestimento, que é uma rede cristalina periódica de escala de comprimento de onda dos buracos de ar microscópicos no vidro. Esse princípio básico é o mesmo que dá origem à cor nas asas de borboletas e penas de pavão, ou seja, todas as estruturas periódicas de escala de comprimento de onda apresentam intervalos de ângulo e cor, bandas proibidas, em que a luz incidente é fortemente refletida. Quando adequadamente projetado, o revestimento de cristal fotônico executando ao longo do comprimento de fibra inteira pode impedir a fuga de luz do núcleo oco. Essas novas fibras são chamadas PCFs, pois elas dependem das propriedades incomuns de cristais fotônicos.

A primeira fibra com uma estrutura cristalina fotônica foi relatada por Russell e seus colegas em 1995 [9]. Mesmo que fosse um desenvolvimento muito interessante de investigação, a primeira PCF não tinha um núcleo oco, como mostrado na Figura 2.1, e,

consequentemente, ele não se baseou em uma faixa fotônica para confinamento óptico. Na verdade, em 1995, o grupo de Russell produziu uma fibra com a malha triangular de buracos de ar necessária, mas os buracos de ar foram muito pequenos para atingir uma grande fração de preenchimento de ar, que é fundamental para perceber um PBG. Medições mostraram que esta fibra de núcleo sólido formou um guia de onda monomodo, em que apenas o modo fundamental foi transmitido, ao longo de um intervalo grande de comprimentos de onda. Além disso, a primeira PCF teve perdas intrínsecas muito baixas, devido à ausência de elementos no núcleo e um núcleo de sílica com uma área de cerca de dez vezes maior que as fibras monomodo convencionais (SMF), assim permitindo um correspondente aumento nos níveis de potência óptica.

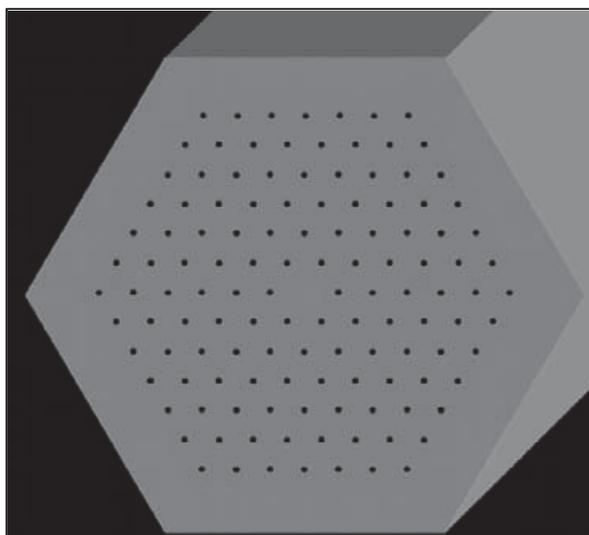


Figura 2.1 – Ilustração da seção reta da primeira fibra de cristal fotônico, com o diâmetro de buracos de ar de 300 nm e espaçamento entre buracos de 2.3 μm [8].

2.1.2. Propriedades e Aplicações

Uma fibra óptica convencional é formada por um fio de sílica envolto por um material com índice de refração menor. Dessa forma, ocorre o confinamento da luz no guia pela lei de Snell. As fibras de cristal fotônico, primeiro desenvolvidas em 1995, são formadas por um arranjo periódico de materiais de alto índice de refração, como sílica, e como material de baixo índice de refração é utilizado o ar (buracos de ar na estrutura periódica).

As fibras que estudaremos neste trabalho serão as que confinam a luz por índice de refração, como analogia. Existem fibras que confinam a luz por *band gap*, uma faixa de frequência de propagação gerada por algum defeito causado em uma estrutura periódica de cristais fotônicos.

O confinamento por banda proibida é atraente porque permite que a luz seja guiada dentro de um núcleo oco. Isso minimiza os efeitos de perdas, indesejáveis não linearidades e quaisquer outras propriedades indesejáveis dos materiais a granel, que estão disponíveis. Fibras que possuem bandas proibidas com periodicidade unidimensional foram analisadas precisamente por Yeh *et al* (1978) [10], que chamou as mesmas de fibras de Bragg. Fibras que possuem bandas proibidas com revestimentos periódicos em duas dimensões foram descritas por Knight *et al* (1998) [11]. O projeto mais comumente usado é uma fibra *holey*, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra [12].

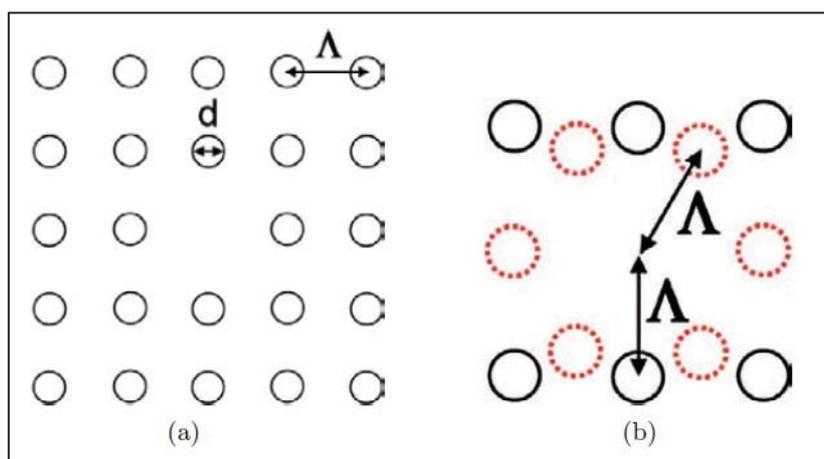


Figura 2.2 – (a) Secção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparação entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede triangular (linha pontilhada) [6].

As propriedades orientadoras de PCFs com uma malha quadrada de buracos de ar foram investigadas em função das características geométricas que são o espaçamento entre buracos a buracos (Λ) e diâmetro (d) do buraco de ar na secção de fibra, conforme mostrado na Figura 2.2. Todas as PCFs de rede quadrada estudadas têm um núcleo de sílica, obtido através da introdução de um defeito (remoção de um buraco de ar) no centro da seção transversal de fibra. A Figura 2.2 (b) mostra o primeiro anel de buracos

de ar de uma PCF de rede quadrada e uma de rede triangular (ou hexagonal) com os mesmos valores de Λ e d , apresentando um valor médio mais baixo do índice de refração em torno do núcleo na PCF triangular. Na verdade, neste caso o primeiro anel compreende seis buracos (pontilhados) de ar cuja distância do centro de núcleo é igual a Λ , resultando assim em um confinamento de campo mais forte [6].

2.1.3. Propagação de Sólitons em Fibras Microestruturadas

A Equação matemática que descreve a propagação de pacotes de luz em fibras ópticas é a Equação não linear de Schrödinger (NLSE) obtida através das equações de Maxwell considerando um meio de propagação livre de cargas. Na sua forma generalizada, temos a Equação (2.1) para a propagação:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial T} - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \quad (2.1)$$

em que A é a função do pulso que irá se propagar por toda a fibra, α é atenuação da fibra, β_2 é a dispersão de segunda ordem, β_3 é a dispersão de terceira ordem, γ é a não-linearidade da fibra, ω_0 é a frequência angular da portadora, T_R é o tempo de resposta não linear para o meio e o quadro de referência em movimento com a velocidade de grupo (V_g) do pulso é dado por $T = t - z/V_g = t - \beta_1 z$, em que β_1 é o termo de dispersão da velocidade de grupo, t é a medida temporal padrão e z é a posição de propagação na fibra. Quando os pulsos de luz propagados possuem largura temporal maior que 5 ps, os parâmetros $(\omega_0)^{-1}$ e T_R/T_0 se tornam bem pequenos ($<0,001$) e os dois últimos termos da Equação 2.1 podem ser negligenciados. Podemos também negligenciar o termo referente à dispersão de terceira ordem (β_3). O termo que possui o tempo de resposta não-linear para o meio (T_R) está diretamente ligado ao efeito de espalhamento Raman (RA) e termo que possui o inverso da frequência da portadora (ω_0^{-1}) está ligado ao efeito de auto inclinação (SS). Dessa forma a Equação (2.1) fica resumida a seguinte forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma \left(|A|^2 A \right) \quad (2.2)$$

Neste trabalho com fibras fotônicas foram utilizados pulsos da ordem de femtossegundos (10^{-15} segundos), em que se faz necessário o uso da Equação não linear de Schrödinger descrita em (2.1) ao invés de (2.2). Ao trabalhar essa Equação temos que analisar os efeitos não lineares de Auto inclinação (SS – *Self Steepening*) e Espalhamento Raman Intrapulso (RA) que não podem mais ser desprezados. Já para os efeitos dispersivos temos que acrescentar os efeitos de dispersão de terceira ordem (D3) e em alguns casos os efeitos de dispersão de quarta ordem (D4) [13].

A Equação (2.1) não aceita solução analítica exceto para alguns casos específicos. Dessa forma uma aproximação numérica é necessária para o entendimento dos efeitos não lineares na fibra óptica. Essas aproximações numéricas podem ser feitas através de métodos de Diferenças Finitas ou métodos pseudoespectrais [14].

2.1.4. Pulsos Ópticos

Pulsos ópticos são modelados matematicamente por funções Gaussianas e Secantes Hiperbólicas [14]. No caso do pulso Gaussiano a expressão é da forma de 2.3

$$A(0, t) = A_0 \cdot \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (2.3)$$

em que, T_0 é a meia largura em $1/e$ do ponto de intensidade do pulso. É comum utilizar a largura máxima à meia altura da intensidade (*Full Width at Half Maximum - FWHM*) no lugar de T_0 , que para o pulso Gaussiano é expresso pela Equação 2.4:

$$T_{FWHM} = 2 \ln(2)^{1/2} T_0 \approx 1,665 T_0 \quad (2.4)$$

Quando dissemos que um pulso é de 2 ps estamos nos referindo então ao T_{FWHM} . Dependendo da forma do pulso utilizado precisamos calcular, utilizando as equações da literatura, o valor de T_0 para utilizá-lo nas simulações numéricas.

Sólitons ópticos são pulsos que possuem características de dispersão (regime de dispersão anômala – dispersão de segunda ordem negativa) e não-linearidade (automodulação de fase) opostas para manter assim sua forma ao longo da propagação na fibra óptica. O sóliton é de fundamental interesse, devido ao grande número de aplicações no campo da comunicação, através de fibras ópticas. Pulsos solitônicos podem também ser modelados matematicamente utilizando funções do tipo Secante Hiperbólico.

Os pulsos ópticos da forma Secante Hiperbólico geralmente são dados pela forma da Equação 2.5:

$$A(0,t) = A_0 \cdot \operatorname{sech}\left(-\frac{t}{T_0}\right) \quad (2.5)$$

A largura máxima a meia altura do pulso secante hiperbólico é dado pela expressão 2.6. É apresentada na Figura 3.2 a forma dos pulsos secantes hiperbólicos na entrada da fibra e após uma propagação de 2 e 4 comprimentos de dispersão.

$$T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 \approx 1,763 T_0 \quad (2.6)$$

Podemos calcular o comprimento de dispersão (L_{d2}) através da Equação 2.7. Teoricamente este é o comprimento de propagação para que os efeitos de dispersão comecem a influenciar criticamente na propagação do pulso óptico. Na Figura 2.3 mostramos um pulso secante hiperbólico para diferentes comprimentos propagados.

$$L_{d2} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.7)$$

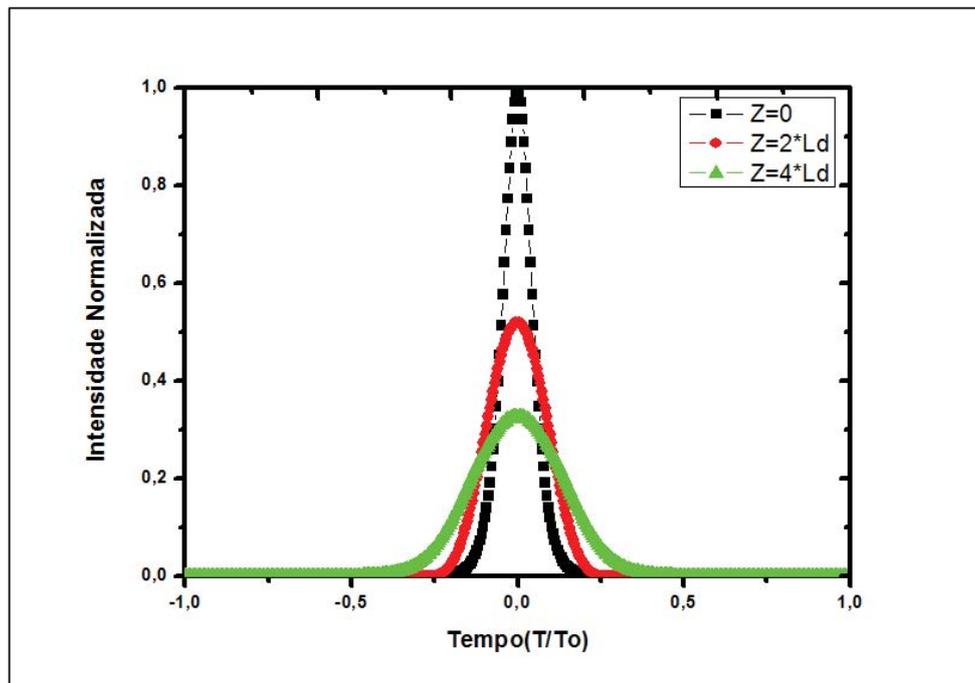


Figura 2.3 – Forma de pulsos secantes hiperbólicos para diferentes comprimentos de dispersão (L_d).

Nesse caso foi considerada apenas a dispersão de 2ª ordem.

Existem outros comprimentos de propagação (não-linearidade, dispersão de 3ª ordem, de acoplamento) que serão discutidos mais à frente quando estiverem sendo feitas as análises dos resultados obtidos para a propagação de pulsos ultracurtos em acopladores duplos direcionais de cristais fotônicos. Mais informações sobre este comprimento podem ser encontrados em [14].

2.2. Acopladores de Cristais Fotônicos

2.2.1. Introdução

Acopladores de fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são um dos dispositivos essenciais em sistemas ópticos. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão do feixe óptico (interferometria) em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados (e vice-versa). Embora a maioria das aplicações de acopladores de fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultrarrápido como chave óptica. Aplicações em optoeletrônica, telecomunicações, processamento digital totalmente óptico, são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos [15-16].

Os acopladores convencionais (fibras de sílica) têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO_3 e guias de ondas semicondutoras. Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de forma a construir uma estrutura multicamadas. No caso de acopladores baseados em fibra, é necessária uma modificação na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos na literatura: Retirada da maioria da camada de casca por meio de corrosão química; Remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado; Fusão de duas, ou mais, fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento.

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

2.2.2. Tipos de Acopladores

Dois guias próximos podem ser acoplados devido à penetração da luz de um guia para o outro. Este dispositivo fabricado a partir de materiais com índice de refração positivo preserva o sentido de propagação da luz e, possivelmente, por esta razão, é chamado de "acoplador direcional". Atualmente já existem propostas de se utilizar acopladores direcionais de cristais fotônicos para a transmissão de Sólitons [17]-[19].

Na Figura 2.4 mostramos a fibra de dois núcleos que pode ser utilizada como um acoplador de cristal fotônico. Para um dado acoplador, são importantes as características geométricas mostradas na Figura. Elas que determinam qual o valor das dispersões e não linearidades a serem utilizadas na Equação dos modos acoplados. Na Figura 2.4, d é o diâmetro dos núcleos de ar da fibra de dois núcleos, C é a distância entre os centros dos núcleos de algum material da fibra e Λ é a distância entre os centros de dois núcleos de ar existente no acoplador.

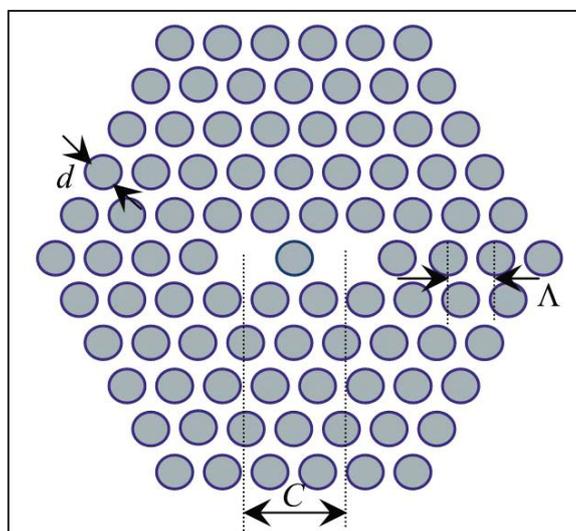


Figura 2.4 – Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos em que as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice de refração maior do que o ar (Fibras *holey*) [13].

Para fibras convencionais temos algumas diversidades interessantes de acopladores: direcionais, contra direcionais, simétricos e assimétricos. Se o sentido do campo que for chaveado pelo acoplador for o mesmo do campo incidente dizemos que

esse acoplador é direcional ou copropagante. Se o sentido for contrário falamos em um acoplador contra-propagante. A Figura 2.5 mostra um acoplador simétrico. Os acopladores são simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($\rho_1=\rho_2$) e iguais índices de refração ($n_1=n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos. No caso dos acopladores direcionais simétricos, a diferença de fase entre os dois modos dos núcleos é sempre zero. Se existir alguma diferença entre os núcleos (seja por diâmetro ou índice de refração) este acoplador será assimétrico [20].

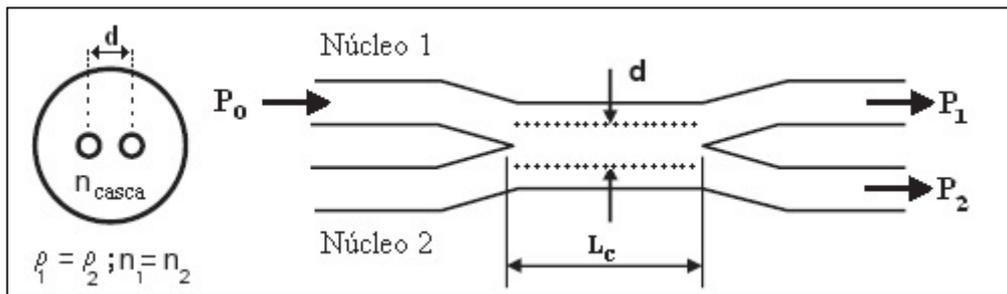


Figura 2.5 – Acoplador Simétrico [20].

2.2.3. Propagação de Sólitons em Acopladores

Partindo das equações de Maxwell, é possível se obter uma Equação de onda para campos que se propagam em um meio qualquer. Num guia planar ou numa fibra óptica, em que há ausência de cargas livres e propriedades magnéticas desprezíveis, temos que tanto a densidade de corrente J_f como a densidade de carga são nulas. Uma Equação geral que descreve a evolução de um feixe de luz que se propaga num meio dielétrico e homogêneo é dada por:

$$\nabla^2 \tilde{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = -\mu_o \left[\frac{\partial \tilde{P}_L}{\partial t^2} + \frac{\partial \tilde{P}_{NL}}{\partial t^2} \right] \quad (2.8)$$

em que c é a velocidade da luz no vácuo dada em termos da permissividade ϵ_o e da permeabilidade no vácuo μ_o :

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_o \mu_o} \quad (2.9)$$

\tilde{P}_L e \tilde{P}_{NL} são as polarizações elétricas lineares e não lineares respectivamente dados por

$$\tilde{P}_L = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \tilde{E}(\vec{r}, t) dt' \quad (2.10)$$

e

$$\tilde{P}_{NL} = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \int_{-\infty}^{\infty} dt_3 \times \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \tilde{E}_j(\vec{r}, t_1) \tilde{E}_k(\vec{r}, t_2) \tilde{E}_z(\vec{r}, t_3) \quad (2.11)$$

em que o símbolo \times representa um produto tensorial entre os termos integrais, $\chi^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade linear, enquanto $\chi^{(3)}$ é o tensor de susceptibilidade de terceira ordem, responsável pela geração de terceiro harmônico e pelo efeito não linear do tipo Kerr. Como resultado, as fibras ópticas normalmente não apresentam efeitos não lineares de segunda ordem ($\chi^{(2)}$), por isso os mesmos são desconsiderados no cálculo acima. A parte real da susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, está relacionada com o efeito Kerr e a parte imaginária com efeito Raman [14].

Na presença de $\chi^{(3)}$, observamos que o índice de refração $\tilde{n}(\omega)$ depende do índice de refração não linear n_{NL} , do índice de refração linear $n_o(\omega)$ e da intensidade do campo $|\tilde{E}|^2$. O termo $\chi_{ijkz}^{(3)}$, da Equação 2.13, é a parte real do tensor de suscetibilidade assumindo que o campo é polarizado em único componente. Esse tipo de não-linearidade é conhecido como Kerr:

$$\tilde{n}(\omega, |\tilde{E}|^2) = n_o(\omega) + n_{NL} |\tilde{E}|^2 \quad (2.12)$$

em que

$$n_{NL} = \frac{3}{8} \frac{\chi_{xxxx}^{(3)}}{n_o(\omega)} \quad (2.13)$$

A automodulação de fase (SPM – *Self Phase Modulation*) e a modulação de fase cruzada (XPM – *Cross Phase Modulation*) são efeitos não-lineares devido à presença da

não-linearidade Kerr. O efeito de SPM produz um espalhamento espectral no pulso propagado. Essa não-linearidade é usada em compressão temporal e chaveamento de pulsos [14]. Ao utilizarmos acopladores de cristais fotônicos temos que acrescentar os efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens. As equações que expressam a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não linear com os efeitos de alta ordem são dadas na Equação a seguir. As mesmas são conhecidas como equações não-lineares de modo acoplado e não diferenciam os modos de polarização ortogonais da fibra [13]:

$$\begin{aligned}
& i \frac{\partial a_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_1}{\partial t^4} + \gamma \left(|a_1|^2 + \eta |a_2|^2 \right) a_1 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_1|^2 a_1)}{\partial t} \\
& - \gamma a_1 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |a_1|^2}{\partial t} + k_0 a_2 + i k_1 \frac{\partial a_2}{\partial t} = 0 \\
& i \frac{\partial a_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_2}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_2}{\partial t^4} + \gamma \left(|a_2|^2 + \eta |a_1|^2 \right) a_2 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_2|^2 a_2)}{\partial t} \\
& - \gamma a_2 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |a_1|^2}{\partial t} + k_0 a_1 + i k_1 \frac{\partial a_1}{\partial t} = 0
\end{aligned} \tag{2.14}$$

em que z é o comprimento ao longo da fibra, t é o tempo de referência para a propagação dos pulsos, a_1 e a_2 são as amplitudes dos pacotes de pulsos no núcleo 1 e no núcleo 2 do acoplador, respectivamente; $\beta_2, \beta_3, \beta_4$ são a dispersão da velocidade de grupo, dispersão de 3ª ordem e dispersão de 4ª ordem, respectivamente. Em comparação com (2.1) surgem também o parâmetro η é uma proporção que mede a importância relativa de XPM com SPM. Temos também o aparecimento do coeficiente de acoplamento (k_0) e do coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1).

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

$$P_c = \frac{A_{eff} \lambda}{n_{NL} L_c} \tag{2.15}$$

em que A_{eff} representa a área de seção transversal efetiva do guia de onda, λ é o comprimento de onda no vácuo do feixe de luz utilizado, n_{NL} é o índice de refração não linear e L_C é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência energética de um guia para outro e pode ser calculada por $L_C = \pi / 2K$ sendo K o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes. Como podemos verificar pela Equação 2.15, a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento [21].

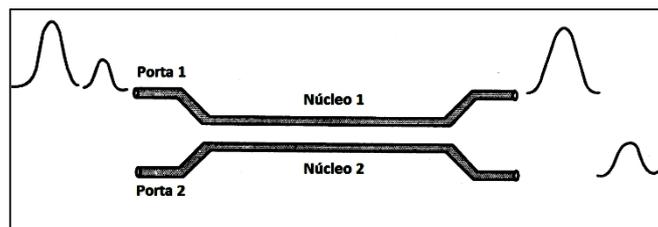


Figura 2.6 – Estrutura de funcionamento de um acoplador duplo direcional.

Se o feixe de luz incidente apresentar potência igual à crítica, 50% desta onda emergirá no guia direto e o outro 50% no guia cruzado. Na Figura 2.6 mostramos o funcionamento básico de acopladores em que pulsos com potências de pico diferentes aparecem em portas diferentes. Nos resultados e discussões iremos simular a resposta do acoplador direcional teórico em função da potência de entrada no canal de entrada.

2.3. Grade de Bragg em fibra óptica

2.3.1. Introdução

Uma grade de Bragg numa fibra óptica consiste de uma perturbação periódica do índice de refração do núcleo ao longo da fibra. O princípio fundamental das grades de difração foi descoberto a mais de 200 anos atrás. A formação de grades em fibra óptica foi primeiramente demonstrada em 1978. [21,22]. Neste experimento foi observado que um feixe gerado por laser de argônio (luz azul-verde) propagando por uma fibra dopada com Germânio interferiu com uma luz contra-propagante, proveniente de uma reflexão, ocasionando mudanças nas características da transmissão. Foi observado através deste experimento que um filtro de Bragg muito estreito tinha se formado ao longo de 1 metro de comprimento da fibra [23].

Foi observado que uma reflexão de 4% ocorreu na região entre ar-fibra, criando um padrão de onda permanente e a luz laser foi absorvida somente nas regiões

brilhantes. Como consequência, a estrutura do vidro muda de tal maneira que o índice de refração cresce permanentemente nas regiões brilhantes [23].



Figura 2.7 – Esquemática da grade de Bragg em fibra óptica, em que é apresentado o índice modulado.

A Figura 2.7 mostra uma fibra de grade de Bragg com índice de refração modulado. Até 1989, grades em fibra não eram um tema de intensa investigação, substanciada neste período apenas pela observação da geração de segundo harmônico em fibras fotossensíveis. Foi então que em 1989 um artigo discutiu uma técnica holográfica que possibilitou fabricar grades em fibra com período controlado, fazendo ressurgir grande interesse neste tópico [21, 23]. A técnica holográfica foi rapidamente adotada para produzir grades em fibras na região de comprimento de onda de aproximadamente $1,55 \mu\text{m}$, devido sua importância em sistemas de comunicações em fibras ópticas.

Na década de 90 vários trabalhos foram realizados para entender o mecanismo por trás da fotosensibilidade e desenvolver técnicas capazes de promover largas mudanças no índice e refração. Em 1995, grades em fibra óptica tornaram-se disponíveis comercialmente se apresentando em 1997 como um componente padrão em tecnologias de onda de luz. O próximo passo do desenvolvimento da grade foi o desenvolvimento de sua aplicação em sensores de fibra e sistemas de comunicações de fibra óptica [21].

2.3.2. Fotossensibilidade

A fotossensibilidade é um efeito que ocorre quando um feixe de luz ultravioleta (de muita energia) incidente sobre uma fibra óptica faz com que o índice de refração da fibra seja alterado permanentemente. A presença de Germânio é crucial para ocorrer a fotossensibilidade em fibras ópticas, entretanto, em fibras padrão para telecomunicações a quantidade de Germânio é menos que 3%, em média. O uso de outros dopantes como alumínio e fósforo, pode aumentar a fotossensibilidade, mas também aumentam as perdas. Portanto, as fibras ópticas com núcleo dopado com Germânio continuam a ser o material mais importante para a fabricação das grades em fibra [21].

A amplitude da mudança do índice de refração (Δn) depende de vários fatores, como as condições de radiação (comprimento de onda, intensidade e dosagem total de radiação), da composição do núcleo e de qualquer processamento da fibra, anterior à impressão da grade. Uma grande variedade de fontes laser de luz contínua e pulsada, com comprimentos de onda variando na faixa do ultravioleta, pode ser usada para foto-induzir mudanças do índice de refração em fibras ópticas. Na prática, as mais comuns são lasers *excimer* KrF e ArF, que geram pulsos ópticos em, respectivamente, 248 e 193 nm (largura de pulso de cerca de 10 ns), a uma taxa de repetição situada na faixa compreendida entre 50 e 75 Hz. As condições de radiação típicas correspondem a uma exposição à luz ultravioleta por poucos minutos, sob intensidades que variam de 100 a 1000 mJ/cm². Se a fibra for irradiada por níveis de energia superiores a 1000 mJ/cm², ela sofrerá um processo de fotossensibilidade não-linear. Os mecanismos físicos relativos à fotossensibilidade, ainda não muito bem compreendidos, podem ser associados aos centros de cor dos materiais vítreos. Por exemplo, a foto excitação dos estados de vacância defeituosa de oxigênio, contidos em fibras Ge-SiO₂, formam centros paramagnéticos que contribuem para a mudança do índice de refração. Existe, também, evidência de que a mudança estrutural da matriz do vidro esteja relacionada com aumento do índice de refração [24]. O resultado destas mudanças fotoinduzidas é a mudança permanente do índice de refração do material vítreo, num comprimento de onda distante daquele da luz ultravioleta sobre ele radiada.

2.3.3. Fabricação de grade em fibras

Várias técnicas foram desenvolvidas para produzir grades de Bragg, entre elas podemos citar: Técnica interna de feixe único, Técnica holográfica de duplo feixe, Técnica de máscara de fase e Técnica de fabricação ponto a ponto.

A técnica interna de feixe único, de um experimento em 1978, é realizada pelo lançamento de um único feixe laser monomodo operando em torno de 488 nm , normalmente obtido de um laser de argônio, em uma fibra de sílica dopada com Germânio. A luz é então monitorada no fim da fibra, e a refletividade cresce de 4% a até 90% em poucos minutos. A desvantagem desta técnica é que a grade só poderá ser usada em comprimentos de onda próximos a do laser usado na sua fabricação, 488 nm no caso, distante da região importante em telecomunicações que a infravermelha ou em micro-ondas [25].

Na técnica holográfica de feixe duplo, dois raios ópticos (operando na região do ultravioleta) obtidos do mesmo laser, e fazendo entre eles um ângulo de 2θ interferem num núcleo de uma fibra óptica. Uma lente cilíndrica é usada para expandir o raio ao longo do comprimento da fibra, desta forma o índice da grade é gerado pelo padrão de interferência. O período da grade está relacionado com o comprimento de onda do laser ultravioleta e o ângulo 2θ o que proporciona a fabricação de grade em uma larga escala de período de grade, apenas variando o ângulo θ [21]. O esquema desta técnica é mostrado na Figura 2.8.

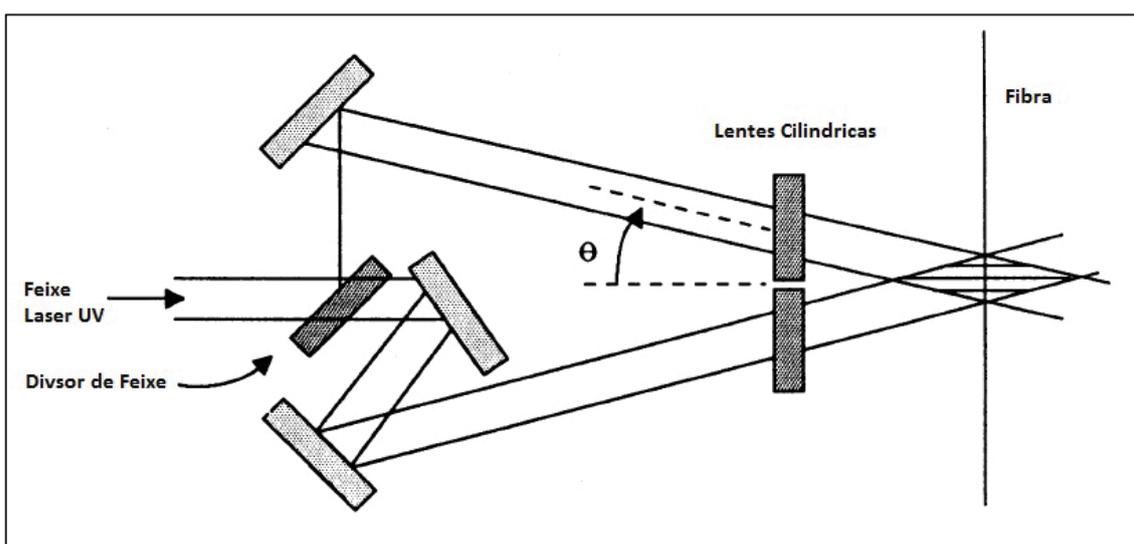


Figura 2.8 – Esquemática da técnica holográfica de feixe duplo [14].

A técnica de máscara de fase usa uma máscara de fase com período relativo ao período da grade. A grade é gravada por técnicas foto-litográficas ou de litografia por feixe de elétrons. A máscara de fase típica é fabricada numa placa plana de vidro de sílica, que é transparente à luz ultravioleta. São induzidas variações na fase da radiação incidente em 242 nm , traduzindo dentro da máscara de fase um padrão de intensidade similar ao produzido pela técnica holográfica, assim, variações na intensidade são convertidas em variações do índice da grade pela fotossensibilidade da fibra óptica. A principal vantagem é que a demanda pelas coerências espacial e temporal é muito menor devido à natureza não interferométrica da técnica. É possível variar o comprimento de onda de máxima reflexão. Esta técnica é mostrada na Figura 2.9.

A técnica de fabricação ponto a ponto contorna a necessidade de uma máscara de fase mestre, fabricando a grade diretamente na fibra, período por período, pela exposição a pulsos de alta energia em seções curtas. Esta técnica apresenta algumas limitações práticas, como por exemplo: somente grades curtas ($\sim 1 \text{ cm}$) são fabricadas; é difícil controlar o movimento de um estágio de deslocamento suficientemente exato para fabricar grades longas; não é fácil focalizar um raio laser para um *spot* de tamanho pequeno que é somente uma fração do período da grade.

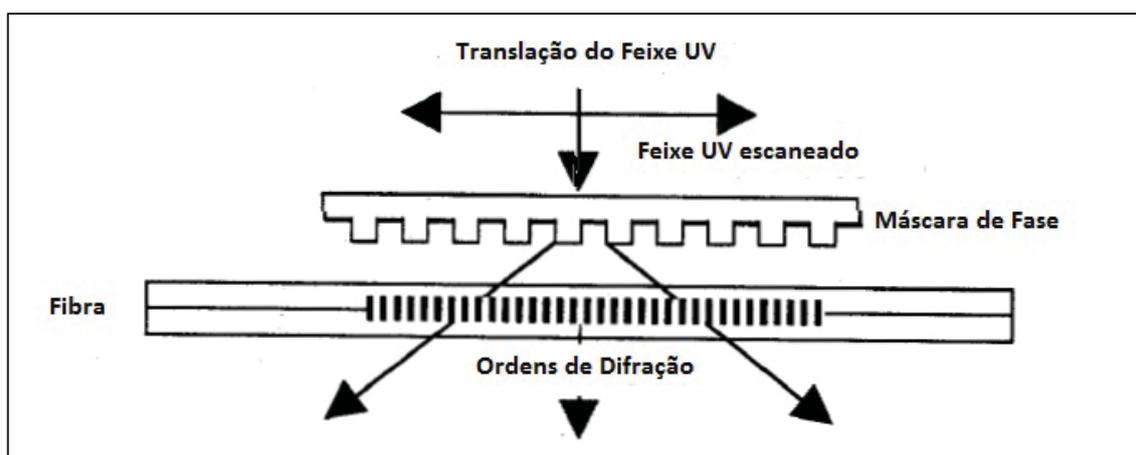


Figura 2.9 – Esquemática da técnica interferométrica de máscara de fase [21].

2.3.4. Grade de Bragg Analiticamente

A perturbação do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica é uma estrutura periódica que age como um filtro rejeita-faixa. Assim, uma faixa espectral estreita de um campo óptico, incidente através de uma fibra, é refletida por

espalhamentos sucessivos, coerentes, causados pelas variações do índice. A interação mais forte, ou seja, o acoplamento mais intenso entre modos ocorre no comprimento de onda de Bragg (λ_B) na condição dita ‘de casamento de fase’, definida pela Equação 2.16 dada abaixo,

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda n_{eff}}{N} \quad (2.16)$$

em que n_{eff} é o índice efetivo do núcleo da fibra (também conhecido como ‘índice modal’), Λ é o período da grade e N é um inteiro que indica a ordem de interação entre modos.

A chamada teoria de modo acoplado tem sido utilizada exaustivamente para estudar propagação de onda em meios periódicos lineares com um considerável sucesso. No caso de fibras ópticas os efeitos não lineares devem ser considerados de forma que o índice de refração deve ser escrito da forma dada por 2.12

$$\tilde{n}(\omega, z) = \bar{n}(\omega) + n_2 |E|^2 + \delta n_g(z) \quad (2.17)$$

em que n_2 é o parâmetro não-linear e $\delta n_g(z)$ quantifica as variações periódicas no índice de refração dentro da grade [21].

Utilizando as equações de Maxwell e considerando o índice de refração dado pela Equação 2.12 e que os efeitos não-lineares são pequenos podemos trabalhar no domínio da frequência solucionando a Equação de Helmholtz dada por

$$\nabla^2 \tilde{E} + \tilde{n}^2(\omega, z) \omega^2 / c^2 \tilde{E} = 0 \quad (2.18)$$

em que \tilde{E} representa a transformada de Fourier do campo elétrico em relação ao tempo. Incluindo as ondas copropagantes e contra-propagantes, expressamos \tilde{E} na forma:

$$\tilde{E}(r, \omega) = F(x, y) \left[\tilde{A}_f(z, \omega) \exp(i\beta_B z) + \tilde{A}_b(z, \omega) \exp(-i\beta_B z) \right] \quad (2.19)$$

em que o número de onda de Bragg para uma grade primeira ordem é $\beta_B = \pi/\Lambda$.

Desta forma, as equações de modo acoplado no domínio da frequência, considerando as equações 2.17-2.19, em que \tilde{A}_f (amplitude do campo copropagante) e \tilde{A}_b (amplitude do campo contra-propagante) variam lentamente com z e mantendo apenas os termos de casamento de fase, obtém-se que:

$$\frac{\partial \tilde{A}_f}{\partial z} = i[\delta(\omega) + \Delta\beta] \tilde{A}_f + i\kappa \tilde{A}_b \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_b}{\partial z} = i[\delta(\omega) + \Delta\beta] \tilde{A}_b + i\kappa \tilde{A}_f \quad (2.21)$$

em que δ é a medida de dessintonização da frequência de Bragg, expressa por

$$\delta(\omega) = \left(\bar{n}/c \right) (\omega - \omega_B) \quad (2.22)$$

e $\Delta\beta$ inclui os efeitos não lineares definidos em por

$$\Delta\beta = \frac{\kappa_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.23)$$

e o coeficiente de acoplamento é expresso por

$$\kappa = \frac{\kappa_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \delta n_1 |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2.24)$$

Para expressar as equações dos campos copropagantes e contra-propagantes 2.20 e 2.21 no domínio do tempo escrevemos o campo elétrico na forma de [21]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} F(x, y) [A_f(z, t) \exp(i\beta_B z) + A_b(z, \omega) \exp(-i\beta_B z)] \exp(-i\omega_0 t) \quad (2.25)$$

Assim, expandindo β em séries de Taylor e considerando os termos de segunda ordem, trocamos os termos $\omega - \omega_0$ pelo operador $i\partial/\partial t$ e obtemos

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_f}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_f}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_f}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_f \\ = i\delta A_f + i\kappa A_b + i\gamma \left(|A_f|^2 + 2|A_b|^2 \right) A_f \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_b}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_b}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_b}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_b \\ = i\delta A_b + i\kappa A_f + i\gamma \left(|A_b|^2 + 2|A_f|^2 \right) A_b \end{aligned} \quad (2.27)$$

em que A_f e A_b são amplitudes copropagantes e contra-propagantes, respectivamente.

Para grades transversalmente uniformes, podemos escrever $k = 2\pi\delta n_1 / \lambda$. As equações (2.26) e (2.27) incluem os efeitos não lineares **SPM** (*Self-Phase Modulation* – auto modulação de fase) e **XPM** (*Cross-Phase Modulation* – modulação de fase cruzada), nos termos que multiplicam o parâmetro não linear dado por $\gamma = n_2\omega_0 / (cA_{eff})$ em que A_{eff} é a área efetiva do núcleo da fibra óptica. Os termos β_1 e β_2 são relativos ao inverso da velocidade de grupo e dispersão de velocidade de grupo (**GVD** – *Group Velocity Dispersion*), respectivamente. O termo $\alpha/2$ nas equações é referente às perdas inseridas pelo sistema, que no caso da simulação das grades de Bragg em fibra será negligenciado, devido ao pequeno comprimento do dispositivo, tipicamente da ordem de centímetros [21].

O pulso óptico codificado que é inserido na FBG é alargado temporalmente. O tempo que o pulso se propaga pela FBG pode ser calculado pela Equação (2.28) em que L é o comprimento da grade, n_{eff} é o índice de refração efetivo e c corresponde ao valor da velocidade de propagação da luz que é de $3,0 \times 10^8$ m/s.

$$\Delta t = \frac{2n_{eff}L}{c} \quad (2.28)$$

3. MÉTODOS DE CODIFICAÇÃO OCDMA

Existem seis categorias principais de codificação OCDMA: codificação na amplitude do pulso, codificação na fase do pulso, codificação na amplitude espectral, codificação na fase espectral, codificação espacial e codificação por 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 (níveis de polaridade positivas e nula) e pseudo-ortogonais (ortogonais em relação ao plano de frequência versus tempo), estes com função de correlação cruzada não nula. A codificação na fase do pulso utiliza processamento coerente, permitindo o uso de códigos ortogonais bipolares (níveis de polaridade positivas e negativas), tais como, sequência de comprimento máximo ou sequência M, códigos de Walsh e códigos de Gold. Os métodos de codificação na fase e amplitude espectral são executados no domínio de comprimento de onda (frequência), em que a natureza espectral dos códigos é desacoplada da natureza temporal dos dados. A codificação espacial utiliza múltiplas fibras ou fibras com núcleos múltiplos com códigos ópticos bidimensionais no domínio do tempo e espaço simultaneamente. Já o método de codificação no 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 [3].

3.1. Geração de Sequências M

Um polinômio de grau n de coeficientes binários conhecido como polinômio gerador ou polinômio característico pode ser definido com um gerador de sequência. O período da sequência 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 pseudoaleatórias [3].

Considerando-se 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 3.1 apresenta os polinômios primitivos até o grau 10, em que os polinômios estão representados sobre a forma octal, nesta tabela não estão apresentados os polinômios recíprocos, desta forma estão representados apenas metade dos polinômios primitivos possíveis. São exemplos de polinômios primitivos para $n=6$ os mostrados a seguir [5]. Todos estes dois polinômios

são estão escritos na forma Octal e também aparecem na Tabela 3.1. Devemos lembrar para transformar um número de octal para binário temos que lembrar que cada dígito em Octal equivale a uma sequência de 3 dígitos binários. Depois fazemos a representação polinomial da sequência com um polinômio de grau n . Para um polinômio de $n=6$ teremos um período $N = 2^6 - 1 = 63$.

$$103_8 \rightarrow 001000011 \rightarrow f(x) = x^6 + x + 1$$

$$147_8 \rightarrow 001100111 \rightarrow g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + x + 1$$

Tabela 3.1 – Polinômios primitivos com grau $n \leq 10$ em representação octal [26].

<u>Grau (n) do Polinômio</u>	<u>Representação em Octal</u>
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

3.1.1. Procedimento para gerar uma Sequência M

Para gerarmos uma sequência binária a partir de polinômios, consideramos um polinômio inicial para f igual à $a(x) = x^4 + x^2 + 1$ e para g consideramos um polinômio $b(x) = x^4 + x^3 + x$. Se o polinômio característico utilizado for primitivo (Tabela 3.1),

qualquer conteúdo inicial ($a(x)$ ou $b(x)$) gera uma sequência M. Para calcular a sequência o primeiro passo é calculado o polinômio recíproco através do polinômio gerador. Assim, calculando o polinômio recíproco da função $f(x)$ temos que:

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

Depois se multiplica o conteúdo inicial pelo polinômio recíproco encontrado, e considera-se apenas o polinômio com grau $\leq n-1 = 6-1 = 5$. Dessa forma:

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

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

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

A transformação do polinômio gerado gera a sequência de bits 0 e 1 abaixo:

Sequência 1 {S1}: [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 0 1 0 0 1 0 1 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 1]

Utilizando a mesma técnica que foi utilizada para calcular a Sequência 1 vamos encontrar a Sequência 2 utilizando o polinômio $g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + 1$. No primeiro momento calculamos o polinômio recíproco:

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

Em seguida se multiplica o conteúdo inicial pelo polinômio recíproco, e considera-se o polinômio com grau $\leq n-1 = 5$.

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

Divide-se o polinômio encontrado pelo polinômio recíproco. Desta forma, obtemos,

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

A sequencia gerada então por esta operação será dada por:

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

3.2 Códigos de Gold

As sequencias pseudoaleatórias possuem boas propriedades de auto-correlação e por isso tornam-se bastante atrativas em sistemas de espectro de propagação. Entretanto, as propriedades de correlação cruzada de duas sequências pseudoaleatórias de mesmo comprimento não apresentam o mesmo desempenho da auto-correlação, podendo apresentar altos picos de correlação cruzada [4]. Consideramos dois polinômios geradores para ilustrar o problema da correlação cruzada, sendo $f(x) = x^3 + x + 1$ ($n=3$ da Tabela 3.1) 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 $\{S_1\}$ 0010111 e $\{S_2\}$ 1110100, respectivamente.

A correlação cruzada é calculada através da Equação 3.1, ou seja, fixando umas das sequências (S_l), e comparando bit a bit para obtermos a quantidade de acordo (A) e desacordos (D) [4].

$$R_{a,b}(l) = A(a, b^{(l)}) - D(a, b^{(l)}) \quad (3.1)$$

Na Equação acima, $R_{a,b}(l)$ é o valor para a correlação cruzada para o deslocamento l que pode variar de 0 a 6. O termo $A(a, b^{(l)})$ é a quantidade de acordos entre a e $b^{(l)}$. Lembre-se de não confundir esse termo A com o termo utilizado para representar a amplitude do pacote de pulso nos núcleos 1 e 2 do acoplador. O termo $D(a, b^{(l)})$ é a quantidade de desacordos entre a e $b^{(l)}$. Dessa forma, se quisermos automatizar o processo basta fazer uma operação ou-exclusivo entre cada termo para alocarmos os termos que pertencem à correlação cruzada e os que não pertencem.

$$a_i \oplus b_i = \begin{cases} 0, & \text{se } a_i = b_i \\ 1, & \text{se } a_i \neq b_i \end{cases} \quad (3.2)$$

O sinal \oplus representa uma adição modulo 2, que é uma soma utilizada na computação para que não haja propagação de dígitos entre as casas binárias nas operações aritméticas. Para se realizar este tipo de operação pode-se utilizar um porta lógica Ou-Exclusivo, cuja tabela verdade é mostrada na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 – Tabela verdade da porta lógica Ou-Exclusiva com bits de entrada A e B e bit de saída S.

<u>Entrada (A)</u>	<u>Entrada (B)</u>	<u>Saída (S)</u>
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Assim, os valores para a correlação cruzada entre f e g serão calculados variando o valor de l de 0 até 6.

$$\begin{aligned}
 l = 0 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 1110100 &\rightarrow b_i \\
 1100011 &\rightarrow a_i \oplus b_i \\
 A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,b}(0) = -1
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 l = 1 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 1101001 &\rightarrow b_{i-1} \\
 1111110 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-1} \\
 A = 1 \text{ e } D = 6 &\rightarrow R_{a,b}(1) = -5
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 l = 2 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 1010011 &\rightarrow b_{i-2} \\
 1000100 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-2} \\
 A = 5 \text{ e } D = 2 &\rightarrow R_{a,b}(2) = +3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 l = 3 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 0100111 &\rightarrow b_{i-3} \\
 0110000 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-3} \\
 A = 5 \text{ e } D = 2 &\rightarrow R_{a,b}(3) = +3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 l = 4 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 1001110 &\rightarrow b_{i-4} \\
 1011001 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-4} \\
 A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,b}(4) = -1
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 l = 5 \\
 0010111 &\rightarrow a_i \\
 0011101 &\rightarrow b_{i-5} \\
 0001010 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-5} \\
 A = 5 \text{ e } D = 2 &\rightarrow R_{a,b}(5) = +3
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 6 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
0111010 &\rightarrow b_{i-6} \\
0101101 &\rightarrow a_i \oplus b_{i-6} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,b}(6) = -1
\end{aligned}$$

Para calcular a auto-correlação da sequência basta fazer $b=a$ na Equação 3.1 e executar os mesmos procedimentos feitos anteriormente para calcular a correlação cruzada.

$$\begin{aligned}
l &= 0 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
0000000 &\rightarrow a_i \oplus a_i \\
A = 7 \text{ e } D = 0 &\rightarrow R_{a,a}(0) = 7
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 1 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
0101110 &\rightarrow a_{i-1} \\
0111001 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-1} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(1) = -1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 2 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
1011100 &\rightarrow a_{i-2} \\
1001011 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-2} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(2) = -1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 3 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
0111001 &\rightarrow a_{i-3} \\
0101110 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-3} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(3) = -1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 4 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
1110010 &\rightarrow a_{i-4} \\
1100101 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-4} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(4) = -1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 5 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
1100101 &\rightarrow a_{i-5} \\
1110010 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-5} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(5) = -1
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
l &= 6 \\
0010111 &\rightarrow a_i \\
1001011 &\rightarrow a_{i-6} \\
1011100 &\rightarrow a_i \oplus a_{i-6} \\
A = 3 \text{ e } D = 4 &\rightarrow R_{a,a}(6) = -1
\end{aligned}$$

Os resultados para auto-correlação e correlação cruzada para o exemplo discutido acima são apresentados na Figura 3.1.

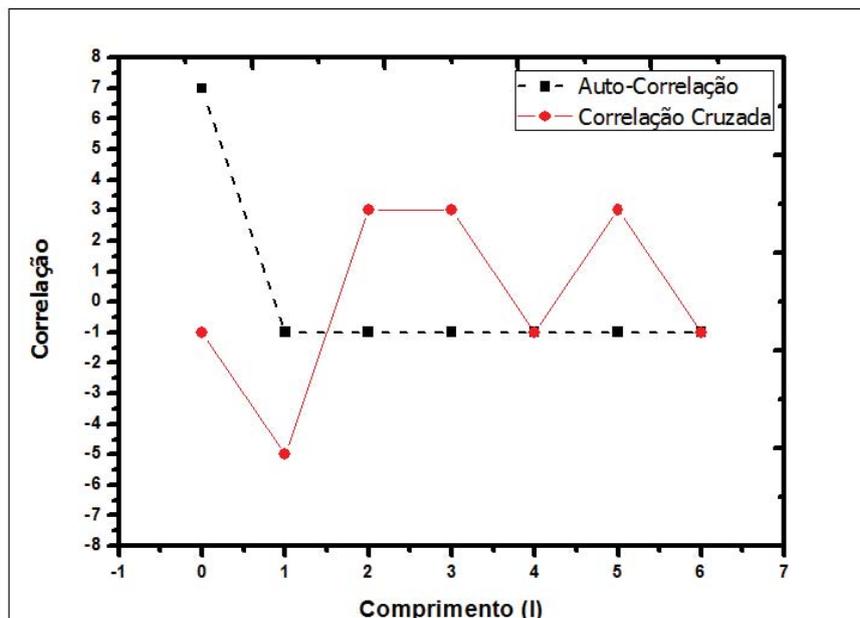


Figura 3.1 – Correlação entre os polinômios $f(x)=x^3+x+1$ e $g(x)=x^3+x^2+1$.

A correlação cruzada entre as duas seqüências pseudoaleatórias ($f(x)$ e $g(x)$) possuem valores altos em comparação a auto-correlação. Pela Figura 3.1, em que encontramos picos de correlação cruzada de -5, já a auto correlação apresentou um pico com valor 7 e depois teve seu valor estabilizado em -1 durante o restante dos testes.

Para solucionar o problema da correlação cruzada, Gold realiza uma operação Ou-Exclusivo, bit a bit, de duas seqüências pseudoaleatórias com o mesmo comprimento, porém geradas por polinômios primitivos diferentes (Tabela 3.1) como os polinômios $f(x)$ e $g(x)$ utilizados para a montagem da Figura 3.1 [4]. Como o comprimento das seqüências é $N=2^n-1$ a seqüência gerada tem o mesmo comprimento. Se considerarmos o deslocamento de uma seqüência relativamente a outra, cada deslocamento irá gerar através da operação Ou-Exclusivo uma seqüência resultante diferente. Como são possíveis 2^n-1 deslocamentos, e considerando as duas seqüências originais, então são possíveis 2^n+1 seqüências de **Gold** de mesmo comprimento. **Gold** em [5] observou que para determinados pares de seqüências de comprimento máximo os picos de correlação cruzada eram menores que para outros. Assim, as seqüências de **Gold** são geradas com dois pares de seqüência conhecidos como pares preferidos de comprimento máximo, alcançando picos de correlação cruzada que possuem os menores valores entre qualquer par de seqüências 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 3.2 apresenta todos os pares preferidos de comprimento 63, em que os pares preferidos são aqueles que estão ligados através da linha [26].

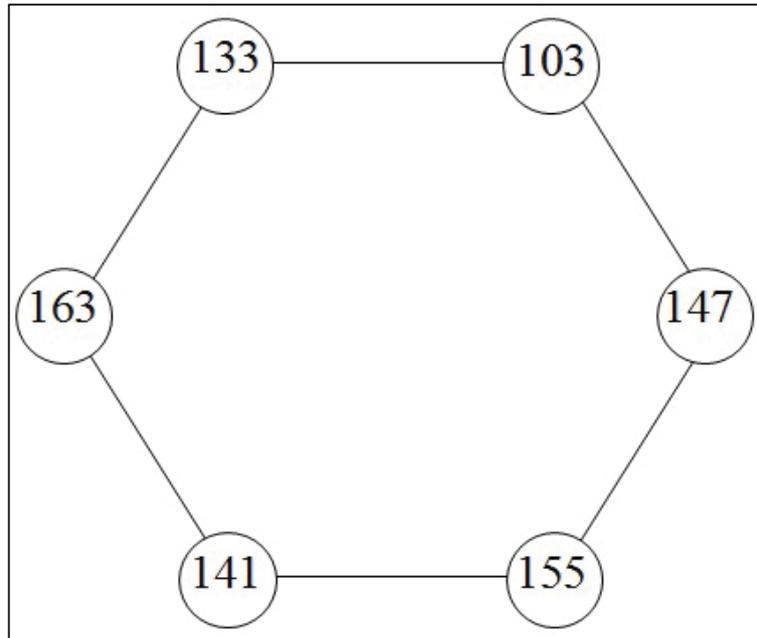


Figura 3.2 – Pares preferidos de comprimento 63[27].

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). Se forem utilizados polinômios geradores com grau $n = 6$ (sendo que os polinômios utilizados até aqui foram $f(x) = x^6 + x + 1$ e $g(x) = x^6 + x^5 + x^2 + 1$) podem ser geradas $2^6 + 1 = 65$ sequências de Gold.

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. Através da Equação 3.3 foram obtidas quatro sequências de Gold para complementar a utilização de cinco usuários em um canal, o que será feito posteriormente.

$$S_{Gold} = \{S_1; S_2; S_1 \oplus S_2; S_1 \oplus T^{-1}S_2; S_1 \oplus T^{-2}S_2; \dots; S_1 \oplus T^{-N+1}S_2;\} \quad (3.3)$$

As 4 sequencias obtidas são mostradas a seguir:

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 1 0 0 0 0 1 0 1 0 1 1 1 0 0 0 1
0 1 1 1 1 1 0 1 1 0 1 0 1 0 1 1 1 1 0 0 0 1 0 1 1 0 1 0 1 1 1 0 1].

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

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1. Análise de Propagação de Pulsos em Acopladores de Cristais Fotônicos

Nesta primeira análise resolvemos numericamente as equações para os modos acoplados (2.14) para um acoplador duplo direcional copropagante e simétrico. Será feita uma análise da influência do último termo da Equação citada, a chamada dispersão de acoplamento (k_1). Será propagado um pulso secante hiperbólico na Entrada 1 do acoplador com largura temporal de meia potência (T_{fwhm}) de 100 fs. Na Entrada 2 do acoplador não teremos entrada de nenhum sinal. Visualize a estrutura do acoplador na Figura 4.1.

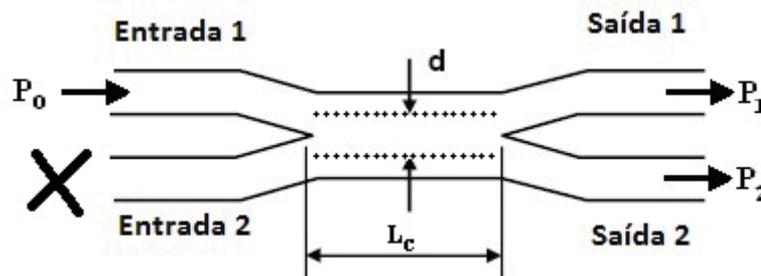


Figura 4.1 – Acoplador duplo direcional copropagante e simétrico utilizado para análise.

O acoplador mostrado na Figura 4.1 é apenas esquemático já que iremos investigar uma PCF de dois núcleos que possui o diâmetro dos buracos $d=2.0\mu\text{m}$, distância entre os buracos de $\Lambda=d/0.9$ e separação entre os núcleos de 2Λ . Neste trabalho estaremos investigando somente este acoplador. O comprimento de acoplamento deste dispositivo será de $L_c = 1,8\text{ cm}$. O comprimento de onda da portadora está na região do infravermelho e seu valor é $\lambda=1,55\mu\text{m}$ [13]. Os parâmetros para as nossas equações dos modos acoplados mostrados em (2.14) serão os seguintes: $\beta_2= -47\text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3= 0.1\text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma= 3.2\times 10^{-3}\text{ (Wm}^{-1}\text{)}$ (para uma área efetiva de $41\mu\text{m}^2$), $\gamma/\omega_0 = 2.6\times 10^{-18}\text{ s/(Wm)}$ e $T_R = 3\text{ fs}$ (para uma fibra de sílica). Vale lembrar que para cada modelo de PCF utilizada os valores de dispersão e não linearidade serão diferentes. Como o pulso será do tipo secante hiperbólico e de 100 fs teremos que:

$$T_{FWHM} \approx 1,763T_0 \rightarrow T_0 = \frac{100 \times 10^{-15}}{1,763} \rightarrow T_0 = 5,67 \times 10^{-14}\text{ s}$$

Dessa forma, encontramos que a distância para que a dispersão de 2ª ordem seja importante (L_{d2}) será dada por:

$$L_{d2} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{(5,67 \times 10^{-14})^2}{47.10^{-24} / 10^3} = 0,068m = 6,8cm$$

Veja que o comprimento de dispersão é maior que o comprimento de acoplamento do acoplador. Dessa forma, para investigarmos este tipo de efeito devemos ter um dispositivo maior que este comprimento. Da mesma maneira, para que os efeitos de dispersão de 3ª ordem sejam importantes precisamos de uma distância mínima (L_{d3}) dada por:

$$L_{d3} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} = \frac{(5,67 \times 10^{-14})^3}{0,1 \times 10^{-36} / 10^3} = 1,82m$$

Mais uma vez, o comprimento de dispersão de 3ª ordem é bem maior que o comprimento de acoplamento. Já para o SPM, temos que o comprimento de não linearidade (L_{NL}) será dado por $L_{NL} = 1/\gamma P_0$, em que P_0 é o pico de potência do sinal de entrada e γ é coeficiente de não linearidade. Nesse primeiro momento utilizamos uma potência de entrada (P_0) dez vezes menor que a potência crítica (P_c) do acoplador que é dada pela relação $P_c = 4k/\gamma(1-\sigma)$ em que o coeficiente de acoplamento (k) é dado por $k = \pi/2L_c$, L_c é o comprimento de acoplamento e σ é o parâmetro de modulação cruzada de fase (XPM), considerado na maioria da vezes como zero (neste trabalho iremos considerá-lo com este valor). A potência crítica é definida como a potência do pulso de entrada que transfere 50% de sua energia para o pulso de saída em uma das portas de saída do acoplador óptico, e 50% de sua energia para a outra porta de saída do acoplador óptico. Calculamos primeiramente o valor do coeficiente de acoplamento (k) de tal forma que

$$k = \frac{\pi}{2L_c} = \frac{\pi}{2 \times 0,018} = 87,27m^{-1}$$

Calculando a potência crítica do sinal temos que:

$$P_c = \frac{4k}{\gamma} \rightarrow P_c = \frac{4 \times 87,27}{3,2 \times 10^{-3}} \rightarrow P_c = 1,09 \times 10^5 W$$

Calculando agora o valor da distância de não linearidade, lembrando que $P_0 = P_c/10$ ($P_0 = 10,9$ kW) neste primeiro momento, temos que:

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \rightarrow L_{NL} = \frac{1}{3,2 \times 10^{-3} \times 1,09 \times 10^4 W} \rightarrow L_{NL} = 0,028 m$$

Dessa forma temos que a não-linearidade será importante a partir de um comprimento de propagação de 2,8 cm. Podemos mostrar, também, que o efeito de auto-inclinação (SS) passa a atuar mais fortemente na fibra a partir de uma determinada distância. Essa distância pode ser calculada por:

$$L_{ss} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P_0} \rightarrow L_{ss} = \frac{5,67 \times 10^{-14}}{2,6 \times 10^{-18} \times 10,9 \times 10^3} \rightarrow L_{ss} = 2,00 m$$

Note que para que o efeito de SS em nosso dispositivo possa ser notado precisaremos de um comprimento para o mesmo de cerca de 2 m. Nossa próxima análise será mostrar que o coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1) pode quebrar um pulso a partir de uma determinada distância. Essa distância é dada por $L_w = T_0/|k_1|$. Para o comprimento de onda da portadora que estamos utilizamos o valor de $k_1 = -410$ fs/m [14]. Assim:

$$L_w = \frac{T_0}{|k_1|} \rightarrow L_w = \frac{5,67 \times 10^{-14}}{|-410 \times 10^{-15}|} \rightarrow L_w = 0,138 m$$

Então, de acordo com a Equação citada acima, esse efeito de dispersão da constante de acoplamento será visível a partir de 13,8 cm. Para investigar todos os efeitos deve-se então utilizar um dispositivo com tamanho necessário para que os mesmos ocorram. Vamos então utilizar um acoplador de comprimento de 33,3 cm (≈ 18.5 acoplamentos). Para um comprimento de acoplamento (1,8 cm) todo o sinal que entra no canal 1 sairá no próprio canal 1, já que estamos a uma potência 10 vezes menor que potência crítica. Nesse caso dizemos que houve um “chaveamento” do sinal do canal 1 para o canal 2. Para analisarmos esses efeitos iremos propagar nosso sinal por 33 cm pelo acoplador.

No Gráfico 4.1 é mostrado o perfil do pulso secante hiperbólico na entrada do canal 1, o pulso na saída nesse mesmo canal e o pulso na saída no canal 2 considerando apenas o efeito de dispersão de 2ª ordem. Para o comprimento de dispositivo utilizado este efeito já estará bem presente e causará um alargamento temporal no pulso, como mostrado no Gráfico.

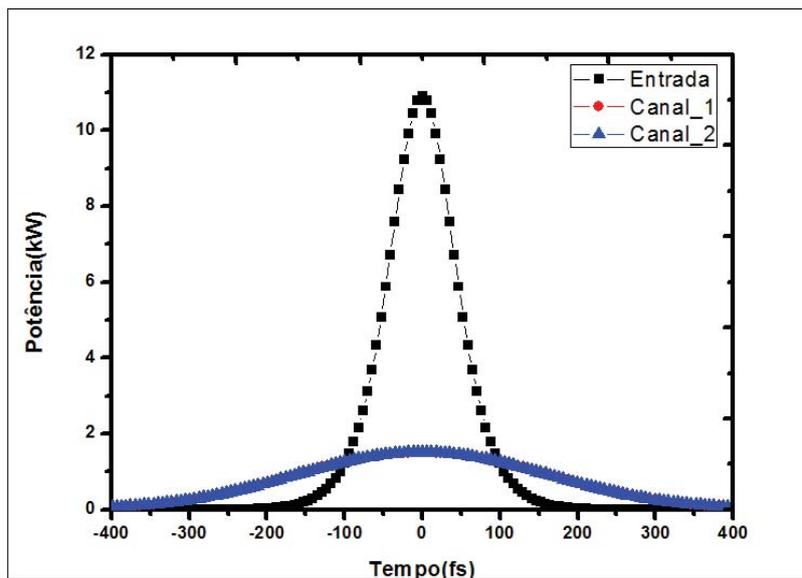


Gráfico 4.1 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª ordem.

O comprimento para que ocorra a dispersão de 3ª ordem é muito alto se comparado com o comprimento do dispositivo e então podemos desprezá-lo, como podemos notar pelos Gráficos 4.1 e 4.2, que são semelhantes, já que as saídas nos dois canais são iguais considerando somente as dispersões de 2ª e 3ª ordem.

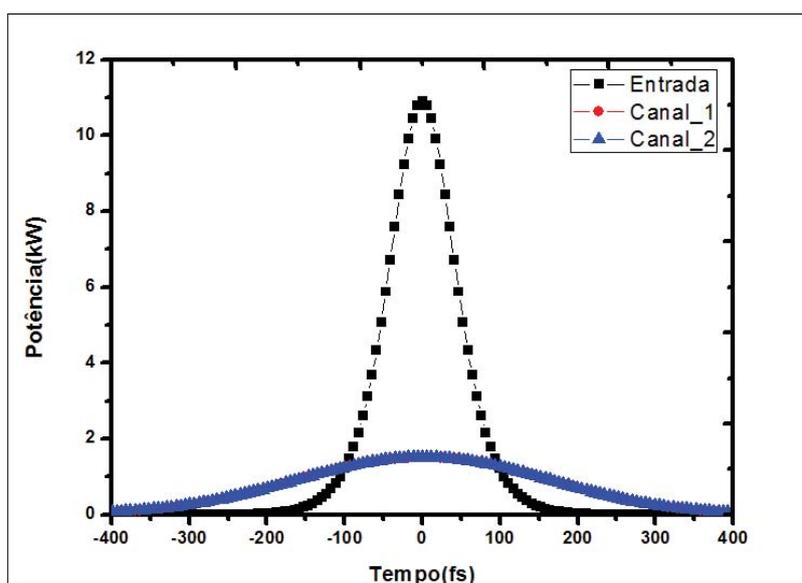


Gráfico 4.2 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.

No Gráfico 4.3, acrescentamos o efeito de SPM e notamos uma compressão do pulso nos dois canais do acoplador. Vimos que para o comprimento utilizado esse efeito pode ser bem visualizado e fará com que o sinal seja uma soma de efeitos dispersivos e compressivos. No Gráfico 4.4 acrescentamos o efeito de SS. Pelo gráfico pudemos notar que este efeito não interfere na propagação, como vimos com o cálculo de L_{SS} .

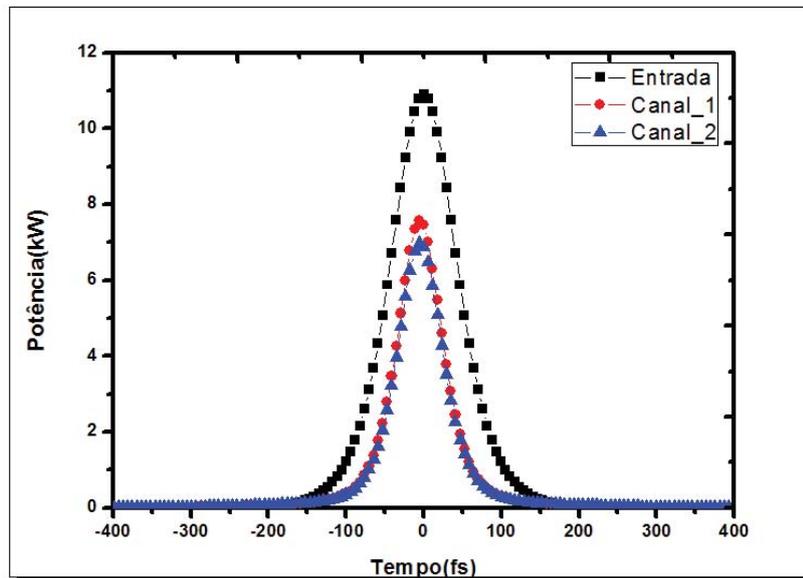


Gráfico 4.3 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e Auto Modulação de Fase (SPM).

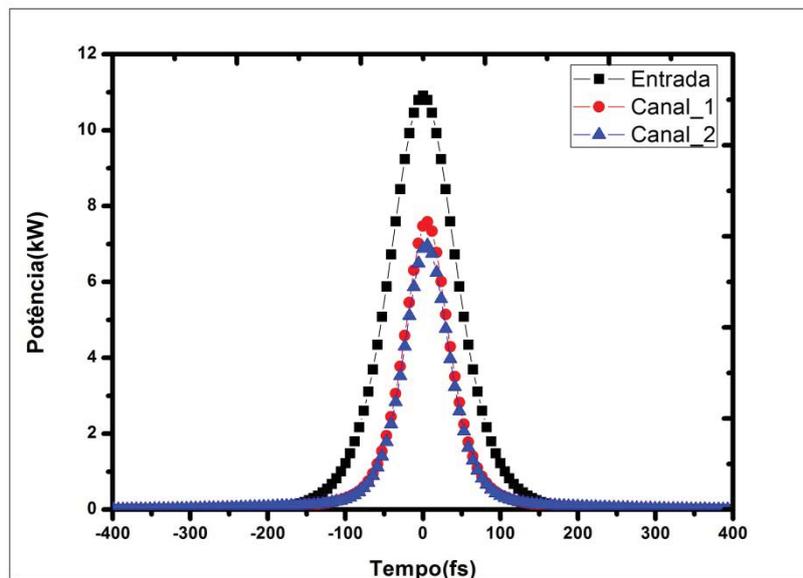


Gráfico 4.4 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM) e Auto Inclinação (SS).

No Gráfico 4.5 acrescentamos a todos os efeitos citados anteriormente mais o efeito Raman (RA). Agora existe um deslocamento temporal do pulso de saída nos dois canais. Vale ressaltar que o efeito Raman pode quebrar o pulso de saída em pulsos menores.

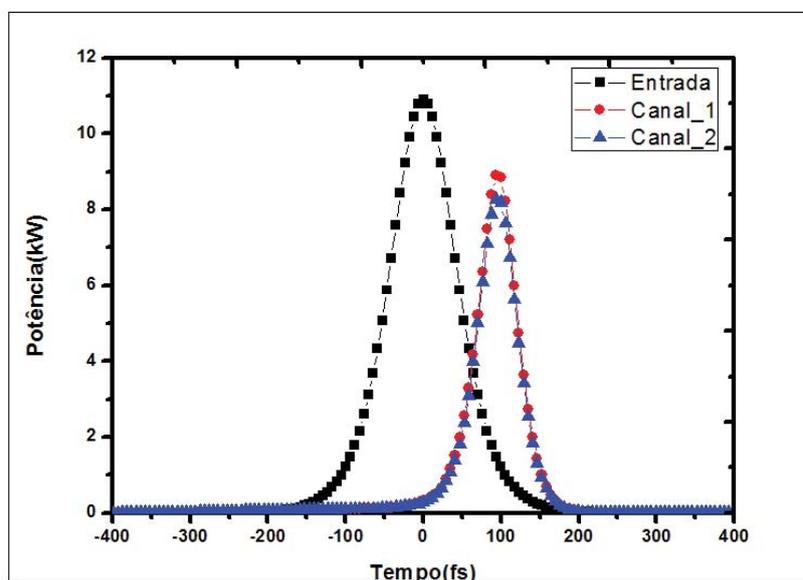


Gráfico 4.5 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS) e Espalhamento Raman Intrapulso (RA).

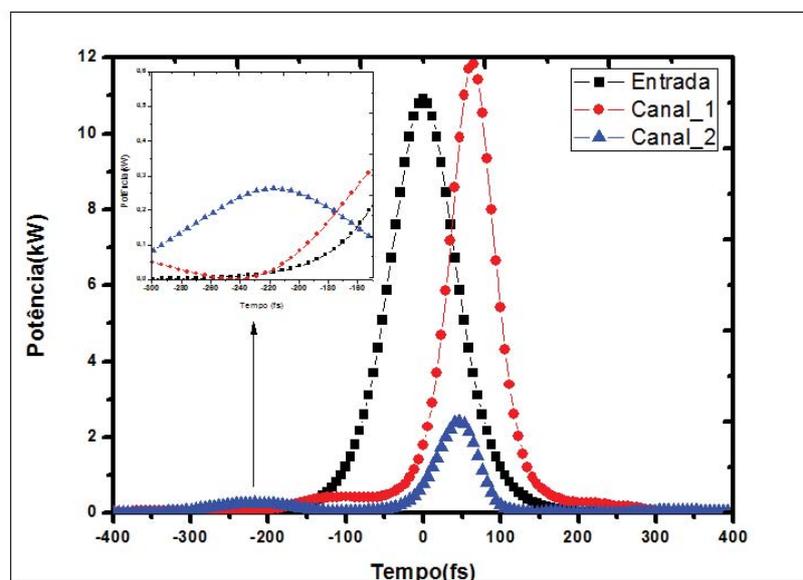


Gráfico 4.6 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).

Pela nossa análise este parece ser um efeito de alta ordem importante quando estamos a utilizar pulsos de 100 fs. No Gráfico 4.6, acrescentamos o efeito de dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA). Nota-se que o pulso de saída nos dois canais possui uma leve quebra. Poderíamos pensar que essa leve quebra seria devida ao efeito Raman, porém comparando com o resultado do Gráfico 4.6, chegamos à conclusão de que é esse coeficiente que quebra o pulso em alguns outros picos.

Outro fato importante citado em [14] é a questão do uso do número do complexo i nas equações (2.14). Sem utilizar o complexo, os efeitos de quebra dos pulsos não são notados, como podemos comprovar pelo Gráfico 4.7. Comparando os Gráficos 4.6 e 4.7 podemos notar que em um começa a existir a quebra de pulso (Gráfico 4.6), mesmo que pequena, e no outro essa quebra não é perceptível (Gráfico 4.7) fazendo com o uso correto do complexo i seja primordial para o projeto de determinado acoplador.

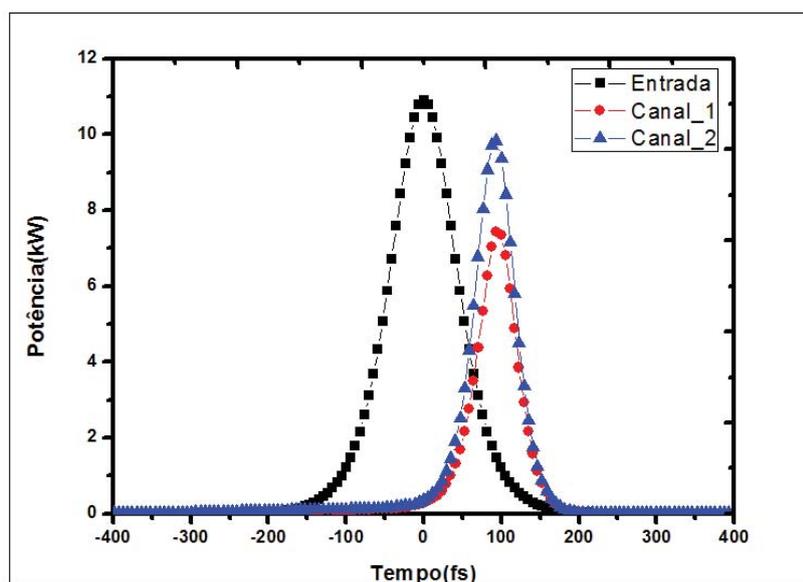


Gráfico 4.7 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA) sem o complexo i .

Para comprovar que estes efeitos só são percebidos a partir de um determinado comprimento do dispositivo iremos propagar o mesmo pulso mostrado no Gráfico 4.7 somente para 1,5 comprimentos de acoplamento ($1,5 \times L_{\text{acop}}$). Dessa forma a propagação se dará por aproximadamente 2,7 cm. O referido pulso é mostrado no Gráfico 4.8. Neste

gráfico podemos notar que os pulsos de saída no Canal 1 e Canal 2 são quase que idênticos e não sofrem a influência devido ao efeito de dispersão do coeficiente de acoplamento nem dos outros efeitos de dispersão e não linearidades de altas ordens.

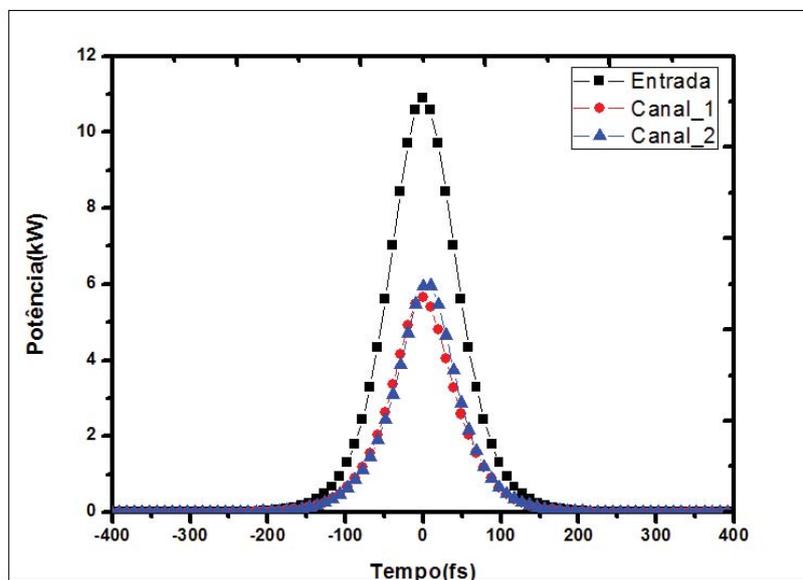


Gráfico 4.8 – Formato do pulso em acoplador duplo direcional com comprimento de $1,5xL_{acop}$ com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).

O acoplador com comprimento de $1,5xL_{acop}$ funciona muito bem como acopladores de 3dB vendidos no mercado já que o mesmo divide perfeitamente a potência do pulso de entrada entre os dois canais de saída. Este acoplador é muito utilizado em interferometria e funciona como um divisor de potência (50/50) [29]. Como a potência óptica crítica para a operação deste dispositivo é alta o mesmo funciona em caráter linear na maioria das potências dos lasers vendidos no mercado. Por outro lado as características não lineares destes dispositivos podem ser interessantes para a obtenção de portas lógicas [30]. Neste caso, para que possamos investigar os efeitos não lineares deste dispositivo temos que trabalhar em altas potências (próximas da crítica) ou fazer com que o comprimento do dispositivo seja muitas vezes maior que o comprimento de acoplamento.

Nos Gráficos 4.9 e 4.10 mostramos a potência normalizada do sinal na saída dos dois canais do acoplador para diferentes comprimentos do dispositivo até o limite

trabalhado nesta análise (0,33 m ou 33 cm). Note que para um dispositivo de comprimento nulo o pulso se encontra totalmente no Canal 1 (Gráfico 4.9) e no Canal 2 não existe nenhum pulso formado (Gráfico 4.10). Ao aumentar o comprimento do dispositivo (Distância) temos a formação de diversas formas nos dois canais sempre ocorrendo sucessivas trocas de energias entre os dois canais até se chegar ao estágio final de forma de pulsos mostrada anteriormente no Gráfico 4.6.

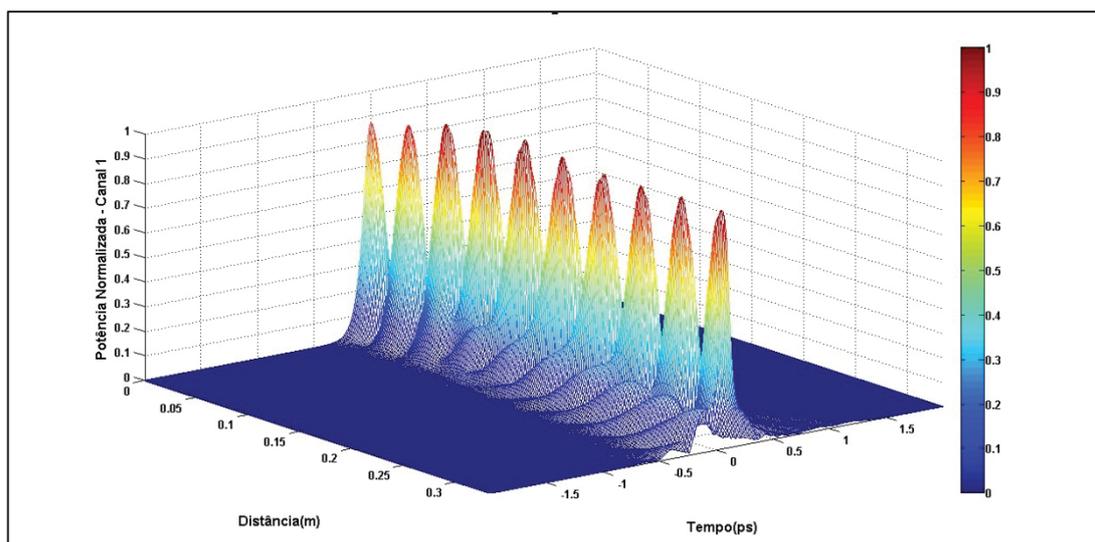


Gráfico 4.9 – Forma dos pulso no Canal 1 para um acoplador de 33 cm com com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).

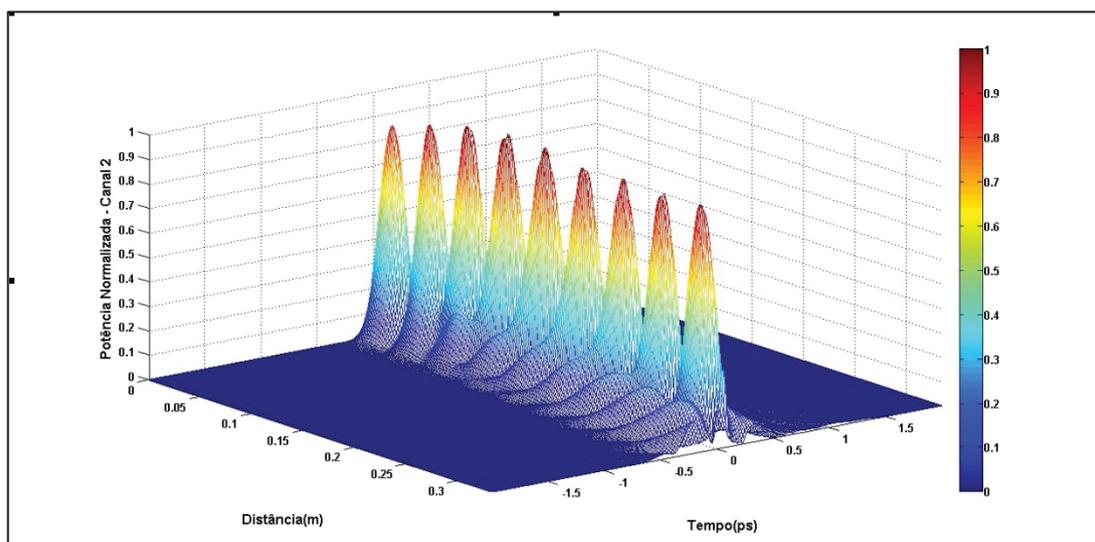


Gráfico 4.10 – Forma dos pulso no Canal 2 para um acoplador de 33 cm com com os efeitos de dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM), Auto Inclinação (SS), Espalhamento Raman Intrapulso (RA) e Dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA).

Para a simulação destes dois gráficos utilizamos a ENLSG e resolvemos a mesma utilizando o método Runge Kutta de 4ª Ordem para a solução de equações dos modos acoplados. Todos os efeitos lineares e não lineares foram considerados nos Gráficos 4.9 e 4.10 já que a distância propagada foi suficiente para que estes efeitos pudessem ser notados.

4.2. Análise de Chaveamento em Acopladores de Cristais Fotônicos

Para a próxima experimentação estamos fazendo uma única mudança: o tamanho do acoplador foi reduzido. Como queremos visualizar o comportamento do componente para uma maior ou menor potência de entrada (Influência dos Efeitos de Não-Linearidade) não precisamos de um comprimento de propagação tão alto. Dessa forma, utilizamos um acoplador com comprimento igual a dois comprimentos de acoplamento ($2xL_c=2x1,8\text{cm} = 3,6\text{ cm}$). Para calcular a transmissão dos pulsos vamos considerar que o pulso inicial tenha amplitude a_0 e as amplitudes dos pulsos no decorrer da propagação nos núcleos do acoplador sejam dados por a_1 e a_2 . Para calcular a transmissão normalizada (T) basta efetuar a razão $|a_1|^2 / a_0^2$ para o canal 1 e $|a_2|^2 / a_0^2$ para o canal 2.

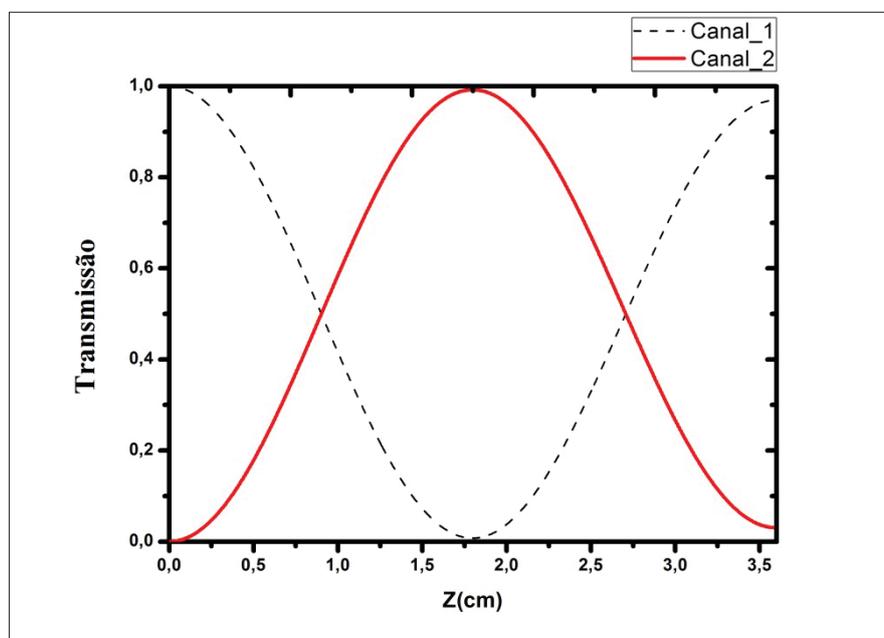


Gráfico 4.11 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.

No Gráfico 4.11 temos o caso simulado anteriormente, que mostra uma propagação para uma potência de entrada 10 vezes menor que a potência crítica ($P_0 = P_c/10$). Vale lembrar que a Potência Crítica para este dispositivo é de 109 kW. Nesse caso, então, o pulso de entrada terá potência de entrada de 10,9 kW. Note que o acoplamento ocorre perfeitamente e que toda a energia do Canal 1 retorna ao Canal 1 depois de dois comprimentos de acoplamento. Nessa experimentação estamos investigando a energia em cada canal do acoplador e não as formas do pulso em cada saída do acoplador como fizeram no Gráfico 4.8, mostrado anteriormente.

No Gráfico 4.12 mostramos o caso em que a potência de entrada é igual à potência crítica. Após o primeiro acoplamento ($z = 1,8$ cm) temos que a distribuição de 50% da energia incidente no Canal 1 e os outros 50% no canal 2.

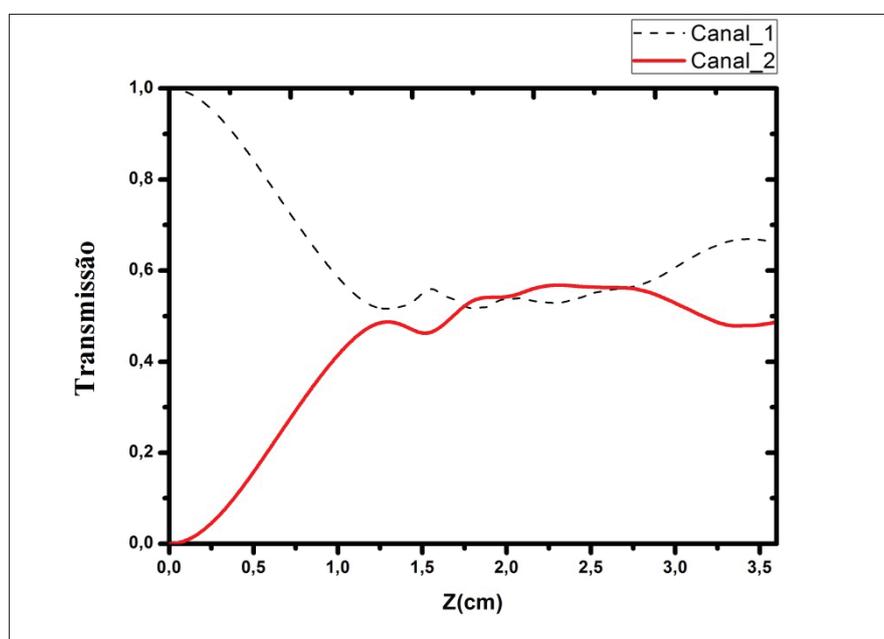


Gráfico 4.12 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada igual a potência crítica.

O dispositivo em questão está de acordo com a teoria que nos diz que para um pulso com a Potência Crítica há uma divisão igualitária entre as energias de saída dos dois canais de um acoplador duplo simétrico. Devemos lembrar que no projeto de um acoplador divisor de energia temos um casamento no tamanho do dispositivo e não na potência para que o mesmo tenha uma operação crítica.

No Gráfico 4.13 mostramos o comportamento do acoplador com $P_0=1,5 \times P_c$ (Potência de Entrada maior que a Potência Crítica) e vemos que a energia tende a permanecer no Canal 1. Existe também uma quebra de simetria entre os dois canais quando $z \approx 1,3$ cm, porém a energia é conservada. Acopladores que trabalham tanto com potências críticas, bem como com potências acima da crítica, trabalham em regime linear e podem ser úteis para a obtenção de portas lógicas em determinadas regiões do acoplamento.

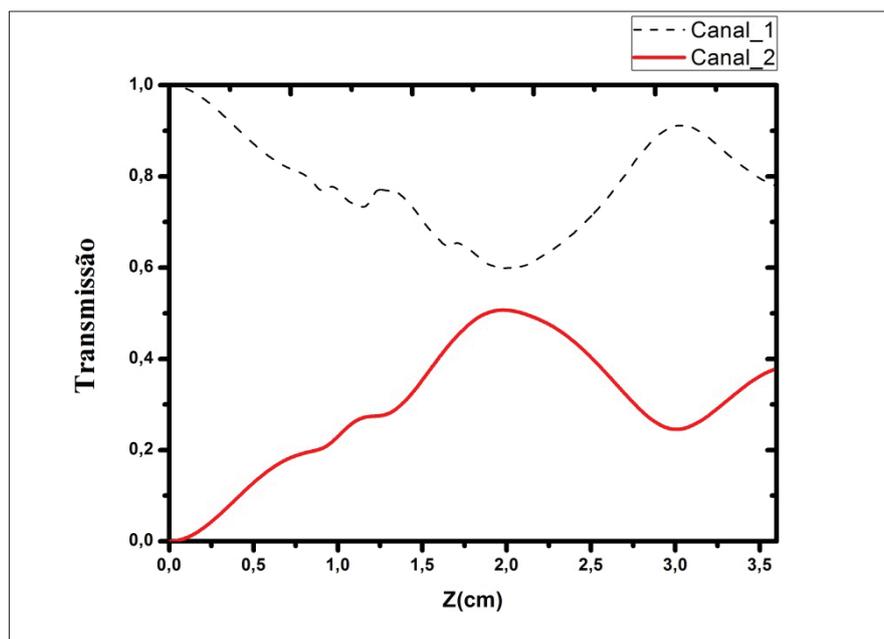


Gráfico 4.13 – Curva de Transmissão para acoplador de cristal fotônico com potência do sinal de entrada 50% maior que a potência crítica.

4.3. Análise da Codificação de Pulsos utilizando Fibras de Grades de Bragg

Agora iremos simular um sistema de codificação e decodificação de pulsos ultracurtos (100 fs) em FBG utilizando codificação Gold (63 chips). A grade de Bragg utilizada para esta codificação será de comprimento igual a 0,04158 m (41,58 mm), fazendo com que cada um dos chips tenha comprimento de 0,66 mm. A grade utilizada será linear com os valores de $\beta_2 = 3,22 \times 10^{-27} \text{ s}^2 / \text{m}$ e $\gamma = 24,1 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$. Neste primeiro momento iremos avaliar a codificação e decodificação de um único código como o sistema mostrado na Figura 4.2. O pulso de entrada chega à porta 1 do circulador que faz com que o mesmo vá direto para a porta 2 e seja codificado por reflexão. O pulso codificado (refletido) retorna pela própria porta 2 irá para a porta três codificado. Esse

pulso codificado irá para a porta da parte de decodificação do esquema. O circulador faz com que o pulso decodificado chegue até a porta 2 na grade decodificadora e após retorna por esta mesma porta joga o pulso refletido (decodificado) na porta 1. Veja que pelo modelo faremos apenas uma análise de como está sendo a decodificação do pulso de entrada através de uma grade de Bragg decodificadora (invertida em relação à primeira grade). Será utilizada a codificação em amplitude.

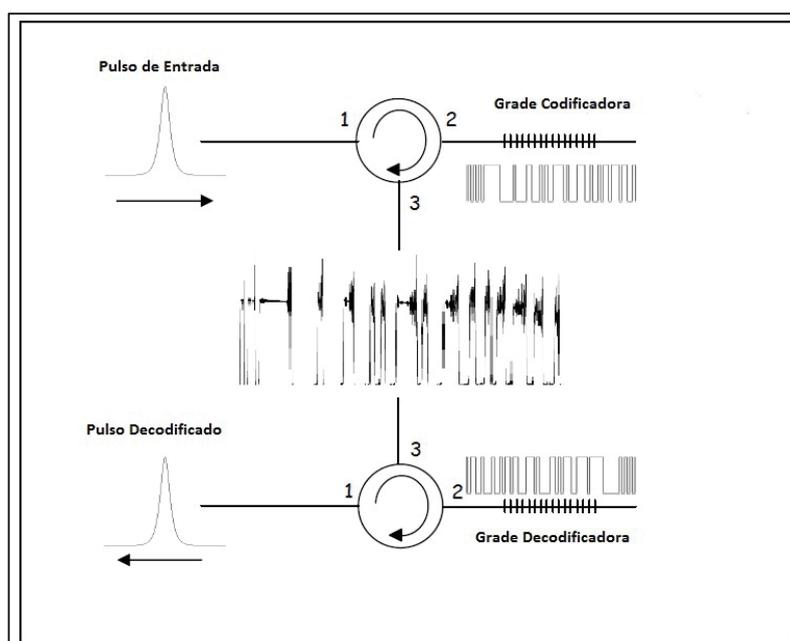


Figura 4.2 – Esquema de Codificação e Decodificação em Grade de Bragg.

O Gráfico 4.14 mostra um pulso codificado em amplitude a partir de um pulso secante hiperbólico com $T_{\text{fwhm}} = 100$ fs (0,1 ps). Veja que o pulso codificado tem um alargamento temporal em relação ao pulso de entrada. O pulso codificado fica com cerca de 280 ps. No Gráfico 4.15 foi feita a decodificação do pulso de entrada utilizando-se uma FGB decodificadora inversa em relação à primeira. Os espectros para obtenção dos pulsos codificados e decodificados são obtidos através da reflexão na grade de Bragg. Dessa forma, somente parte da energia de entrada e, portanto, a banda de frequência do pulso de saída é menor que a do pulso de entrada. Por esta razão, o pulso decodificado obtido após duas reflexões é temporalmente mais largo que o pulso de entrada. Fazendo a medida para o pulso decodificado encontramos que $T_{\text{fwhm}} = 5,55$ ps, fazendo com que o pulso decodificado tenha um alargamento temporal muito grande.

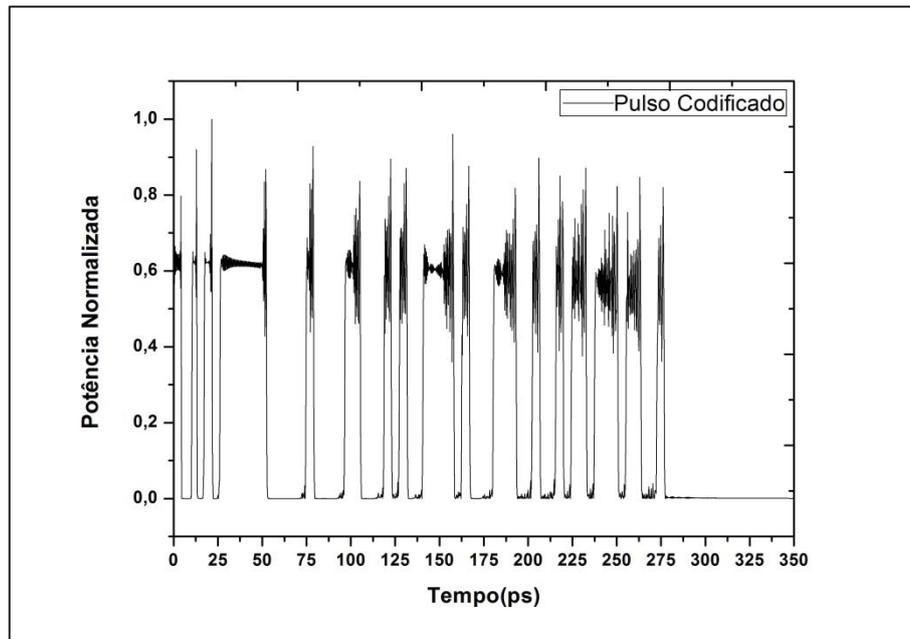


Gráfico 4.14 – Pulso Codificado em Amplitude.

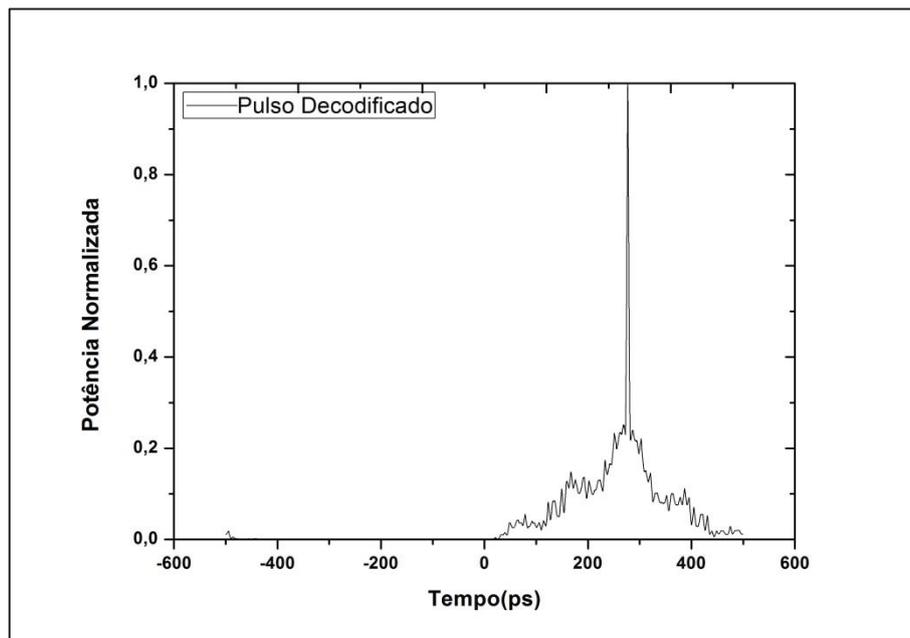


Gráfico 4.15 – Pulso Decodificado em Amplitude.

No Gráfico 4.16 são mostradas a auto-correlação e a correlação cruzada para a sequência 1. A auto-correlação pode ser vista quando a grade decodificadora é casada com a grade codificadora para a sequência 1. A correlação cruzada pode ser vista quando utilizamos uma grade decodificadora de outra sequência para tentar decodificar a informação inicial enviada. Quando o pulso central não é mais decodificado a potência

máxima normalizada para a correlação cruzada é de aproximadamente 35% do valor da potência normalizada máxima para a auto-correlação.

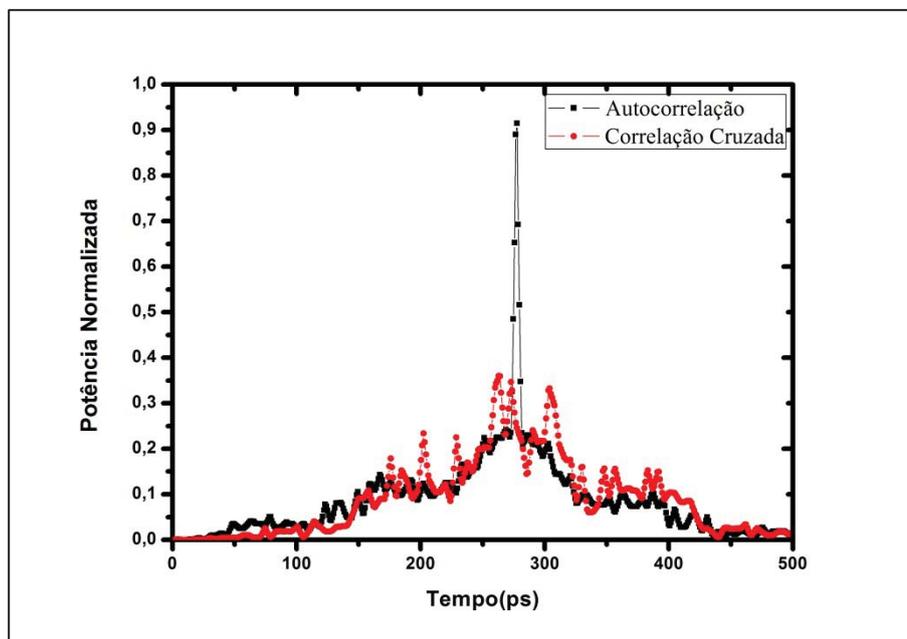


Gráfico 4.16 – Auto-correlação e Correlação Cruzada para a Sequência 1.

Ao se trabalhar com codificação é primordial avaliar também a interferência entre usuários que utilizam o mesmo espaço físico para mandar informações pela rede. Iremos avaliar a decodificação da Sequência 1 de acordo com o número de usuários presentes no mesmo meio físico. O esquema de codificação e análise multiusuário é mostrado na Figura 4.3. No esquema mostrado cada código é somado individualmente na entrada 1 e chega até a grade de Bragg na entrada 2. Após a decodificação o circulador faz com que o pulso decodificado (refletido) apareça na porta 3 deste dispositivo. Vale lembrar que o circulador é um dispositivo que faz com que a energia na entrada em uma porta vá diretamente para a porta seguinte subsequente. Dessa forma um pulso que entra na porta 1 sairá na porta 2, um pulso entra na porta 2 sairá na porta 3 e um pulso que entra na porta 3 sairá na porta 1. No Gráfico 4.17 mostramos a decodificação da sequência 1 quando apenas o usuário 1 manda a informação inicial. Nesse caso, o pulso de entrada tem uma recuperação quase que perfeita.

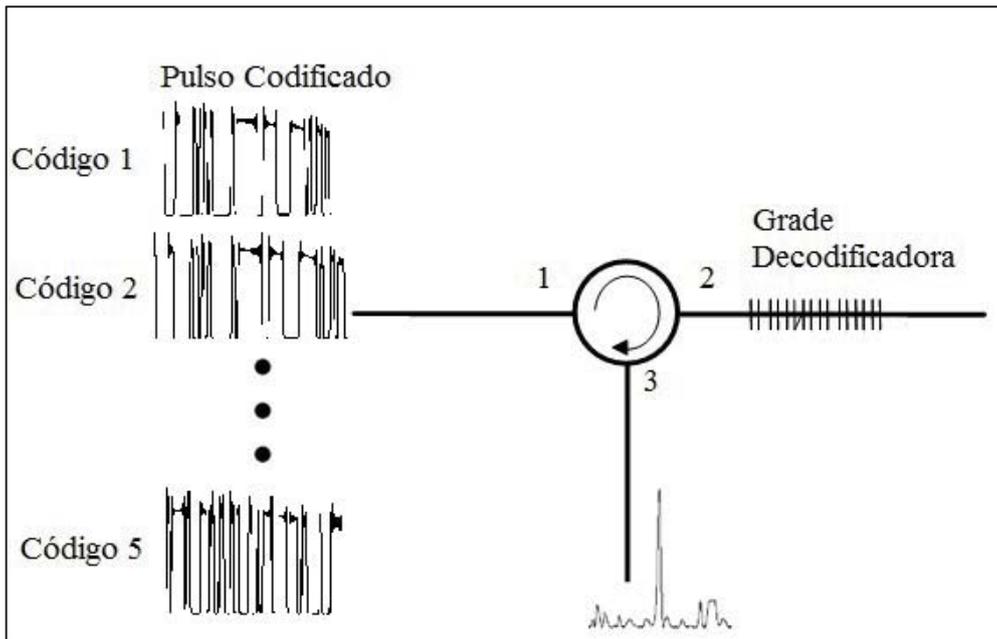


Figura 4.3 – Esquema de Codificação e Decodificação para análise de Multiusuário.

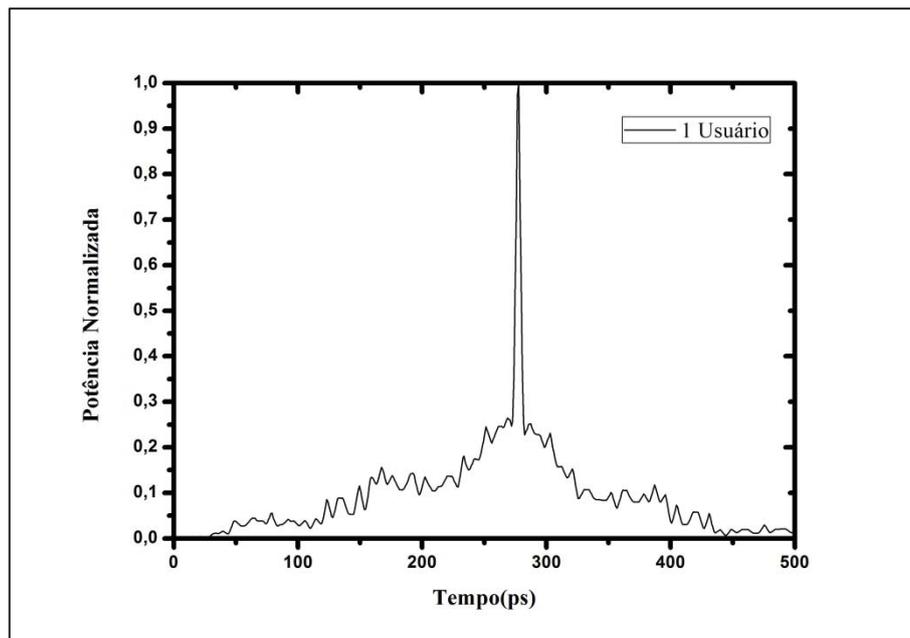


Gráfico 4.17 – Sequência 1 decodificada com 1 usuário na rede.

Ao acrescentar mais um usuário, mostramos no Gráfico 4.18 que a decodificação já começa a sofrer interferência pela quantidade de usuários no mesmo meio físico. Esse comportamento é semelhante quando trabalhamos com 3, 4 e 5 usuários no mesmo canal. O aumento da interferência na decodificação do pulso enviado inicialmente está diretamente ligado ao aumento do número de usuários no mesmo canal. Esse aumento

da interferência é devido principalmente ao somatório das auto correlações e correlações cruzadas entre os diversos pulsos.

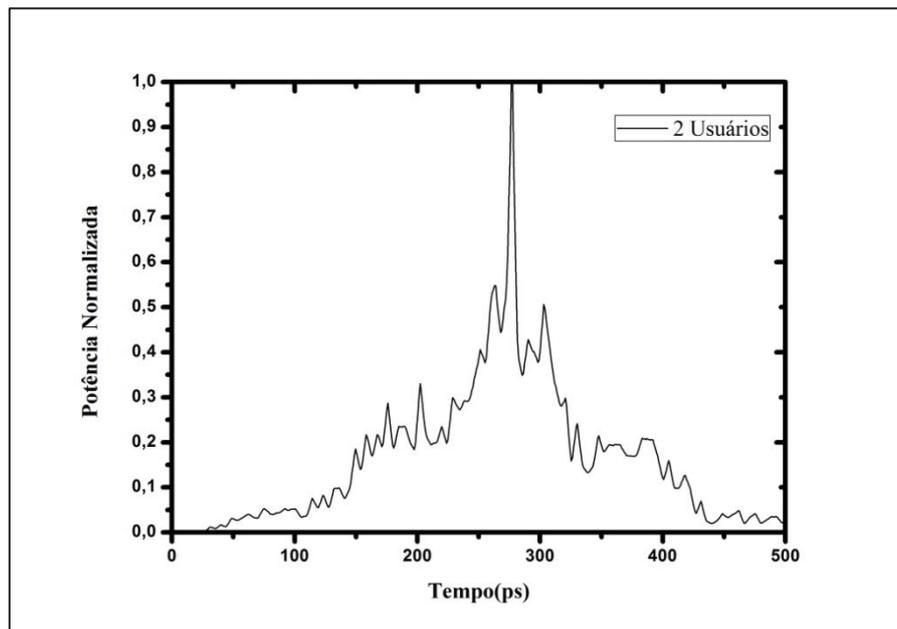


Gráfico 4.18 – Sequência 1 decodificada com 2 usuários na rede.

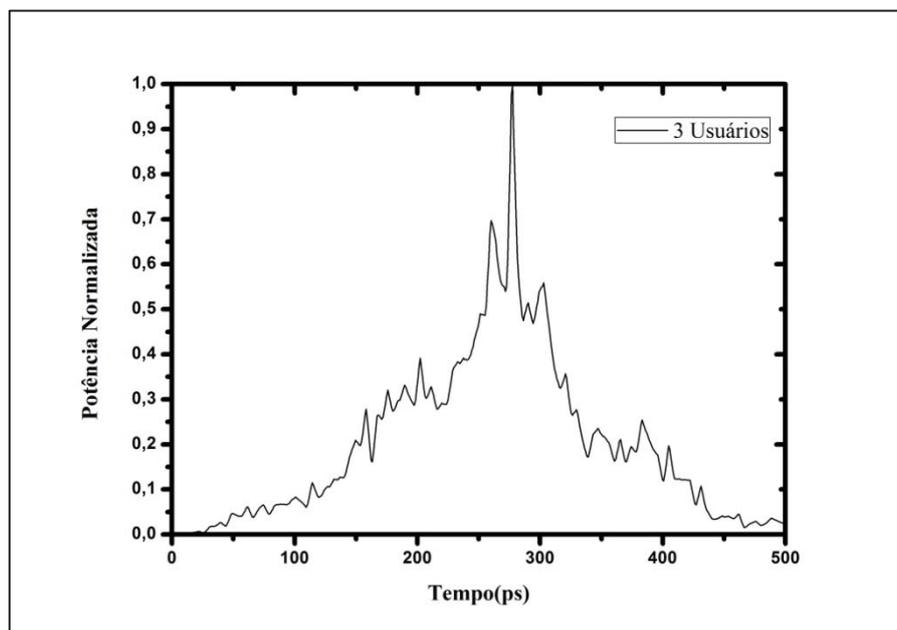


Gráfico 4.19 – Sequência 1 decodificada com 3 usuários na rede.

Para 2 usuários (Gráfico 4.18) temos que os picos de potências laterais chegam a aproximadamente 55% da potência do pico principal. Para 3 usuários (Gráfico 4.19) os picos de potência laterais chegam à 70% da potência do pico principal. Ao acrescentar

mais um usuário, essa relação entre potências só aumenta, fazendo com que os lóbulos laterais de potência cheguem próximos ao valor de 75% (Gráfico 4.20). Quando o número de usuários na rede sobe para 5 temos então os picos de potências laterais próximos à 80% do pico central (Gráfico 4.21). Esses efeitos poderão ser piorados no momento em que este pulso viaja grandes distâncias em fibra ópticas. Os efeitos não lineares distorcem ainda mais as informações iniciais enviadas pela rede, fazendo com que a decodificação destes pulsos seja cada vez mais dificultada. Para este tipo de codificação em amplitude os resultados para a decodificação não são muito promissores, já que para apenas um usuário já temos um alto grau de interferência. Para quantificar a interferência entre usuários calcularemos a energia devido à interferência devido ao acréscimo de usuários. Essa energia será calculada através de uma subtração entre a energia do sinal decodificado completo, mostrado nos Gráficos 4.17 – 4.21 menos a energia do pico central de cada pulso decodificado. A energia deste pulso central pode ser calculada desenhando-se um pulso solitônico (secante hiperbólico) de mesmo T_{FWHM} e calculando a energia desse pulso. Dizemos então que a subtração entre a energia do pulso decodificado e a energia do pulso desenhado será a energia de interferência.

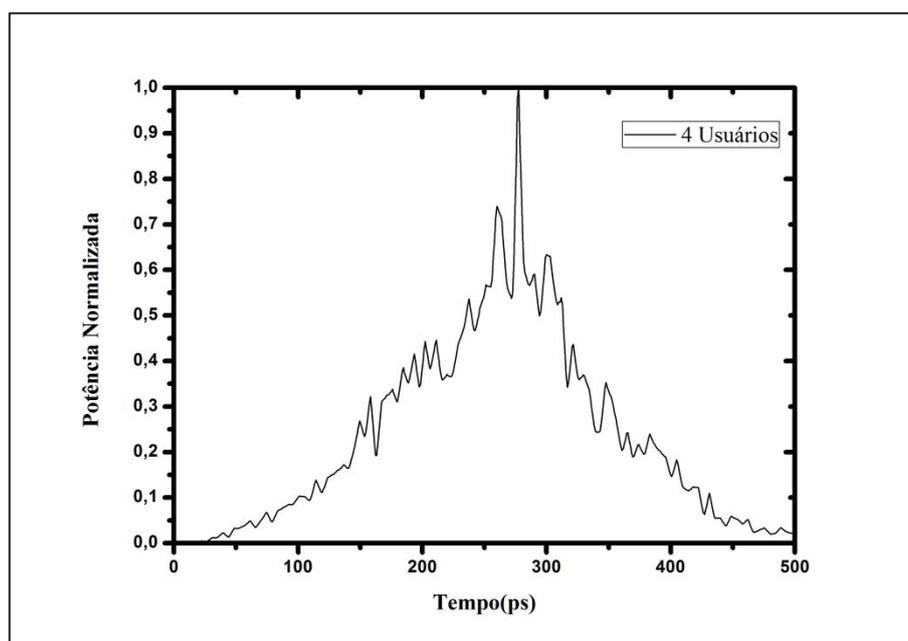


Gráfico 4.20 – Sequência 1 decodificada com 4 usuários na rede.

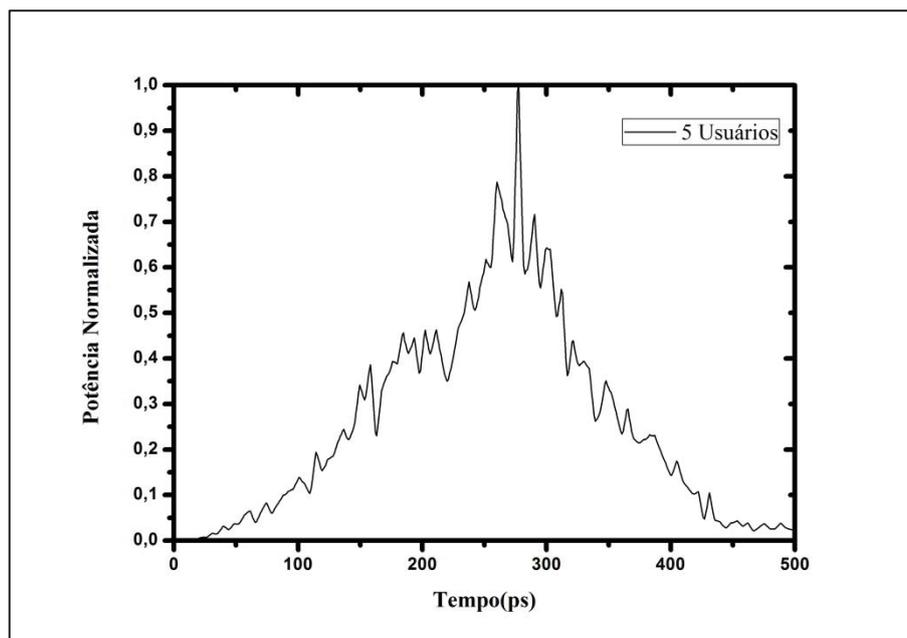


Gráfico 4.21 – Sequência 1 decodificada com 5 usuários na rede.

O Gráfico 4.22 mostra como é feito o processo para o cálculo da energia de interferência mostrando um comparativo entre o pulso com informação útil (bolinha) e o pulso com ruídos devido ao processo de codificação (quadrado). Para cada pulso decodificado são calculados os T_{FWHM} de cada um deles e a partir deste encontramos o pulso com informação útil. Estes resultados são mostrados na Tabela 4.1. Por esta Tabela podemos notar que ao se acrescentar mais usuários o pulso decodificado irá alargar cada vez mais. Vale notar também que o valor de T_{FWHM} quando o sistema possui 3 usuários e 5 usuários são iguais.

Tabela 4.1 – T_{FWHM} para o pulso central decodificado de acordo com a quantidade de usuários.

<u>Número de Usuários</u>	<u>T_{FWHM} (ps)</u>
1	5,62
2	9,84
3	14,06
4	15,06
5	14,06

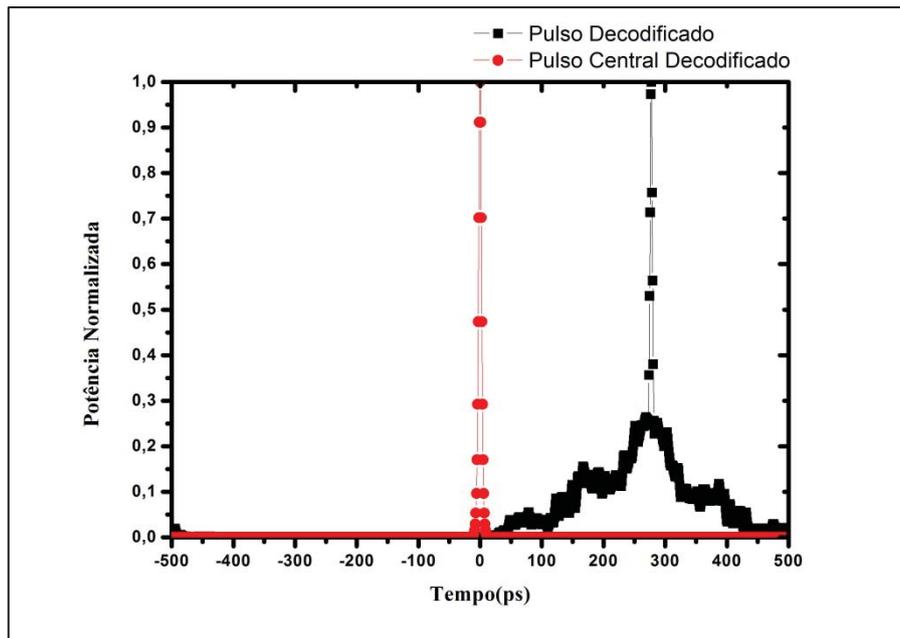


Gráfico 4.22 – Pulso decodificado para um único usuário e pulso central decodificado para um único usuário.

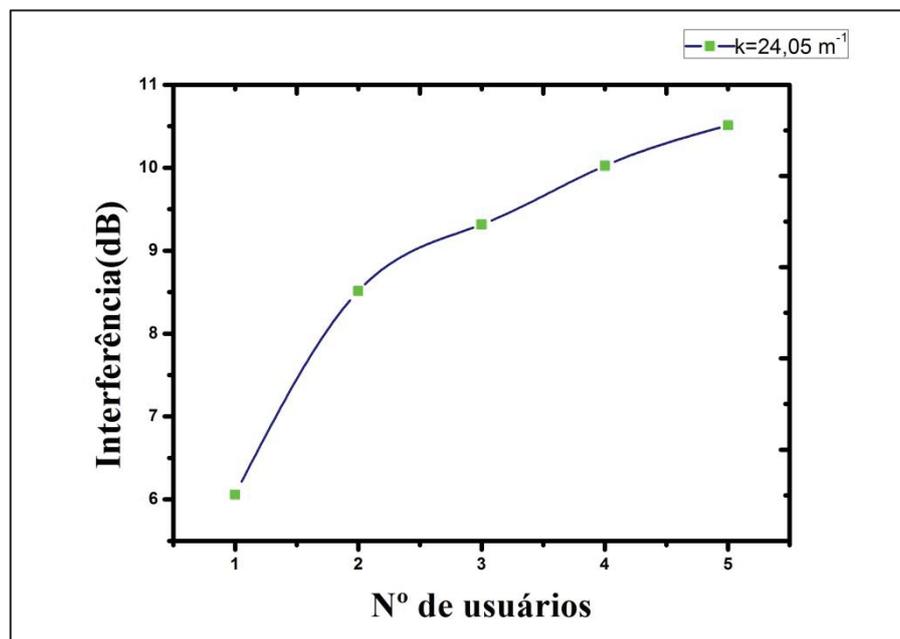


Gráfico 4.23 – Interferência Multiusuário para a Grade de Bragg com $k=24,05\text{m}^{-1}$.

Para a grade codificadora ($k=24,05\text{ m}^{-1}$) mostrada neste trabalho os resultados para a interferência em decibéis (dB) são mostrados no Gráfico 4.23. Para um único

usuário na rede o nível de interferência é de aproximadamente 6 dB, o que pode parecer estranho pois com apenas um usuário essa interferência deveria ser próxima de zero. Porém a mesma se justifica, pois para um único usuário parte do pulso decodificado apresenta um energia de ruído que deve ser conhecida. Esse nível de interferência já é alto se forem comparados com outros trabalhos na área em que se utilizando codificação em fase pode ser obtidos níveis de interferência quase nulos para um único usuário [28]. Com o acréscimo de mais usuários temos também o aumento do nível de interferência chegando até um valor próximo de 10,5 dB para 5 usuários de acordo com a decodificação mostrada no Gráfico 4.21.

4.4. Análise da Decodificação de Pulsos utilizando Fibras de Grades de Bragg e Acopladores de Cristais Fotônicos

Neste estudo, consideramos os efeitos de não-linearidades em pulsos codificados OCDMA utilizando os processos de chaveamento em acopladores ópticos. Estes efeitos irão surgir por um aumento na potência do pulso decodificado, ou seja, será dado um ganho ao pulso decodificado para que assim o mesmo possa trocar energia entre os dois canais do acoplador. O projeto para simulação do chaveamento é apresentado na Figura 4.4, na qual está representado um pulso codificado sendo inserido no acoplador óptico, e dependendo da energia do pulso na entrada este emergirá na porta 1, 2 ou em ambas, ocorrendo assim, a decodificação nas grades apresentadas nas saídas 1 e 2.

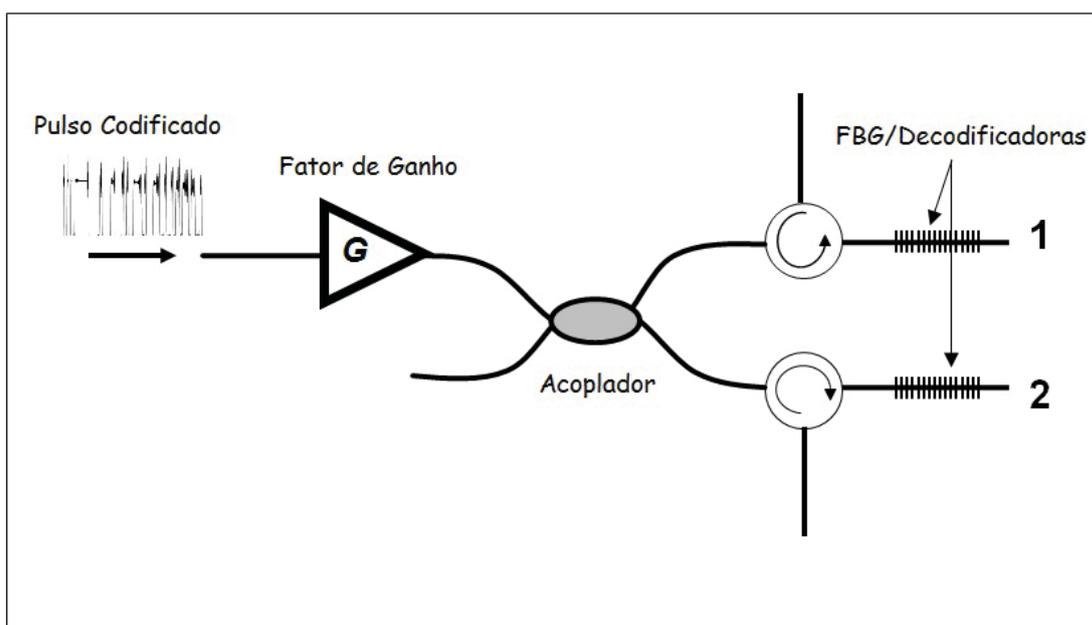


Figura 4.4 – Esquema de Chaveamento de pulsos ópticos codificados em acopladores.

Também foi considerado como ilustrado na figura anterior um fator de ganho, que é considerado para se verificar o processo de chaveamento mais efetivo, tendo em vista a baixa potência de pico dos pulsos codificados.

Nas simulações foi utilizada a sequência 1 para o pulso codificado (figura 3.5). Foram empregadas as equações dos modos acoplados (equações de acoplador simétrico) para simulação do chaveamento óptico. Em ambas as grades decodificadoras os códigos foram escritos (sequência 1 invertida) para se obter auto correlação do pulso de entrada.

O projeto do acoplador é realizado para que em potências de entrada abaixo da potência crítica (109 kW) o sinal é chaveado para porta 2, de forma que a relação $\kappa.Lc$ deve ser igual a $\frac{\pi}{2}$. Neste caso iremos considerar então um acoplador com apenas um comprimento de acoplamento e verificar a dependência do mesmo no que diz respeito à potência de entrada. Um fator de ganho ($0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 \text{ dB}$) foi introduzido antes do acoplador óptico não-linear para a análise da desempenho dos efeitos não-lineares no processo de chaveamento e decodificação. O pulso codificado na entrada do acoplador será o mesmo mostrado no Gráfico 4.14. No Gráfico 4.24 mostramos o pulso codificado após passagem no acoplador. Como era de se esperar, por este pulso possuir baixa potência, o mesmo irá emergir no canal 2.

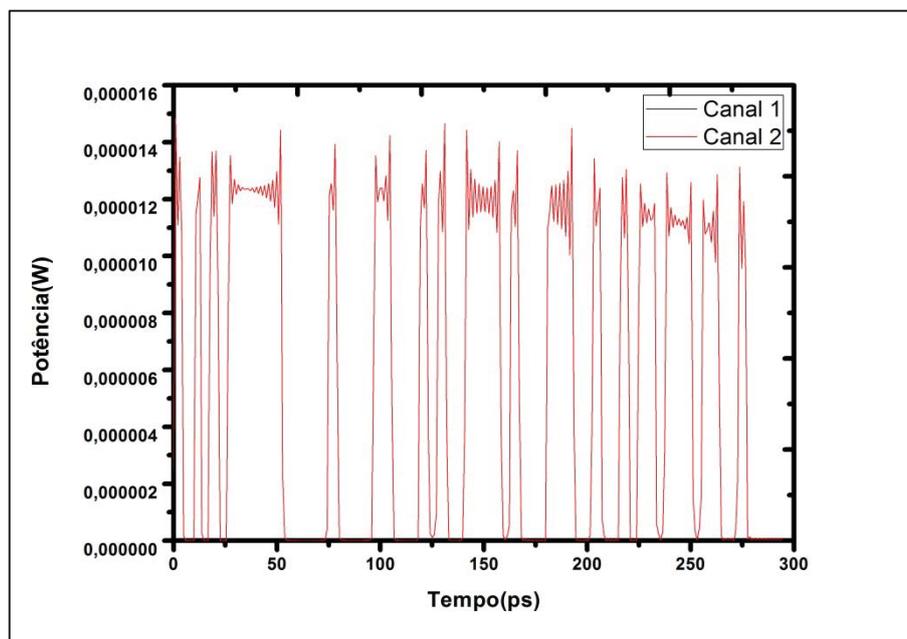


Gráfico 4.24 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 0 dB.

Nos Gráficos 4.25, 4.26, 4.27 e 4.28 o comportamento é o mesmo já que a potência de cada um desses pulsos, com diferentes valores de ganhos (10 dB, 20 dB, 30 dB, 40 dB, respectivamente), ainda não é suficiente para que ocorra o chaveamento de um canal do acoplador para o outro.

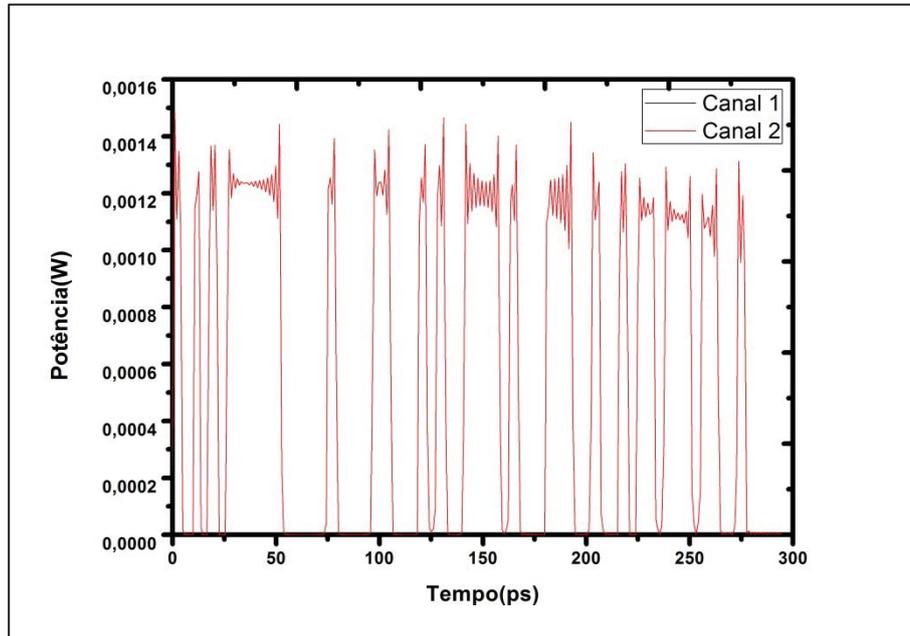


Gráfico 4.25 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 10 dB.

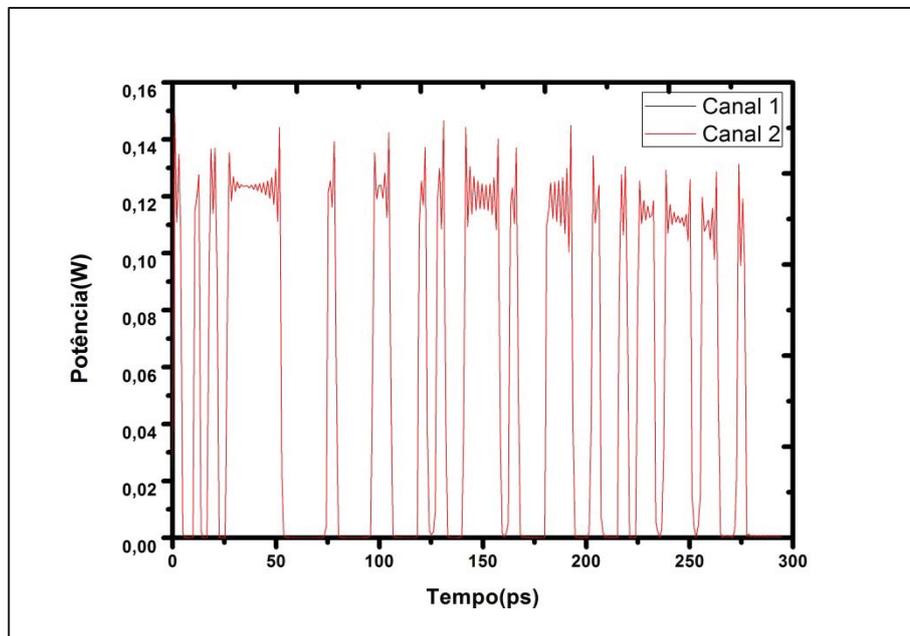


Gráfico 4.26 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 20 dB.

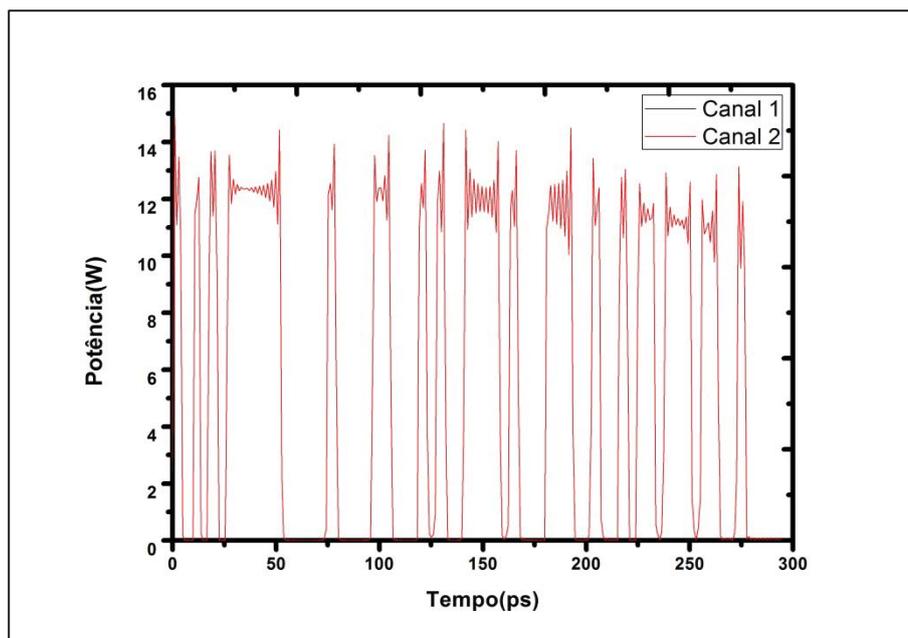


Gráfico 4.27 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 30 dB.

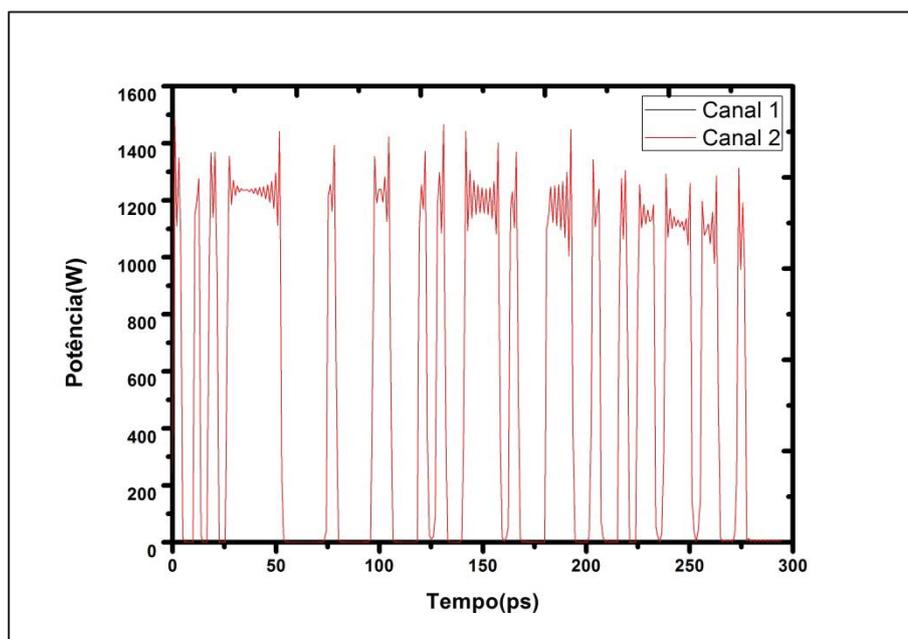


Gráfico 4.28 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 40 dB.

No Gráfico 4.29, com um ganho de 50 dB na potência do pulso codificado, começa a ocorrer uma mudança nas saídas do acoplador. No referido gráfico existem pulsos codificados nos dois canais do acoplador utilizado em questão. Note que a potência do pulso codificado para o sinal no canal 1 é de aproximadamente 140 kW, o que já é maior que a potência crítica do acoplador analisado nas seções 4.1 e 4.2 que era de 109 kW. O ganho dado ao pulso codificado para que houvesse chaveamento já havia

tido comentado anteriormente e se deve ao fato da potência crítica para este dispositivo ser alta se comparada com outros acopladores de fibra (convencionais) [28].

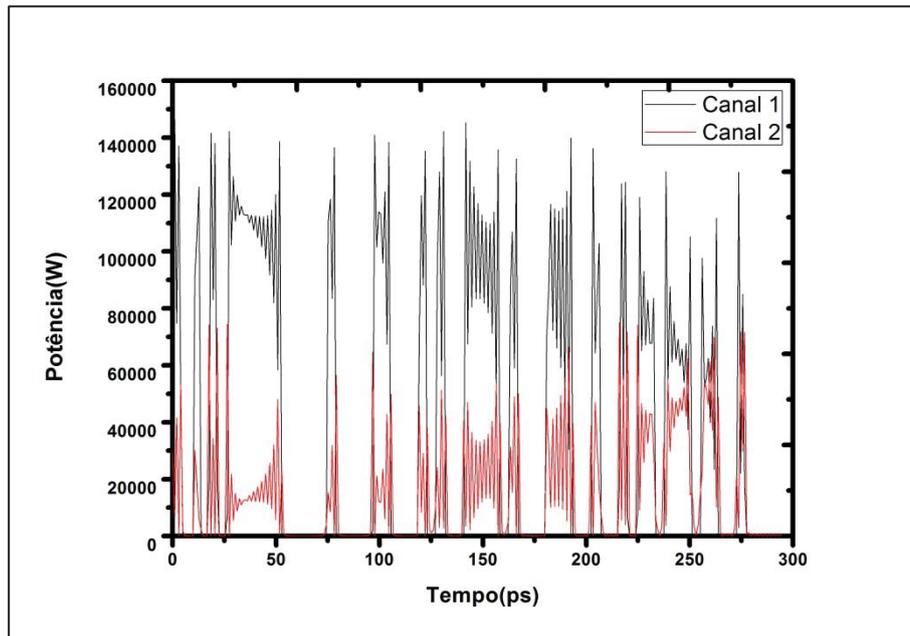


Gráfico 4.29 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 50 dB.

No Gráfico 4.30, com um ganho de 60 dB, temos todo o pulso no canal 1. Nesse caso a potência de entrada é algumas vezes maior que a potência crítica e por isso todo o código permanece no canal 1.

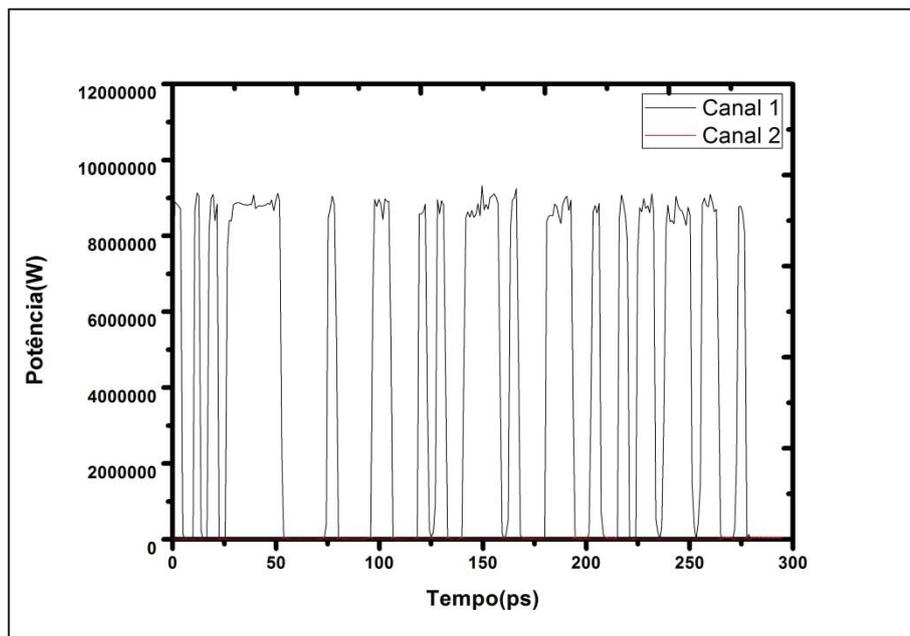


Gráfico 4.30 – Pulso após passagem por acoplador com ganho de 60 dB.

Outro fator que deve ser notado é que o pulso codificado nos Gráficos 4.29 e 4.30 já começam a sofrer distorções causadas pelas não linearidades. Essas distorções não são interessantes quando o assunto é codificação e podem ser desconsideradas quando trabalhamos em potências cerca de 10 vezes abaixo da crítica.

A partir dos pulsos codificados na saída do acoplador podemos encontrar também os pulsos decodificados como mostrado no esquema da Figura 4.4. Nas saídas 1 e 2 do acoplador são colocadas duas grades de Bragg decodificadoras para a sequência 1 utilizada neste trabalho. No Gráfico 4.31 é mostrado o pulso decodificado pela grade de Bragg devido aos ganhos de 0 dB, 10 dB, 20 dB, 30 dB e 40 dB.

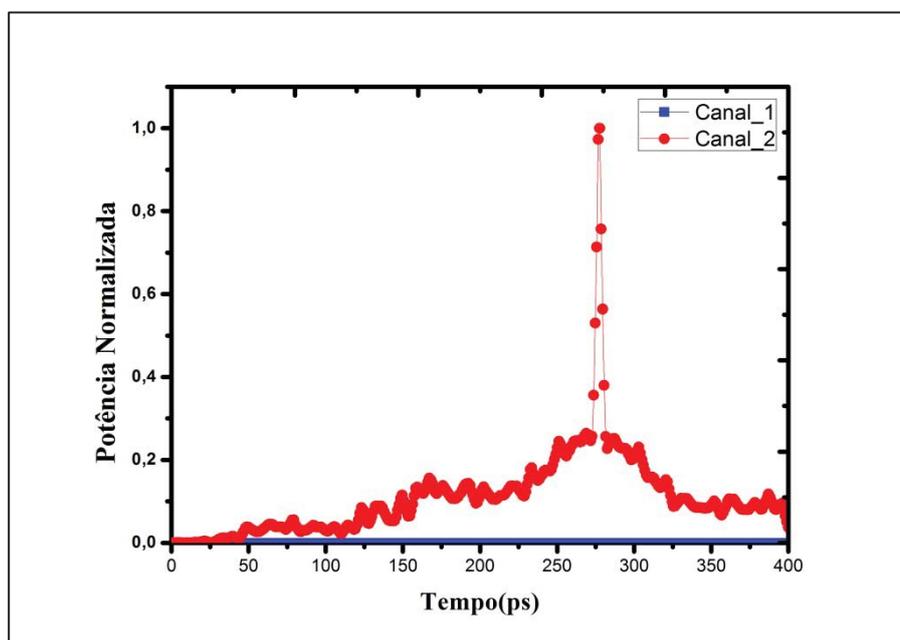


Gráfico 4.31 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 0 dB, 10 dB, 20 dB, 30 dB e 40 dB.

No Gráfico 4.32 é mostrado o pulso decodificado quando o ganho aplicado ao pulso codificado é de 50 dB. Para esse ganho a potência do pulso de entrada chega próxima ao valor da potência crítica e o pulso começa a ter energia distribuída entre os canais do acoplador. Note que os dois pulsos decodificados são idênticos em forma, porém a potência de cada um destes pulsos é diferente. No Gráfico 4.33 é mostrado o pulso decodificado quando o ganho aplicado ao pulso codificado é de 60 dB. Para este valor de ganho o pulso decodificado perde todas as características devido à propagação em regime de não-linearidade. Dessa forma torna-se impossível a operação de OCDMA

nessas circunstâncias. Por possuir potências críticas altas, este dispositivo também possuirá dificuldades para se implementar trabalhos experimentais em que o fator de não-linearidade seja importante para este estudo.

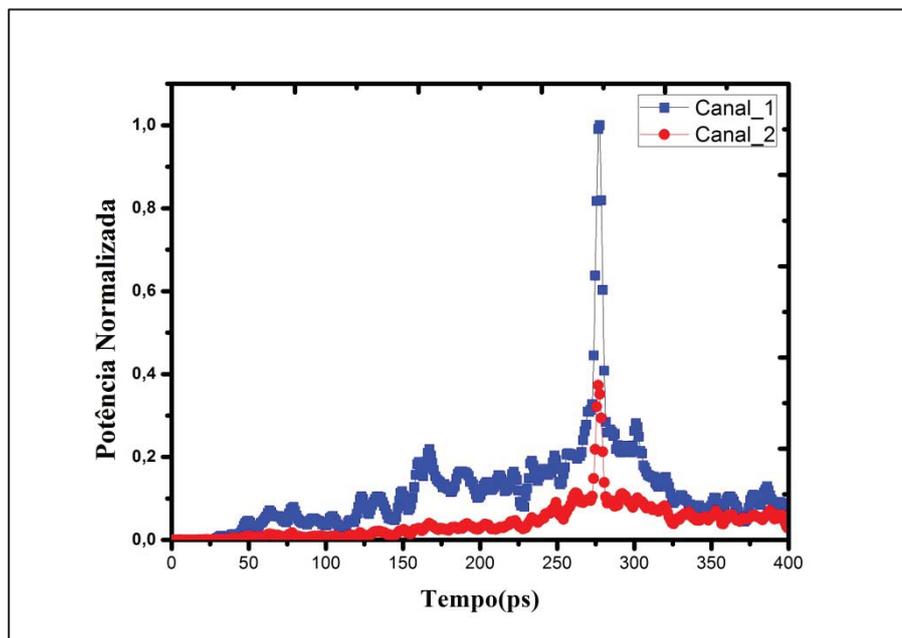


Gráfico 4.32 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 50 dB.

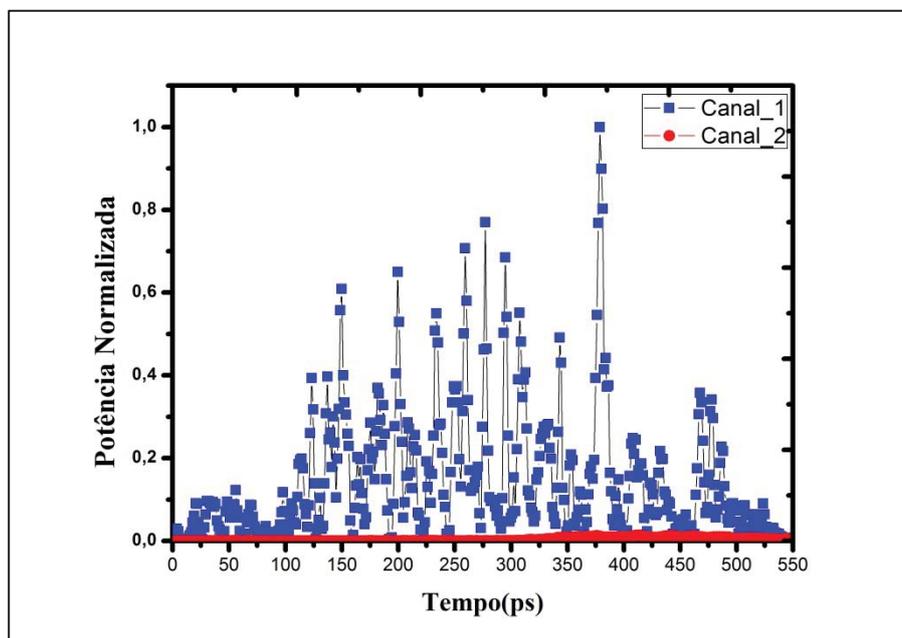


Gráfico 4.33 – Pulso decodificado após passagem por acoplador com ganho de 60 dB.

Na Tabela 4.2 podemos visualizar a medida para o T_{FWHM} para cada ganho aplicado ao sinal codificado. Para os ganhos de 0 a 40 dB temos que a mesma medida

para T_{FWHM} já que para estes ganhos os efeitos não lineares ainda são pequenos para interferirem na largura do pulso. Os pulsos decodificados, que possuem largura temporal de 5,43 ps, para os casos anteriores estão mais alargados devido ao processo de decodificação em relação ao pulso codificado no início do processo que é de 100 fs (0,1 ps). Portanto para estas potências todo o sinal se concentra no canal 2 do acoplador como mostrado nos Gráficos 4.24-4.28. Para um ganho de 50 dB o pulso central passou a ter uma largura temporal de 6,52 ps mostrando-se mais alargado que os pulsos para os ganhos anteriores. Essa medida foi feita no pulso do canal 1, que de acordo com o Gráfico 4.32 já possui a maior parte do sinal decodificado. Para um ganho de 60 ps a largura temporal do pulso diminuiu em relação ao pulso com ganho de 50 dB. Pode-se explicar essa diminuição por uma maior distribuição das energias nos pulsos laterais, fazendo com que os outros pulsos tivessem um alargamento temporal.

Tabela 4.2 – T_{FWHM} para o pulso central decodificado de acordo com o ganho dado ao pulso codificado.

<u><i>Ganho (dB)</i></u>	<u><i>T_{FWHM} (ps)</i></u>
0	5,43
10	5,43
20	5,43
30	5,43
40	5,43
50	6,52
60	6,18

5. CONCLUSÕES

Na primeira análise foi avaliada a importância dos efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens existentes para propagação de pulsos ultracurtos (100 fs). Para o acoplador descrito em questão vale ressaltar que o mesmo tem uma boa característica para operar em modo linear já que a sua potência crítica é alta. Para notar a interferência dos efeitos de alta ordem (Dispersão de 3ª Ordem, Auto Inclinação, Ramam, Dispersão do Acoplamento) o acoplador precisa ter um comprimento cerca de 18,5 vezes maior que o seu comprimento de acoplamento. Para um acoplador que possua um comprimento de apenas 1,5 vezes maior que este comprimento de acoplamento os efeitos de alta ordem poderão ser descartados como foi mostrado no Gráfico 4.8, em que foi projetado um acoplador de cristal fotônico que poderá operar com um divisor de feixe 50/50.

Na análise de chaveamento dos pulsos foi investigada a influência de se trabalhar em regime de baixa e alta potência. O dispositivo acoplador neste trabalho tem potência crítica da ordem de 109 kW. Ao se trabalhar com potência de entrada dez vezes menor que esta potência (10,9 kW) o comportamento do mesmo é linear e o chaveamento ocorre perfeitamente (Gráfico 4.11). Ao se trabalhar com potência de entrada igual à potência crítica temos o regime de divisão de energia entre os dois canais do dispositivo (Gráfico 4.12). Como a potência crítica para este dispositivo é alta, uma saída interessante para se investigar os efeitos não-lineares para geração de porta lógicas, por exemplo, é se trabalhar com comprimentos de dispositivos altos.

Na análise de Acesso Múltiplo por Divisão de Código Óptico (OCDMA) foi utilizada um FBG de comprimento 41,58 mm, fazendo com que cada um dos 63 chips (códigos de Gold) tenha comprimento de 0,66 mm. A grade utilizada é linear com os valores de $\beta_2 = 3,22 \times 10^{-27} \text{ s}^2 / \text{m}$ e $\gamma = 24,1 (\text{W} \cdot \text{m})^{-1}$. Em um primeiro momento foram investigadas as codificações/decodificações em amplitude de pulsos ultracurtos (100 fs) para a referida grade linear. Para este pulso de 0,1 ps houve um alargamento do pulso codificado para cerca de 280 ps e para o pulso decodificado o alargamento foi para 5,2 ps. Para 5 usuários utilizando o mesmo meio o pulso decodificado alargou para 14,06 ps. Utilizando uma grade decodificadora de outra sequência foi investigada a correlação para um usuário na rede. Para este caso a potência máxima normalizada para a

correlação cruzada é de aproximadamente 35% do valor da potência normalizada máxima para a auto correlação, o que é um alto valor se comparado com a codificação em fase [28].

Para um único usuário o nível de interferência calculado foi de 6dB para um único usuário chegando à 10,5 dB quando existem 5 usuários no mesmo meio (Gráfico 4.23). Na codificação em amplitude temos um nível alto de interferência já para um usuário o que pode comprometer a decodificação para este tipo de propagação. Dos Gráficos 4.17 ao 4.21 notamos um que os picos de potências laterais variam de 25% a 80% do pico central para 1 usuário e 5 usuários respectivamente. Nesse caso podemos constatar que a interferência possui também uma dependência da quantidade de usuários da rede.

Na análise de chaveamento dos pulsos codificados utilizando acopladores de cristais fotônicos pudemos investigar uma relação de ganho que devemos dar à intensidade dos pulsos codificados para que os mesmos possam ser chaveados do canal 1 para o canal 2 de um acoplador. Nesta nossa análise, já que o acoplador possui alta potência crítica (109 kW), para que haja chaveamento entre os pulsos é necessário que haja um ganho de 50 dB (10^5 vezes) para que comece a haver chaveamento entre os canais do dispositivo. Outro fator importante notado nestes casos são as distorções causadas pelos efeitos de alta ordem nos pulsos codificados devido à operação próxima da potência crítica do dispositivo. Para um pulso codificado com ganho 60 dB a decodificação fica comprometida como podemos perceber no Gráfico 4.33.

6. PERSPECTIVAS

Este trabalho de dissertação foi de muita valia para que fossem abertos novos horizontes para possíveis aplicações em estudos no Doutorado. Como perspectivas de continuidade para este trabalho podemos citar:

- ❖ Estudar as possibilidades dos efeitos não lineares de alta ordem em acopladores para a geração de *supercontinuum* [31];
- ❖ Simulação de outros tipos de acopladores microestruturados;
- ❖ Simulação de propagação de fibras de cristais fotônicos e análise dos efeitos de alta ordem;
- ❖ Seleção das melhores características de uma fibra de cristal fotônico para se trabalhar com uma grade de Bragg e/ou acoplador;
- ❖ Propor uma codificação híbrida (em fase e em amplitude) para verificação de que codificação é mais vantajosa;
- ❖ Considerar outros tipos de códigos;
- ❖ Simular a codificação e decodificação em fibras fotônicas em regimes relaxados;
- ❖ Modulação de palavras utilizando Modulação por Posição de Pulso (PPM) e Modulação por Amplitude (PAM);

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Oliveira, Jr. Z.; Zarza, R. Q.; Lee, M. F.; Menegola, F. A.; Nunes, C. A. S.; Annunziato, L. R. A.; Costa, A. M. **Interferências da telefonia celular em marcapassos cardíacos implantáveis**. Reblampa 2000;13(2): 77-85.
- [2] Filho, R. V. B. dos Santos. **Análise de Sistemas CDMA Ópticos**. São Carlos, 2006. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2006.
- [3] Prucnal, P. R. **Optical Code Division Multiple Access – Fundamentals and Applications**. CRC Press Taylor & Francis.2006.
- [4] The, Peh Chiong; Petropoulos, Periklis; Ibsen, Morten; Richardson, David J. **A Comparative Study of the Performance of Seven and 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.
- [5] Lee, J. S.; Miller, L. E. **CDMA Systems Engineering Handbook**. Artech House, 1998.
- [6] Poli, F.; Cucinotta, A.; Selleri, S. **Photonic Crystal Fibers**, Springer, 2007.
- [7] Knight, J. C. **Photonic crystal fibers**. Nature, vol. 424, pp. 847-851, Aug. 2003.
- [8] Russell, P. St. J.; Dettmer R. **A neat idea [photonic crystal fiber]**. IEE Review, vol. 47, pp. 19–23, Sept. 2001.
- [9] Knight, J. C.; Birks, T. A.; Russell, P. St. J.; Atkin, D. M. **Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding**. Proc. Optical Fiber Communications Conference OFC 1996, San Jose, California, USA, Feb. 25 – Mar. 1, 1996.
- [10] Yeh, P.; A. Yariv; E. Marom. **Theory of Bragg Fiber**. J. Opt. Soc. Am. 68:1196-1201, 1978.
- [11] Knight, J. C.; Broeng, J.; Birks, T. A.; Russell P. St. J. **Photonic Band Gap guidance in Optical Fibers**. Science 282:1476-1478, 1998.
- [12] Joannopoulos, J.D.; Meade, R.D.; Winn, J.N. **Photonic Crystals: Molding the Flow of Light**. Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995.
- [13] Liu, M.; Chiang, K.S. **Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two core photonic crystal fiber**. Appl Phys B. 815-820, 98 (2010).
- [14] Agrawal, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. Academic Press, San Diego, 1989.
- [15] Menezes, J. W. M.; de Fraga, W. B.; Guimarães, G. F.; Ferreira, A. C.; Rocha, H. H. B.; da Silva, M. G.; Sombra, A. S. B. **Optical Switches and All-Fiber Logical Devices Based on Triangular and Planar Three-Core Nonlinear Optical Fiber Couplers**. Opt. Commun. 276, 107 – 115 (2007).

- [16] Fraga, W. B.; Menezes, J. W. M.; da Silva, M. G.; Sobrinho, C. S.; Sombra, A. S. B. Sombra. **All Optical Logic Gates Based in an Asymmetric Nonlinear Directional Coupler**. Opt. Commun. 262 (1), 32-37 (2006).
- [17] Benabib, F. **Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology**. Philos Transact A Math Phys Eng Sci 364(1849), 3439–3462 (2006).
- [18] P. Russell, **Photonic crystal fibers**. Science 299(5605), 358–362 (2003).
- [19] Herrmann, J.; Griebner, U.; Zhavoronkov, N.; Husakou, A.; Nickel, D.; Knight, J. C., Wadsworth, W. J.; Russell, P. S.; Korn, G. **Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers**. Phys. Rev. Lett. 88(17), 173901 (2002).
- [20] Ferreira, Alisson da Conceição. **Estudo numérico do acoplador duplo simétrico de fibras ópticas operando com PPM e PAM para obtenção de portas lógicas**. 2008. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Teleinformática) - Universidade Federal do Ceará.
- [21] Agrawal, Govind P. **Applications of Nonlinear Fiber Optics**. Academic Press 2001.
- [22] Kashyap, R. **Fibre Bragg Gratings**. London: Academic Press. 1999.
- [23] Hill, K.O. et al. **Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication**. Applied Physics Letters, V. 32, pp. 647 – 649, 1978.
- [24] Kashyap, R. et al. **Wavelength uncommitted lasers**, Electronics Letters, V. 30, N. 13, pp. 1065 – 1066, 1994.
- [25] Marhic, M. E. **Coherent optical CDMA networks**. J. Lightwave Technol., vol. 11, pp. 854–863, June 1993.
- [26] Peterson, R.; Ziemer, R.; Borth, D. **Introduction to Spread Spectrum Communications**. Prentice-Hall, 1995.
- [27] Sarwate, D. V.; Pursley, M. B. **Crosscorrelation Properties of Pseudorandom and Related Sequences**. Proceedings of the IEEE, Maio de 1980, pp. 593-619.
- [28] Guimarães, G. F. **Análise de Desempenho de Sistema Modulado PPM/PAM Operando Com Codificação OCDMA E Códigos Gold Sob Efeitos Ópticos Não-Lineares**. Tese de Doutorado. Programa de Pós Graduação em Engenharia de Teleinformática da UFC (2011).
- [29] Filho, A.F.G.F.; Lopes, M.V.P.; Fernandes, T.S.M.; Sombra, A.S.B. **Sensor Óptico para Medidas de Altas Correntes em Geração e Transmissão Elétricas**. Proc. do VI Congresso de Inovação Tecnológica em Energia Elétrica (CITENEL), ANAEEL, 17 a 19 de agosto, Fortaleza-CE (2011).

[30] Fraga, Wilton Bezerra de. **Análise Numérica da Estabilidade de Sólitons Ópticos Espaço-Temporais (2+1) em um Guia Planar com Não Linearidade Cúbico-Quíntica e Efeito da Relaxação Temporal em Acoplador Direcional Duplo Assimétrico para Obtenção de Funções Lógicas**. Universidade Federal do Ceará, Programa de Pós Graduação em Engenharia de Teleinformática. (Março de 2010)

[31] Dudley, J. M.; Gentry, G.; Coen, S. **Supercontinuum generation in photonic crystal fiber**. Rev. Mod. Phys. 78, 1135-1184 (2006)

ANEXOS

ANEXO A – Métodos Numéricos para a Solução da Equação Não-Linear de Schrödinger

A.1. Método Split Step Fourier

Soluções numéricas de propagação de pulsos em meios dispersivos e não-lineares podem ser obtidas através do método split-step, em que parte do cálculo é efetuado com auxílio da Transformada Rápida de Fourier FFT [A.1]. Os efeitos dispersivos são calculados no domínio das frequências, por outro lado os efeitos não-lineares no domínio temporal. Para obter o cálculo numérico exato, devemos multiplicar os resultados obtidos nos dois domínios. A Equação de propagação de um campo $A(z, T)$ em um meio dispersivo e não linear é [A.2]:

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, T) \quad (1)$$

em que \hat{D} e \hat{N} são operadores responsáveis pelos os efeitos de dispersão e não-linearidade, respectivamente. No caso dos pulsos ópticos que se propagam submetidos aos efeitos de perda, dispersão de segunda ordem e auto modulação de fase, para este caso a Equação 1 é chamada de Equação não-linear de Schrödinger, em que os operadores \hat{D} e \hat{N} são:

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (2)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A(z, T)|^2 \quad (3)$$

Em geral os efeitos dispersivos e não-lineares atuam simultaneamente ao longo da fibra. O método split-step obtém uma solução aproximada, admitindo que durante a propagação de $A(z, T)$ para $A(z+h, T)$, em que h é o passo, os operadores atuam um de cada vez. Assim essa propagação ocorre em duas etapas, na primeira analisamos somente os efeitos não-lineares, e depois os efeitos dispersivos. Matematicamente, podemos dizer que:

$$A(z+h, T) \cong \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T) \quad (4)$$

Os cálculos da exponencial $\exp(h\hat{D})$ são feitos no espaço recíproco de Fourier, usando a seguinte descrição:

$$\exp(h\hat{D})B(z,T) = \left\{ F^{-1} \exp[h\hat{D}(i\omega)] F \right\} B(z,T) \quad (5)$$

em que F é a transformada rápida de Fourier (FFT), $\hat{D}(i\omega)$ é obtido a partir da Equação 2, substituindo o operador $\partial/\partial T$ por $-i\omega$, em que ω é a frequência no domínio de Fourier. O uso do FFT faz com que possamos calcular a Equação 5 rapidamente. Isso faz com que o split-step seja um método duas vezes mais rápido do que o método de diferenças finitas.

Para estimar a precisão do split-step, devemos observar que a solução exata é dada pela Equação:

$$A(z+h,T) = \exp\left[h(\hat{D} + \hat{N})\right] A(z,T) \quad (6)$$

Considere \hat{N} independente de z . Usando a identidade de Baker-Hausdorff e o fato de que $h(\hat{D} + \hat{N})$ comuta com $h(\hat{N} + \hat{D})$, obtemos então:

$$\exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N}) = \exp\left[h(\hat{D} + \hat{N}) + \frac{h^2}{2} [\hat{D}, \hat{N}] + \frac{h^3}{12} [\hat{D} - \hat{N}, [\hat{D}, \hat{N}]] + \dots \right] \quad (7)$$

Supondo que h é muito pequeno, o que leva a $h \gg h^2$. Podemos considerar somente os termos de primeira ordem, desprezando os termos de ordem mais alta:

$$A(z+h,T) \cong \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z,T) \quad (8)$$

Esta Equação é básica do split-step, em que primeiro atua o operador \hat{N} , e logo depois o operador \hat{D} , independente um do outro. Pela a Equação 7 o erro é da ordem de h^2 , que é a precisão do método, em que o operador erro é:

$$\hat{e} = \frac{h^2}{2} [\hat{D}, \hat{N}] \quad (9)$$

No espaço recíproco de Fourier o operador diferencial $\partial/\partial T$ é substituído por $-i\omega$, como pode ser visto diretamente da definição de transformada de Fourier:

$$\frac{\partial B(z, T)}{\partial T} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\omega B(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \quad (10)$$

No caso da propagação de pulsos ópticos o operador de dispersão se transforma em:

$$\hat{D}(i\omega) = \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 - \frac{\alpha}{2} \quad (11)$$

Introduzindo as transformações no fator dispersivo da Equação 11 pode ser expressa na seguinte forma:

$$A(z+h, T) \cong \left\{ F^{-1} \exp(h\hat{D}) F \right\} \exp(h\hat{N}) A(z, T) \quad (12)$$

em que F^{-1} é a transformada inversa de Fourier. A Equação (12) é a base para a estrutura de um algoritmo computacional, em que inicialmente se aplica a não-linearidade, depois se calcula a transformada de Fourier, em seguida se aplica a dispersão no espaço recíproco e por último retornamos ao espaço temporal através da transformada inversa de Fourier. O resultado desse procedimento é uma propagação do pulso para um dado comprimento h . Note que utilizamos aqui somente o fator de dispersão de 2ª ordem e SPM. Basta utilizar o mesmo cálculo para mostrar como é o comportamento dos fatores de dispersão de 3ª ordem, dispersão de 4ª ordem, SS e RA para o método split-step.

A.2. Método de Runge Kutta

Os métodos de Runge (Carl D. T. Runge) e Kutta (Martin W. Kutta) [A.3] são dos mais antigos já utilizados para solucionar equações diferenciais. Todas as fórmulas do método são destinadas à resolução de

$$y' = f(x, y) \quad (13)$$

ou seja, procuram exprimir y_{i+1} em termos de y_i .

Os métodos de Runge-Kutta admitem como forma genérica a seguinte expressão:

$$y_{i+1} = y_i + \sum_{j=1}^m a_j k_j \quad (14)$$

Sendo m a ordem do método, os termos a_j constantes e os k_j são produtos da amplitude do passo, h , pela função $f(x, y)$. O método de Runge-Kutta pode ser utilizado para obter soluções completas e precisas. O método de quarta ordem apresenta precisão de $(h)^5$. Este método pode ser usado para produzir soluções precisas de um conjunto de equações diferenciais de primeira ordem. A forma da Equação de Runge-Kutta de quarta ordem é dada pela expressão:

$$\begin{cases} K_1 = hf(x_i, y_i) \\ K_2 = hf\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_1}{2}\right) \\ K_3 = hf\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_2}{2}\right) \\ K_4 = hf(x_i + h, y_i + K_3) \end{cases} \quad (15)$$

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (16)$$

Um ponto importante que devemos ressaltar quanto a este método de quarta ordem, é que ele conduz à soluções bastante precisas, para um passo de amplitude relativamente grande, apesar de se tratar de um método de passo único. Para a obtenção das características de transmissão, chaveamento e solução das equações de modo acoplado para os acopladores, utilizamos o método de Runge-Kutta de Quarta ordem.

REFERÊNCIAS

- [A.1] Agrawal, G. P. **Nonlinear Fiber Optics**. Academic Press, San Diego, 1989.
- [A.2] McCormick, Jonh M.; Salvadori, Mario G. **Métodos Numéricos em Fortran**. Editora Polígono. Capítulo 7 (1971).
- [A.3] Pacitti, T.; Atkinson, C. P. **Programação e métodos computacionais**. Editora Livros Técnicos e científicos S. A, volume 2, 2ª edição.