

INSTITUTO FEDERAL
CEARÁ
Campus Fortaleza



Programa de Pós-graduação em
Engenharia de Telecomunicações
PPGET - IFCE

INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO CEARÁ
PRÓ-REITORIA DE PESQUISA, PÓS-GRADUAÇÃO E INOVAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES

DAYSE GONÇALVES CORREIA

COMUTAÇÃO NÃO-LINEAR DE PULSOS SÓLITON, GAUSSIANO E SUPER
GAUSSIANO EM ACOPLADORES ÓPTICOS

FORTALEZA

2015

DAYSE GONÇALVES CORREIA

**COMUTAÇÃO NÃO-LINEAR DE PULSOS SÓLITON, GAUSSIANO E SUPER
GAUSSIANO EM ACOPLADORES ÓPTICOS**

Dissertação submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Telecomunicações.

Área de concentração:
Microondas e Óptica Integrada.

Orientador:
Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães.

Coorientador:
Prof. Dr. Alisson da Conceição Ferreira.

FORTALEZA

2015

Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará
Biblioteca Waldyr Diogo de Siqueira
Catálogo na fonte

C824c Correia, Dayse Gonçalves.

Comutação não-linear de pulsos Sóliton, Gaussiano e Super Gaussiano em acopladores ópticos. / Dayse Gonçalves Correia. - Fortaleza: IFCE, 2015.
83 p.

Dissertação (Engenharia de Telecomunicações).

Orientador: Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães.

Coorientador: Prof. Dr. Alisson da Conceição Ferreira.

1. Telecomunicações - Engenharia 2. Comutação óptica. 3. Pulsos de femtossegundos (formas) - Sóliton, Gaussiano e Super Gaussiano. I. Título.

CDD 621.3827



INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO CEARÁ
COORDENAÇÃO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE
TELECOMUNICAÇÕES

Dayse Gonçalves Correia

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de mestre em Engenharia de telecomunicações, sendo aprovada pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará e pela banca examinadora:

Orientador: Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães

Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Prof. Dr. José Wally Mendonça Menezes

Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Prof. Dr. Cícero Saraiva Sobrinho

Universidade da Integração Internacional da Lusofonia Afro-Brasileira – UNILAB

Prof. Dr. Daniel Xavier Gouveia

Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE

Fortaleza, 10 de Julho de 2015

A Deus.

Aos meus pais, Zélia e Marcos Antônio Correia.

Aos meus sogros, Denise e Francisco de Assis
Bandeira.

Ao meu noivo, Dennyson Bandeira.

Agradecimentos

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo apoio financeiro por meio do provimento da bolsa de auxílio.

Ao Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães, pela excelente orientação.

Aos professores participantes da banca examinadora da qualificação e da defesa pelo tempo, pelas valiosas colaborações e sugestões.

Ao grupo de óptica do qual participo, Laboratório de Fotônica.

Aos colegas da turma de mestrado, pelas críticas e sugestões recebidas.

“Loucura é buscar resultados diferentes, fazendo as mesmas coisas.”
(Albert Einstein)

Resumo

Neste trabalho, investigamos o processo de comutação óptica com três formas de pulsos de femtossegundos: sóliton, gaussiano e super gaussiano em um acoplador simétrico não-linear de dois núcleos (DNLDC), simulando a sua propagação através das equações de modo acoplado não-linear de Schrödinger (NLSEs). Em todas as simulações, foram considerados os efeitos de dispersão de segunda e terceira ordem, e os efeitos não-lineares de automodulação fase (SPM) e *self-steepening* (SS) efeitos. Foram estudados três cenários para cada uma das três formas de pulso investigados. No primeiro cenário, adicionou-se apenas modulação de fase cruzada (XPM); Na segunda abordagem, inseriu-se o espalhamento Raman intrapulso; no terceiro, realizou-se a combinação de ambos. Vale ressaltar o fato de que o estudo foi realizado distintos para modos de polarização com diferentes valores do fator de Raman, com faixa de potência variando de 1 W a 300 W. Notou-se que os efeitos não-linear XPM resulta em uma diminuição no limiar de potência crítica, ao passo que a dispersão de Raman provoca um aumento. Para o primeiro caso (apenas efeito XPM), o limiar de potência crítica foi reduzida de 113 W a 104 W para o pulso sóliton, de 111 W a 100 W para o gaussiano e de 92 a 80 W para o pulso de super gaussiano. Para o segundo cenário (apenas espalhamento Raman intrapulso), foi observado aumento da potência crítica para o fator Raman variando de 1 a 10 fs, e que os três pulsos atingiram limiares acima de 150 W a partir de um fator de 5 fs, atingindo mais de 200 W para o pulso super gaussiano como o aumento do fator Raman. Para o terceiro cenário (com ambos os efeitos combinados), destaca-se que, para um fator fixo de 2 XPM, a potência crítica permaneceu aproximadamente inalterada com a variação do fator de Raman. Destaca-se que o pulso super gaussiano atingiu valores mais baixos para potência crítica quando comparado com os outros pulsos.

Palavras-chave: acoplador direcional, fibra de cristal fotônico, pulsos ultracurtos, efeitos não-lineares, comutação óptica.

Abstract

In this work, we investigated the optical switching process with three shapes of femtosecond pulses: soliton, Gaussian and super Gaussian propagating inside a symmetrical dual-core nonlinear directional coupler (DNLDC) by simulating their propagation via the coupled nonlinear Schrödinger equations (NLSEs). In all simulations, we considered second and third-order dispersion and self-phase modulation (SPM) and self-steepening (SS) nonlinear effects. Was studied three scenarios for each of the three pulse shapes under investigation. In the first scenario, added only cross-phase modulation (XPM); in the second approach, added only Raman scattering; in the third one, combined both. It is worth mentioning the fact that the study was performed for distinct polarization modes with different values of the Raman factor, with power range varying from 1 W to 300 W. We noted that the XPM nonlinear effect results in a decrease in the critical power threshold, whereas the Raman scattering causes an increase. For the first scenario (only XPM effect), the critical power threshold reduced from 113 W to 104 W for the soliton pulse, from 111W to 100 W for the gaussian and from 92 W to 80 W for the super gaussian pulse. For the second scenario (only Raman scattering), the critical power increases for a Raman factor varying from 1 fs to 10 fs, and that the three pulses reached thresholds above 150 W from a 5 fs factor, reaching more than 200 W for the super gaussian pulse as the Raman factor increases. For the third scenario (with both effects combined), we highlight that for a fixed XPM factor of 2, the critical power remained unchanged with the variation of the Raman factor. we highlight that the super Gaussian pulse reached lower values for critical power when compared to the other pulses.

Keywords: directional coupler, photonic crystal fiber, ultrashort pulses, nonlinear effects, optical switching.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

Lista de Símbolos

Lista de Abreviações

1	Introdução	15
1.1	Motivação	16
1.2	Objetivos	17
1.3	Produção científica	18
1.4	Organização da dissertação	19
2	Revisão bibliográfica	21
2.1	Pesquisas em acopladores ópticos em regime não-linear	21
2.2	Dispositivos envolvendo acopladores ópticos	29
2.3	Acopladores baseados em PCF	32
3	Acopladores ópticos	36
3.1	Acoplador em Regime Linear	37
3.1.1	Dispersão de velocidade de grupo	40
3.1.2	Dispersão de terceira ordem	40
3.2	Acoplador em Regime Não-linear	42
3.2.1	Automodulação de fase	43
3.2.1	Modulação de fase cruzada	44
3.2.3	Espalhamento Raman intrapulso	46
3.2.4	Auto-inclinação	48
3.3	Fibras Cristal Fotônico	49
3.4	Comutação Óptica	52

4	Resultados	54
4.1	Quadro teórico	54
4.2	Procedimento numérico	55
4.3	Análise dos resultados	58
5	Conclusão e Trabalhos Futuros	71
5.1	Conclusão	71
5.2	Trabalhos Futuros	73
	Referências Bibliográficas	74
	Apêndice A – Solução numérica de equações diferenciais parciais pelo método de Runge-Kutta com auxílio da Transformada de Fourier	81

Lista de Figuras

Figura 1 – Consequência do efeito TOD na evolução do pulso	41
Figura 2 – Efeito IRS atuando do decaimento de ordem dos sólitons	46
Figura 3 – Pulso original e pulso resultante do efeito SS	49
Figura 4 – Exemplo de PCF visto de um microscópio	50
Figura 5 – Exemplo de acoplador de cristal fotônico de dois núcleos	52
Figura 6 – Pulso sólito na entrada do acoplador óptico	56
Figura 7 – Pulso gaussiano na entrada do acoplador óptico	56
Figura 8 – Pulso super gaussiano na entrada do acoplador óptico	56
Figura 9 – Pulso sólito sem os efeitos XPM e Raman	59
Figura 10 – Pulso gaussiano sem os efeitos XPM e Raman	59
Figura 11 – Pulso super gaussiano sem os efeitos XPM e Raman	59
Figura 12 – Pulso sólito com o efeito XPM, GVD, TOD e SS	60
Figura 13 – Pulso gaussiano com o efeito XPM, GVD, TOD e SS	60
Figura 14 – Pulso super gaussiano com o efeito XPM, GVD, TOD e SS	61
Figura 15 – Pulso sólito com (a) $XPM = 1/3$ e (b) $XPM = 2/3$	62
Figura 16 – Pulso gaussiano com (a) $XPM = 1/3$ (b) e $XPM = 2/3$	62
Figura 17 – Pulso super Gaussiano com (a) $XPM = 1/3$ (b) e $XPM = 2/3$	62
Figura 18 – Limiares de potência crítica para os pulsos sólito, gaussiano e super gaussiano com diferentes valores de fator XPM	63
Figura 19 – Transmissão do pulso sólito com TR (a) 5 fs, (b) 6 fs e (c) 7 fs	64
Figura 20 – Transmissão do pulso gaussiano com TR (a) 6 fs e (b) 7 fs	65
Figura 21 – Transmissão do pulso super gaussiano com TR (a) 6 fs e (b) 10 fs ...	65
Figura 22 – Pulsos sólito, gaussiano e super gaussiano com efeito Raman na presença de GVD, TOD e SS	66
Figura 23 – Pulsos com $XPM = 2$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs	68
Figura 24 – Pulsos com $XPM = 2/3$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs	68
Figura 25 – Pulso super gaussiano com efeito $XPM = 2/3$ e Raman = 9 fs	69
Figura 26 – Pulsos com $XPM = 1/3$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs	69

Lista de Tabelas

Tabela 1 – Potências críticas dos pulsos sob diferentes fatores de XPM.....	64
Tabela 2 – Potências críticas dos pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano com efeitos GVD, TOD, SS, SPM e adição do efeito Raman	67
Tabela 3 – Potências críticas dos pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano com efeitos GVD, TOD, SS, SPM e edição dos efeitos XPM e Raman	70

Lista de Símbolos

β_1	Coeficiente de dispersão de primeira ordem
β_2	Coeficiente de dispersão de segunda ordem ou de velocidade de grupo
β_3	Coeficiente de dispersão de terceira ordem
ξ	Fator XPM
κ	Constante de propagação
κ_0	Coeficiente de acoplamento
κ_1	Coeficiente de dispersão de acoplamento
λ	Comprimento de onda
n_2	Índice de refração não-linear
T_R	Fator Raman
ω	Frequência angular
γ	Parâmetro de não-linearidade

Lista de Abreviações

ATPCF	do inglês, <i>Asymmetric Twin Core Photonic Crystal Fiber</i>
Chirp	no contexto, significa variação de fase no tempo
dB	Decibel
DDF	do inglês, <i>Dispersion Decreasing Fiber</i>
DSF	do inglês, <i>Dispersion Shifted Fiber</i>
DWDM	do inglês, <i>Dense Wavelength Division Multiplexing</i>
GVD	do inglês, <i>Group Velocity Dispersion</i>
IMD	do inglês, <i>Intermodal Dispersion</i>
IRS	do inglês, <i>Intrapulse Raman Scattering</i>
JSI	do inglês, <i>Joint Spectrum Intensity</i>
LEAF	do inglês, <i>Large Effective Area Fiber</i>
MDM	do inglês, <i>Mode-Division Multiplexing</i>
NLDC	do inglês, <i>Nonlinear Directional Coupler</i>
NLSE	do inglês, <i>Nonlinear Schrödinger Equation</i>
On-Off	nesse contexto, significa liga-desliga
PBG	do inglês, <i>Photonic Bandgap</i>
PCF	do inglês, <i>Photonic Crystal Fiber</i>
PMDF	do inglês, <i>Periodically Modulated Dispersion Fiber</i>
PPM	do inglês, <i>Pulse Position Modulation</i>
SBB	do inglês, <i>Symmetry-Breaking Bifurcation</i>
SPM	do inglês, <i>Self-Phase Modulation</i>
SS	do inglês, <i>Self-Steepening</i>
SSFM	do inglês, <i>Split Step Fourier Method</i>
SSMF	do inglês, <i>Standard Single Mode Fiber</i>
TOD	do inglês, <i>Third Order Dispersion</i>
WDM	do inglês, <i>Wavelength Division Multiplexing</i>
XPM	do inglês, <i>Cross-Phase Modulation</i>

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O crescente aumento da necessidade de largura de banda em enlaces de sistemas de telecomunicações, provenientes da melhora na qualidade de sistemas multimídia, imagens em alta definição, protocolos mais robustos, criptografias mais criteriosas, técnicas de codificação otimizadas e maior preocupação na área da segurança da informação, leva à elaboração de mecanismos cada vez mais eficientes na transmissão fim-a-fim dos dados, fazendo com que os sistemas de telecomunicações requeiram taxas de transmissão de dados cada vez maiores. O meio material que, atualmente, mais favorece este objetivo é a fibra óptica, visto que apresenta uma elevada largura de banda, além de sua matéria prima ser abundante na natureza, pois é feita basicamente por sílica.

Entretanto, a fibra óptica traz limitações intrínsecas no que diz respeito ao comportamento do comprimento de onda do feixe luminoso ao propagar no material, as quais são reforçadas por limitações extrínsecas adicionadas durante seu processo de fabricação, instalação e manutenção. Tais limitações demandam uma maior atenção para com as propriedades de dispersão de pulsos, a fim de não causar interferência entre símbolos, e com a atenuação, que trata da perda de energia para o meio durante a propagação. Mesmo com estas características, as fibras ópticas oferecem vantagens que atendem às expectativas do mercado, tais como: alta largura de banda, imunidade a interferências eletromagnéticas, segurança no transporte da informação, possibilidade de enlaces extensos, além de flexibilidade e peso reduzido do cabo. Trabalhos recentes apresentam um novo elemento de guia de onda utilizando fibras de cristais fotônicos (PCF - *Photonic Crystal Fiber*), as quais vêm recebendo bastante atenção devido a sua estrutura de baixas perdas. As características dos cristais fotônicos associadas à fibra óptica proporcionaram um confinamento de campo praticamente ideal em guias de onda,

com curvas de dispersão sob medida e baixas perdas, tornando tais fibras atrativas para transmissão a longas distâncias. Esta inovação trouxe novas e aperfeiçoadas formas de conduzir experimentos no ramo da óptica não-linear em fibras.

Pesquisas apontam que, em breve, a tecnologia da eletrônica chegará ao seu limite de velocidade na transmissão de dados, o que por sua vez limitará a velocidade no domínio óptico. Visando solucionar esta questão, estão sendo feitos exaustivos trabalhos no desenvolvimento de dispositivos totalmente ópticos, principalmente com o advento das fibras de cristal fotônico, pois o processamento óptico consegue operar com sinais de banda larga e com um alto fluxo de informação. Adicionalmente, foi recentemente desenvolvida uma solução viável para a comutação óptica para redes de transmissão por MDM (*Mode-Division Multiplexing*), a qual acomoda 3 modos espaciais [1]. Essa ideia tem sido investigada visando-se desenvolver uma nova técnica que permite, por meio de um método estável e de alta resolução, avaliar uma porção arbitrária do JSI (*Joint Spectrum Intensity*) na região de comprimento de onda de telecomunicações [2].

Um dos dispositivos que têm tomado bastante atenção dos pesquisadores é o acoplador óptico, visto que possibilita a divisão do feixe de luz e, assim, estabelece sistemas de proteção ou auxilia na multiplexação do sinal no enlace óptico. A maioria dos estudos se dá no intuito de conseguir operar com pulsos de largura temporal cada vez menor, para atingir altas taxas de dados e uma comutação totalmente óptica, a qual pode ser alcançada com a contribuição adequada de efeitos não-lineares. Dessa forma, este trabalho trata da análise da comutação totalmente óptica de diversas formas de pulsos em um acoplador óptico direcional de dois núcleos baseado em fibra óptica, utilizando pulsos na ordem de femtossegundos sob efeitos não-lineares.

1.1 Motivação

Ao longo dos últimos anos, a pesquisa em dispositivos ópticos abriu novas possibilidades na pesquisa em fotônica. Um progresso significativo tem sido feito passo a passo, nas últimas décadas, no campo da óptica não-linear. Muitos dispositivos ópticos são utilizados em diferentes áreas tecnológicas, tais como

sensoriamento [3], comunicações em redes ópticas [4], telemetria óptica em aplicações médicas [5], moduladores ópticos [6-9], criptografia óptica [9], entre outros.

Um dos dispositivos que chama bastante atenção é o acoplador óptico não-linear, que através dos efeitos não-lineares manifestados é capaz de permitir comutações totalmente ópticas, bem como gerar funções lógicas. Com o auxílio das fibras de cristais fotônico que conseguem um melhor confinamento do campo e baixas perdas alcançadas através da estrutura, o guiamento do feixe óptico está cada vez mais próximo das condições ideais no que se refere ao maior aproveitamento da energia luminosa durante a propagação pelo dispositivo. Então, as investigações mais atuais estão voltadas a analisar a propagação de pulsos cada vez mais estreitos dentro do acoplador óptico, porém quanto mais estreito for o pulso e quanto maior a potência aplicada ao pulso de entrada no dispositivo, mais relevante será a contribuição dos efeitos não-lineares. Um dos métodos mais utilizados para estudar o comportamento desses efeitos, no acoplador, está no intuito de verificar a curva de transmissão do sinal a fim de encontrar o limiar da potência crítica, ou seja, encontrar a potência a partir da qual pode ocorrer a comutação óptica, considerando que esta potência também depende das características do pulso de entrada analisado.

1.2 Objetivos

Govindaraji et al, realizou um estudo sobre acopladores direcionais não-lineares de dois núcleos com propagação do pulso femtossegundo tendo em conta a dispersão de terceira ordem e os efeitos de *self-steepening*, além de dispersão de velocidade de grupo e modulação de fase cruzada [10]. Analisando os resultados deste trabalho e baseando-se na importância da XPM (*Cross-Phase Modulation*) e do efeito de espalhamento Raman intrapulso para pulsos dessa ordem de grandeza, foram investigados tais efeitos em profundidade neste trabalho através da aplicação do método numérico Runge-Kutta nas equações não-lineares de Schrödinger de modo acoplado simulados computacionalmente no software Matlab®. Então, a inovação deste trabalho foi analisar a contribuição dos efeitos não-lineares XPM e

Raman intrapulso nas características de transmissão de um acoplador óptico não-linear baseado em fibra de cristal fotônico considerando-se os pulsos: sóliton, Gaussiano e super Gaussiano.

Como objetivo principal, os efeitos não-lineares XPM, SPM (*Self-Phase Modulation*) SS (*Self-Steepening*) e IRS (*Intrapulse Raman Scattering*), além dos efeitos dispersivos GVD (*Group Velocity Dispersion*) e TOD (*Third Order Dispersion*), são estudados sobre acopladores direcionais não-lineares simétricos de dois núcleos em material de PCF para três tipos de pulsos de entrada diferentes: sóliton, gaussiano e super gaussiano, todos com largura temporal de 25 femtossegundos. Para fundamentar tal objetivo, foi investigado o limiar de potência crítica em quatro perfis de fator XPM (1/3, 2/3, 1 e 2) e valores do fator Raman variando de 1 fs a 10fs como objetivos secundários. Todas as interações foram realizadas para potências de entrada variando de 1 a 300 W. Assim, foi examinado a comutação não-linear tendo em vista a possibilidade de utilização destes dispositivos em redes ópticas.

Então, os resultados obtidos nesse dispositivo de óptica integrada agregarão maior embasamento para avanços científicos e tecnológicos no que tange os sistemas de proteção nos enlaces dos *backbones* ópticos em sistemas de telecomunicações, principalmente em sistemas multicanais que usam comunicações solitônicas, como em redes ópticas DWDM (*Dense Wavelength Division Multiplexing*) que é uma tecnologia utilizada predominantemente no núcleo de rede de transporte de dados de uma operadora de telecomunicações, inclusive o cinturão digital planejado para o estado do Ceará tráfegará por DWDM. Adicionalmente, com o aumento da necessidade por largura de banda, aumenta a preocupação pela disponibilidade do serviço de telecomunicações e isso leva a necessidade de comutações cada vez mais eficientes no caso de uma falha na rede óptica.

1.3 Produção científica

Durante esta pesquisa sobre acopladores ópticos não-lineares em fibras de cristal fotônico de dois núcleos, quatro produções científicas foram geradas até o momento da defesa dessa dissertação, sendo dois aprovados e publicados em simpósio/encontro e dois submetidos a revistas científicas de destaque internacional:

- ***Comutação de pulsos Sóliton e Gaussiano ultracurtos sob efeitos não-lineares e dispersivos de alta ordem em acopladores ópticos:*** este trabalho foi apresentado e publicado no IX Simpósio de Lasers e Suas Aplicações, promovido pela Universidade Federal de Pernambuco (UFPE) (setembro de 2014);
- ***Optical switching of femtosecond Pulses in fiber coupler considering self-steepening and Raman Effects:*** este trabalho foi apresentado e publicado no XXXVIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada (ENFMC), promovido pela Sociedade Brasileira de Física em Foz do Iguaçu (maio de 2015);
- ***Nonlinear switching based on dual-core nonlinear optical fiber couplers with xpm and intrapulse raman in femtosecond pulse propagation:*** este trabalho foi publicado no periódico da *Journal of Modern Optics* (JMO), qualis B1 na categoria de Engenharias IV (agosto 2015);
- ***Analysis of the performance of a PAM/PPM/OOK system operating with OCDMA, under nonlinear optical effects in optical fiber propagation,*** este trabalho foi publicado na revista científica *Journal of Optical Communications*, qualis B2 na categoria de Engenharias IV (agosto 2015), resultado de estudos de modulações que possam dar maior desempenho a sistemas que utilizam a tecnologia de acesso múltiplo por divisão de código óptico sob efeitos não-lineares.

1.4 Organização da Dissertação

Capítulo 2: Apresenta uma revisão bibliográfica dos estudos sobre acopladores ópticos simétricos e assimétricos, mostrando a variedade de aplicações em que este dispositivo pode ser empregado quando se manipula o material (fibra convencional ou de cristal fotônico) e colocado em situações diversas, em regime de linearidade ou de não-linearidade para alguns tipos de pulsos ópticos.

Capítulo 3: Traz de forma objetiva a fundamentação teórica sobre os tipos de acopladores ópticos e os principais efeitos lineares (GVD e TOD) e não-lineares (SPM, XPM, SS e IRS) envolvidos nos trabalhos desse dispositivo, ressaltando a relevância dos acopladores ópticos baseados em fibra de cristal fotônico, por se tratar de um material relativamente recente e que vem sendo exaustivamente investigado devido às melhorias alcançadas em diversos dispositivos ópticos. Na sequência, o capítulo aborda a temática da comutação óptica, um dos focos deste trabalho na análise da transmissão de pulsos em acopladores ópticos de fibra de cristal fotônico.

Capítulo 4: Expõe os resultados numéricos das equações não-lineares de Schrödinger de modo acoplado por meio de gráficos melhorados esteticamente pelo software Origin[®], obtidos a partir dos dados resultantes das simulações computacionais processadas pelo software Matlab[®]. As equações foram solucionadas aplicando-se o método numérico de Runge-Kutta com o auxílio das transformadas de Fourier. Primeiramente, é feita uma abordagem das equações dos três tipos de pulsos investigados: Sóliton, Gaussiano e Super Gaussiano. Em seguida, discorre-se sobre as características do procedimento numérico, apresentando a equação completa com todos os efeitos em estudo, e então é realizada a análise dos resultados com base nas evidências dos gráficos.

Capítulo 5: Conclui-se o trabalho com base nos resultados expostos, enfatizando os mais interessantes e ressaltando as contribuições positivas e negativas dos efeitos aplicados no comportamento dos pulsos, bem como a sua influência na curva de transmissão no que se referente ao limiar de potência crítica. Ao final, são apresentadas algumas sugestões de trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O acoplador óptico direcional não-linear tem sido bastante estudado por possibilitar uma comutação totalmente óptica, sem a necessidade da conversão eletro-óptico. Isso é possível graças à manifestação de efeitos não-lineares que têm características de saída dependentes das características do sinal de entrada ao propagar em um meio material dopado sob certas condições por um comprimento adequado. Inúmeros estudos vêm sendo realizados no intuito de se obter um comportamento de saída o mais estável possível e com pulsos de entrada com largura temporal cada vez menor, viabilizando o processamento de altas taxas de bits.

A seguir, serão apresentados diversos estudos realizados com o acoplador óptico. Primeiramente envolvendo a investigação do acoplador em regime não-linear, em seguida mostra-se a variedade de dispositivos que podem ser elaborados a partir dele, usando-o como dispositivo auxiliar ou como principal, e por ultimo, estudos mais recentes do acoplador óptico usando material de fibra de cristal em regime de não-linearidade e com pulsos de largura estreita, foco principal desse trabalho

2.1 Pesquisas em acopladores ópticos em regime não-linear

No estudo de comportamentos da comutação totalmente óptica, encontram-se vários trabalhos considerando vários tipos de pulsos de entrada com características diversas, no intuito de analisar o limiar da potência crítica. Existe uma investigação analítica e numérica, usando o método variacional da formulação densidade Lagrangiana, da propagação e da comutação de sólitons fundamentais em um

acoplador óptico não-linear de dois núcleos construído com fibra de dispersão decrescente (DDF – *Dispersion-Decreasing Fiber*) [11]. As simulações consideraram seis perfis diferentes: linear, hiperbólico, exponencial, logaritmo, constante e gaussiano. As características de transmissão, a potência crítica e o fator de compressão dos sólitons de primeira ordem obtidos pelo procedimento analítico estão de acordo com os resultados da análise numérica. Os acopladores direcionais não-lineares de dois núcleos que incluem a perda também são examinados. A inclusão da perda resulta no aumento da potência crítica do acoplador e no alargamento dos pulsos comutados, enquanto as características de comutação se deterioram. Para compensar esse comportamento associada à perda, investigou-se o efeito do perfil da DDF sobre o desempenho do acoplador. Os autores mostraram que o formato adequado do perfil da DDF é bastante eficaz para recuperar, quase completamente, o comportamento de comutação original associada à situação sem perdas. Deste modo, afirmaram que o perfil dispersão hiperbólico é praticamente ideal para a recuperação do comportamento de comutação sem perdas.

Sólitons em fibras ópticas não-lineares de dois núcleos com o efeito Raman atuando foram examinados em [12]. Os autores observaram que o efeito Raman estabelece um sólito simétrico (caso em que ocorre a divisão simétrica da potência entre os dois núcleos) para alta energia e se mostra estável, exceto para um intervalo finito de energias que se torna mais restrito conforme o efeito Raman se fortalece até finalmente desaparecer.

Em outro estudo, são avaliados uma análise variacional e o *Split Step* de Fourier (SSFM - *Split Step Fourier Method*) para estudar a propagação e as características de comutação de sólitons fundamentais sob a influência do coeficiente de acoplamento de alta ordem [13]. Inicialmente, utilizando a análise variacional, os autores obtiveram a transmissão e características de comutação no interior do acoplador óptico direcional não-linear (NLDC – *Nonlinear Directional Coupler*), com os resultados indicando que a dispersão do coeficiente de acoplamento de segunda ordem e o *chirp* inicial reduz o comprimento de acoplamento, e a dispersão do coeficiente de acoplamento de segunda ordem faz com que as características de comutação se tornem mais nítidas, bem como torna o limiar de potência maior no caso de não haver *chirp* inicial. Adicionalmente, eles usaram o SSFM para investigar a transmissão do acoplador e de comutação de

sólitons ópticos dentro do NLDC, a partir do que concluíram que a dispersão intermodal de primeira ordem causa a divisão dos pulsos ópticos na propagação de sólitons fundamentais, e a dispersão do coeficiente de acoplamento de segunda ordem reduz o comprimento de acoplamento, molda as características de comutação e aumenta o limiar da potência de comutação que corroboram com a análise variacional.

A comutação de sólitons foi estudada em um acoplador direcional Kerr não-linear com dispersão intermodal semi-analítica, utilizando o método variacional [14]. Nesse estudo, os resultados variacionais para as características de comutação de um NLDC Kerr, na presença da dispersão intermodal (IMD - *Intermodal Dispersion*), estão de acordo com o cálculo numérico para a energia crítica de comutação. Os cálculos variacionais para a evolução da amplitude e da largura de um soliton indicam claramente as distorções que o pulso adquire ao passar pelo processo de comutação. Essas características de transmissão também têm sido demonstradas, para um determinado valor do coeficiente de acoplamento, em todos os pulsos em femtossegundos, com largura de pulso que varia de 10 a 100 fs, são idênticas. Os cálculos numéricos da dinâmica do soliton no acoplador mostram que o pulso fica deslocado no domínio temporal. Inferem que este fenômeno é um novo recurso adicionado à dinâmica soliton no acoplador, com a IMD presente.

Foi demonstrado que tanto fibras de dois núcleos assimétricas quanto as simétricas podem ser usadas para a compressão e outras operações com sólitons ópticos [15]. Neste trabalho, os autores propõem uma alternativa para uma fibra de único núcleo com uma junção entre os segmentos com dispersões divergentes, considerando o acoplador assimétrico com diferentes valores de coeficiente de dispersão nos dois núcleos. O soliton fundamental é inserido no núcleo com maior dispersão e, em seguida, aparece no estado comprimido como um soliton de ordem superior no núcleo de menor dispersão. O grau de compressão atingido é quase o mesmo para a fibra de um núcleo com a mesma proporção dos coeficientes de dispersão, embora o comprimento necessário seja maior no caso do acoplador. No entanto, ele produz um pulso comprimido com uma largura menor, o qual pode ser subsequentemente absorvido por meio do acoplador à base de filtro. No caso do acoplador simétrico, foi inserido um pulso soliton de ordem superior em um dos núcleos. Foi demonstrado que, neste caso, pode-se alcançar o máximo absoluto do

fator de compressão, maior do que no compressor de único núcleo. Embora o comprimento de compressão correspondente seja ainda maior para a fibra de um único núcleo, sua qualidade de compressão é melhor.

As características de operação de um acoplador direcional não-linear constituído de material Kerr foi analisada usando uma teoria de modo normal com base em supermodos par e ímpar, trazendo uma nova visão sobre o funcionamento do dispositivo referente à troca de energia entre os dois núcleos [16]. Recentemente também, uma configuração específica de acopladores direcionais plasmônicos foi estudada em uma situação em que os efeitos não-lineares SPM e XPM são considerados sob a resposta não-linear de metais devido à força ponderomotiva [17].

Foi investigada a propagação e comutação de sólitons em um acoplador de fibra não-linear de três núcleos com um método variacional utilizando a formulação densidade Lagrangiana [18]. As soluções analíticas são obtidas diretamente a partir das equações não-lineares de Schrödinger em modo acoplado (NLSE - *Nonlinear Schrödinger Equations*). A análise mostra a existência de auto-estados de sólitons nos três núcleos do acoplador não-linear, onde não há comutação de energia entre os núcleos. Segundo os autores, o estudo da comutação de sólitons em acopladores ópticos não-lineares proporciona possibilidades para a obtenção de alta eficiência em processamento de sinais ultrarrápidos totalmente ópticos, especialmente para comutadores e transistores ópticos.

Outros autores simularam numericamente as características de comutação, de compressão e de divisão de vários pulsos sólitons utilizando as NLSEs [19]. Importantes parâmetros físicos dos pulsos, tais como distribuição de intensidade, largura espacial e temporal do valor eficaz e *chirp* são calculados. O *chirp* em pulsos ópticos pode causar variações na largura do pulso, aumentando-a ou diminuindo-a, conforme ele interage com as propriedades de dispersão do meio durante o tempo de propagação. Ressalta-se que foram considerados acopladores simétricos e assimétricos. A transferência de energia periódica de um canal para o outro foi estudada, e a compressão varia com o tipo de pulso lançado no canal inicial, o qual é preferencialmente representado pelo núcleo da fibra. Observa-se que o *chirp* no pulso inicial tem um valor ideal e que varia notavelmente com a característica do pulso e do tipo de acoplador (simétrico ou assimétrico). A única

restrição do modelo é que ele é unidimensional. Ainda assim, promove a compreensão da dependência de características na propagação de pulsos sobre o coeficiente de acoplamento, dispersão constante e formato inicial do pulso.

Existem trabalhos utilizando o SSFM para estudar as características de comutação de energia não-linear em acopladores ópticos direcionais com a dispersão de terceira ordem [20]. Foi visto que o efeito da TOD aumenta com o valor do coeficiente deste termo e da potência de entrada, resultando em pulsos deslocados e na diminuição da energia de saída.

Pesquisadores apresentaram um estudo analítico da propagação e da comutação de sólitons em uma fibra não-linear de três núcleos acoplador com um método variacional utilizando a formulação da densidade Lagrangeana [21]. A análise mostra ainda a existência de auto-estados dos sólitons no acoplador óptico não-linear de três núcleos, onde não foi observada nenhuma ligação entre as fibras. Logo, a utilização dessa técnica para o estudo de comutação de pulsos ópticos ultracurtos em dispositivos ópticos é de bastante utilidade.

Um estudo numérico de comutação sóliton em um acoplador de dois e três núcleos com configuração linear e triangular é realizada levando em conta o efeito de dispersão intermodal e dispersão de terceira ordem [22]. Os autores concluíram que, das três configurações discutidas no trabalho, o acoplador linear de três núcleos representa a comutação mais nítida. Também encontraram a faixa útil dos coeficientes TOD e IMD (*Intramodal Dispersion*) para a qual é possível fornecer as melhores características de transmissão.

Os efeitos da não-localidade e bifurcação da quebra de simetria (SBB - *Symmetry-Breaking Bifurcation*) de sólitons no modelo de um guia de onda óptico planar de dois núcleos são estudados em [23]. Em comparação com os sistemas acoplados não-lineares, o trabalho afirma que a presente definição é afetada pela competição de diferentes escalas espaciais. Os resultados ajudam a entender o quadro geral da quebra de simetria em acopladores não-lineares.

Investigou-se a evolução de uma condição inicial de um pulso sóliton em um canal e sem sinal no outro canal do acoplador [24]. Os autores analisaram a transferência de energia entre os dois canais em função da energia do sinal. Para diminuição da energia, a comutação ocorre pela primeira vez na região de energia onde a solução do sóliton simétrico do acoplador é instável, e, ao mesmo tempo,

existe um sóliton estável assimétrico. Dado que a função da energia de pulso parece ter uma transição muito distinta entre a comutação e um comportamento sem comutação, abre-se a possibilidade de um dispositivo de comutação com uma região de transição extremamente estreita. Os autores apresentaram, ainda, uma verificação analítica e numérica da propagação e da comutação de sólitons fundamentais em um acoplador óptico não-linear de dois núcleos construído com fibra de dispersão modulada periodicamente (PMDF - *Periodically Modulated Dispersion Fiber*) com um método variacional usando também a formulação densidade Lagrangeana. As simulações numéricas consideraram as diferentes modulações em amplitude e em frequência da PMDF. Observou-se que, para modulação em baixas frequências, o aumento da potência de bombeamento proporciona um aumento da energia crítica e consequente diminuição da eficiência de transmissão. Os autores mostraram que o desempenho do acoplador óptico direcional não-linear construído com fibra de perfil de dispersão modulado periodicamente fornece ao acoplador fortes variações na eficiência de transmissão, nos níveis de *crosstalk* e na razão de extinção como uma função da modulação em amplitude e em frequência, assim como a energia de bombeamento.

Acopladores não-lineares direcionais assimétricos de dois núcleos que incluem um aumento no perfil da automodulação de fase foram examinados [25]. A assimetria é associada ao perfil da automodulação de fase em um dos os canais diretos. Verificando as características de transmissão do dispositivo através do canal direto, os autores observaram que, quando impulsionam tal canal, há uma diminuição na potência crítica se comparado com o acoplador simétrico, e a potência crítica é um valor único em função da não-linearidade. No entanto, para a potência de bombeamento no canal cruzado, a função de transmissão do acoplador apresenta regiões de multiestabilidade para certos valores de índice do perfil da automodulação de fase. Para essa configuração, a potência crítica é obtida para três valores diferentes de potência de bombeamento no dispositivo. Foi observado também que todos os perfis em estudo, com o aumento do índice do perfil da automodulação de fase, apresentam esse comportamento. Para o perfis estudados constataram uma região de multiestabilidade. Para o perfil exponencial, uma segunda região foi constatada para um valor maior de não-linearidade. Para os perfis em estudo, o perfil exponencial apresenta maior valor para o parâmetro crítico,

o que indica que o comportamento de vários valores da função estará presente para um valor mais elevado de não-linearidade, ao comparar todos os perfis estudados. Também foi observado que, para o perfil exponencial, a região multiestável é a menor em comparação com os outros perfis. Conclui-se, assim, que, para operar o acoplador assimétrico em uma região de valor único para a potência crítica, o perfil exponencial da automodulação de fase apresenta o melhor comportamento para os perfis em estudo.

Há um estudo mais fundamental do uso do método variacional para o cálculo do comprimento de acoplamento de um acoplador óptico de dois canais [26]. Neste estudo, foram usadas funções elementares que estão escritas como produtos de funções de campo em guias de onda planar de cinco e três camadas nas direções dos eixos x e y , respectivamente. Os autores obtiveram resultados precisos, fornecendo uma imagem física clara, facilmente aplicável e que pode ser aplicada a outros dispositivos de acoplamento, bem como para guias de onda periódicos.

Adicionalmente, um estudo numérico detalhado para a comutação de sóliton induzido por ganho em acopladores ópticos direcionais não-lineares foi desenvolvido [27]. Os autores demonstraram melhoras nas características de comutação do NLDC e obtiveram a razão de acoplamento de diferentes saídas por meio de indução pelo ganho que podem ser variados por meio da potência de bombeamento dos amplificadores ópticos. A partir disso, fizeram um acoplador óptico variável, em que a razão de acoplamento da saída é variável.

Outros estudos demonstraram que é possível utilizar as características de comutação totalmente ópticas de um acoplador óptico direcional não-linear para alcançar uma comutação dependente do padrão de intensidade do campo distante [28].

Pesquisas mais recentes evidenciam o comportamento dos efeitos não-lineares no limiar de potência crítica para a realização da comutação totalmente óptica. Foi proposto um método direto para resolver a equação não-linear de Schrödinger com efeitos TOD e SS, a partir do que os autores constataram que os termos TOD e SS, além da presença do GVD e SPM convencionais, podem fornecer alguns efeitos perturbativos na comutação de sólitons [29]. Uma análise detalhada do *crosstalk* óptico devido ao XPM na presença de GVD em um sistema de

transmissão WDM também foi investigada [30], onde foi ressaltado que o nível de interferência devido a XPM e GVD aumenta com o aumento do número de canais WDM, modulando frequência e espaçamento de canal. Os autores observaram que o XPM tem mais impacto sobre a fibra DSF (*Dispersion-Shifted Fiber*) que sobre a SSMF (*Standard Single Mode Fiber*) e LEAF (*Large Effective Area Fiber*). Assim, ao longo da propagação com alta taxa de bits no sistema óptico WDM, o GVD desempenha um papel crucial para limitar o desempenho do sistema significativamente. Verificou-se o comportamento de pulsos estreitos para baixas e altas frequências, a partir do que se afirma que, para um pulso de 1ps de largura ou mais curto, a largura espectral é grande o suficiente para que o ganho Raman possa amplificar os componentes espectrais de baixa frequência (vermelho) do pulso com componentes de alta frequência (azul) do mesmo pulso que atuam como um *pump* [31]. Tal processo continua ao longo da fibra, e a energia das componentes azuis é continuamente transferida para os componentes vermelhos. Tal transferência de energia se assemelha a um desvio dos vermelhos no espectro do sóliton, com deslocamento crescente com a distância. Os efeitos SS e IRS atuam na mudança da energia de comutação do sóliton, mas não têm efeito importante sobre a mudança de energia e na forma do pulso de saída.

Foram analisadas as características de comutação em um acoplador óptico não-linear de dois núcleos assimétricos, onde os autores encontraram uma maior eficiência na comutação para o cenário em que os valores de dispersão de duas fibras têm sinais opostos, quando comparados àqueles que têm o mesmo sinal [32]. Entretanto, quando os valores de dispersão das duas fibras têm os mesmos sinais, a eficiência da comutação torna-se mais elevada se o valor de dispersão de um núcleo é diminuída. Além disso, o limiar de potência de comutação torna-se menor quando possuem sinais opostos se o coeficiente de não-linearidade das duas fibras é oposto. O resultado mostra que o acoplador assimétrico tem eficiência de comutação e menor consumo de energia no limiar de comutação que o acoplador simétrico.

Em 2014 foi estudado um comportamento dinâmico da propagação de pulsos ultracurtos em sistemas de fibra birrefringentes dopada com érbio, que foram baseados em equações diferenciais parciais de ordem superior não-lineares de Schrödinger-Maxwell-Bloch acoplados [33]. O fenômeno foi analisado através da

fotocondução, a fim de alcançar a comutação optoeletrônica com base no efeito de Kerr óptico [34].

Um estudo numérico da propagação de pulsos em femtossegundos e comutação em um acoplador direcional não-linear de dois núcleos considerando os efeitos TOD e SS foram investigados [10]. O método SSFM foi usado para investigar as características de comutação de acopladores direcionais não-lineares. Observou-se que a transferência de energia a partir de um núcleo para o outro não é afetada pela mudança no formato dos pulsos de entrada, exceto para o pulso super Gaussiano. Enquanto o coeficiente de acoplamento normalizado e a potência de pico de entrada dominam as características de acoplamento, os efeitos TOD e SS são também relatados. Por meio das características de comutação para diferentes valores de TOD e SS obtidas, notou-se que o TOD melhora a transmissão em baixa potência de pico de entrada para valores baixos de TOD, mas, em potências de entrada elevadas, os efeitos TOD e SS deterioraram as características de comutação. Além disso, os efeitos combinados de TOD e SS têm diminuído os recursos de comutação no acoplador direcional não-linear de dois núcleos.

2.2 Dispositivos envolvendo acopladores ópticos

Aplicações de portas lógicas e de processamento lógico têm sido intensamente pesquisadas [6-8; 35-47]. Dentre as técnicas para a obtenção de portas lógicas, particularmente destacamos a técnica de modulação PAM/ASK [7] e técnicas complementares [8-9]. Vêm se estudando outras técnicas mais versáteis e práticas no campo de dispositivos NLDC, destacando sua importância e chamando a atenção da comunidade científica para uma análise em maior profundidade das técnicas [35-47]. Outros trabalhos têm focado intensamente no estudo do efeito da alta ordem intrapulso do espalhamento Raman [48-53]. Alguns estudam o efeito não-linear da modulação de fase cruzada [54-59]. Recentemente, se desenvolveu um circulador totalmente óptico baseado em XPM [55]. Pesquisadores utilizaram a técnica de auto-correlação para reduzir o impacto do desvio de fase induzido pela XPM e a polarização induzida por dispersão XPM na DP OFDM WDM (multiplexação por divisão de frequência ortogonal por dupla polarização em sistemas de

transmissão de multiplexação de divisão de comprimento de onda) [56]. O estudo fundamental de dispositivos ópticos se mostra cada vez mais necessário no ambiente de óptica não-linear, com vários estudos sobre o relaxamento da não-linearidade Kerr e comutação óptica [60-62].

Um esforço para avançar no comportamento físico da dinâmica da óptica não-linear em ressonadores acoplados tem motivado pesquisadores; este ressonador de anel duplo foi fisicamente analisado em profundidade [63]. O efeito de mistura de quatro ondas (FWM - *Four-Wave Mixing*) tem sido estudado para a obtenção de resultados teóricos previstos pelas equações de Bloch em sistemas ópticos [64]. Estudos teóricos do comportamento dinâmico não-linear óptico têm sido cada vez mais necessários para uma apreciação equitativa do potencial físico de dispositivos ópticos.

Acopladores de fibra direcionais e *loop* de fibra mantenedora de polarização são empregados para eliminar o desvanecimento da polarização no ressonador de fibra em anel. Dessa forma, foi investigado um anel ressonador de fibra mantenedora de polarização com acoplador de dois núcleos para aplicações de sensoriamento [65]. No trabalho, são discutidos importantes parâmetros característicos relacionados à aplicação de sensoriamento, tais como: a visibilidade das intensidades de saída e a faixa espectral livre são discutidas como funções dos coeficientes do acoplador e do comprimento do *loop* de fibra em detalhes; além disso, a tensão de excitação crítica do laser sintonizável para manter a intensidade de saída estável também é analisada quando o anel ressonador de fibra com acoplador de dois núcleos é utilizado como sensor de fibra com modulação de fase; por último, as intensidades de saída são controladas principalmente pelos coeficientes de energia acoplados e estão associadas com o comprimento do *loop* da fibra.

No campo do estudo das portas lógicas, investigou-se o desempenho de três diferentes acopladores assimétricos direcionais não-lineares de dois núcleos, incluindo perfil crescente, decrescente, e automodulação de fase (SPM) constante [66]. A assimetria é associada ao perfil de SPM de um dos canais. Analisando as características de transmissão do dispositivo, por meio do canal direto e do cruzado, os autores estudaram a razão de extinção dos dispositivos. A razão de extinção de um comutador *on-off* é a razão entre a potência de saída no estado *on* e a potência

de saída no estado *off*. Observou-se que, na operação dos três acopladores, o desempenho das portas AND, OR e XOR depende do baixo perfil de não-linearidade do acoplador. Em uma primeira configuração examinada, a porta XOR com acoplador de perfil constante apresentou um melhor desempenho em comparação com o acoplador de perfil decrescente. A operação da porta AND apresentou ganho. Em uma segunda configuração também nota-se a operação de portas AND, OR e XOR. Para esta configuração, o acoplador de perfil decrescente apresentou um comportamento melhor em comparação com o acoplador de perfil constante. Para esta configuração, a porta AND também apresentou ganho. Os autores concluíram então que, para operar um acoplador assimétrico como uma porta lógica, necessita-se controlar o perfil de não-linearidade para otimizar as características de transmissão por meio do coeficiente da razão de extinção, que é a razão entre dois níveis de potências de saída do dispositivo.

A proposta da operação de uma porta lógica totalmente óptica baseada em um acoplador direcional não-linear simétrico operando com uma modulação por posição de pulso (PPM – *Pulse Position Modulation*) em uma sequência de seis bits foi considerada [67]. Analisaram o desempenho de um NLDC simétrico realizando funções lógicas AND e OR de duas entradas, as quais podem ser aplicadas na transmissão e no processamento de sinais de forma totalmente óptico em sistemas que trabalham com multiplexação por divisão no tempo. Esta porta lógica integrada ao NLDC simétrico opera com dois pulsos sólitons ultracurtos, com largura temporal de 2 ps, que são modulados de acordo com a técnica PPM. Inicialmente, avaliam o efeito resultante de um incremento no parâmetro offset de codificação do PPM, para a posição temporal do pulso de saída, considerando a dispersão de velocidade de grupo anômala, automodulação de fase e pulsos de entrada em regime de propagação sem perda nos núcleos 1 e 2 do NLDC. Assim, analisam quatro possíveis situações para a porta lógica de duas entradas, modulando os pulsos de entrada 1 e 2 através do deslocamento temporal e permitindo uma variação do parâmetro de codificação offset.

2.3 Acopladores baseados em PCF

Avanços significativos na óptica e na eletrônica têm sido obtidos a partir de uma análise cuidadosa da microcavidade de cristal fotônico bidimensional em um esquema de instalação usando o efeito de transparência eletromagneticamente induzida, com base na comutação totalmente óptica [68]. Por meio do desenvolvimento de um exame da comutação biestável totalmente óptica baseado em um cristal fotônico de nanocavidade bidimensional (2D) usando o efeito de Kerr não-linear, importante progresso foi dado no estudo dos limiares de potência de comutação óptica [69].

Resultados mostram o papel da técnica de infiltração de microfluídos na melhora das características de acoplamento de acopladores de fibra de cristal fotônico de dois núcleos (PCF) [70]. Utilizando o método de elementos finitos, avaliaram a área efetiva do núcleo, a dispersão e parâmetros de acoplamento de uma PCF de dois núcleos infiltrada. Tais parâmetros foram utilizados para projetar um acoplador compacto e reconfigurável. Demonstrou-se também que, sob certas condições, pode-se observar um efeito de quebra de pulso, e tal efeito pode ser aproveitado para gerar trens de pulsos com alta taxa de repetição.

PCFs híbridas de dois núcleos altamente birrefringentes podem ser usadas como divisores de polarização desde que os dois modos de polarização ortogonais com diferentes comprimentos de acoplamento sejam facilmente separados um do outro [71]. Os autores obtiveram a alta birrefringência em diferentes mecanismos de guiamento da luz nas direções ortogonais através de furos de tamanhos variáveis, diferentemente dos métodos tradicionais, os quais atingiram alta birrefringência como o uso de furos elípticos. Primeiramente, é projetado um modelo de divisor de polarização com base nesta PCF híbrida de dois núcleos. Os modos de transmissão na PCF híbrida com comprimentos de acoplamento para as polarizações ortogonais em PCF de dois núcleos são investigados e analisados numericamente. Foi demonstrado que é possível obter um divisor de 4,72 mm de comprimento polarização. A razão de divisão supera 20 dB em uma ampla faixa de comprimentos de onda, desde 1,53 μm até 1,72 μm . Os autores afirmam que, em comparação com os buracos de ar elípticos ou de diferentes tamanhos de buracos durante o processo de fabricação, o material de

elevado índice de refração utilizado na estrutura híbrida é relativamente mais fácil de controlar e pode tornar a PCF mais resistente, sintonizável e prática.

Um acoplador 1×4 em PCFs de múltiplos núcleos foi proposto e analisado [72]. Os autores utilizaram o método numérico de elementos finitos para investigar a propagação do feixe introduzido no acoplador. As simulações numéricas revelaram que o comprimento do acoplamento do acoplador proposto deve ser de 4,1 mm para o comprimento de onda de 1,55 μm . A eficiência de acoplamento em cada porta de saída é de aproximadamente 24,96%. A dependência dos parâmetros no desempenho do comprimento de onda também foi estudada, a partir do que se constatou que a perda dependente da polarização neste comprimento de onda é igual 0,73 dB. Além disso, as influências da micro-variação dos parâmetros estruturais (campo, taxa de preenchimento e comprimento do acoplador) e a mudança do índice de refração foram analisadas.

As pesquisas avançam para o estudo de pulsos cada vez mais curtos no intuito de conseguir operar com altas taxas de dados e em fibras de cristal fotônico. Por exemplo, foi proposto um comutador de banda estreita totalmente óptico por meio de uma fibra de cristal fotônico de dois núcleos expressando desempenho de um acoplador não-linear [73]. A investigação está centrada na propagação não-linear de pulsos em femtossegundos próximo à região espectral do infravermelho com até 50 KW de potência que induz um alargamento espectral. O efeito mútuo de transformação espectral não-linear e redistribuição do campo entre os dois núcleos de fibra foi analisado numérica e experimentalmente. A simulação da propagação não-linear é baseada em equações não-lineares de Schrödinger no modo acoplado. Um modelo numérico modificado utilizando o método SSF foi adaptado para fibras de dois núcleos. O estudo experimental complexo foi realizado para várias configurações de entrada, tais como polarização, intensidade e acoplamento seletivo em cada núcleo, além de detecção seletiva de espectros de cada núcleo. O trabalho mostra resultados promissores sobre um comutador de intensidade espectral entre os dois canais de saída por meio de mudanças na intensidade ou na polarização de entrada em sistemas de comunicações ópticas na banda S.

Propuseram, ainda, um modelo de acoplador assimétrico de dois núcleos de cristal fotônico com o núcleo esquerdo composto por um tubo de silicone e o núcleo direito composto de sílica [74]. O controle do atraso do pulso de

picossegundos é alcançado por meio de ajuste de energia dos modos de transmissão. A transmissão dos modos, características de dispersão e coeficientes de acoplamento do acoplador proposto são investigados numericamente. Os resultados demonstram que é possível obter 2 ps de atraso para o pulso sóiton com a duração temporal de 2ps em um comprimento de acoplamento de 1 cm. Dessa forma, os autores propuseram um modelo de acoplador assimétrico de dois núcleos híbridos de PCF para gerar, no pulso, atraso dependente da energia. O núcleo esquerdo é construído por um tubo de silicone em um furo de ar, e o núcleo direito é criado a partir da omissão de sete buracos de ar. Para calcular analiticamente o coeficiente de acoplamento, elaboraram um modelo sólido de dois núcleos equivalente que tem características de acoplamento semelhante ao acoplador PCF. Como resultado do desbalanceamento de *chirps* gerados por SPM e dispersão normal, o perfil do pulso foi alargado e defasado durante a propagação. O controle do atraso do pulso de picossegundos é alcançado por meio de ajuste de energia dos modos de transmissão. Esse acoplador tem aplicações práticas em filtro de banda estreita de comprimentos de onda seletivos, *buffer* óptico com alta taxa de bits e funcionalidade em atraso de linha.

Existe a proposta de uma classe de modelos fibra de cristal fotônico assimétrica de dois núcleos (ATPCF - *Asymmetric Twin Core Photonic Crystal Fiber*), estruturas para as aplicações de acoplamento totalmente óptico, comutação e geração de múltiplas frequências [75]. Neste trabalho, discute-se como a variedade de ATPCF pode ser projetada por meio da modificação do raio e do índice de refração dos núcleos guiados. Ao considerar diferentes possibilidades de estruturas ATPCF, investiga-se o impacto de diferentes não-linearidades, a contribuição de diferentes coeficientes de extinção para a dinâmica do pulso e as características de direção. No regime linear, os ATPCFs propostos mostram comportamento simétrico para todas as configurações, e uma estrutura robusta para assimetria induzida. Por outro lado, em regime não-linear, os ATPCFs apresentam bom contraste de comutação. Como consequência, os autores também observaram que, de todas as configurações, o projeto de ATPCF de raios diferentes e com a configuração de índice de refração diferentes exibe um espectro de comprimento de onda significativamente largo. Há um trabalho que aborda sóitons em acopladores direcionais não-lineares em meio sem efeito da lei Kerr, com dispersão espaço-

temporal [76]. Tanto os acopladores de dois núcleos quanto o de múltiplos núcleos são estudados. Como meios não-lineares, são considerados quatro: lei Kerr, lei de potência, lei parabólica e a lei de energia dual. Foram estudadas as soluções para sóliton claros, escuros e singulares numericamente [77].

Muitos estudos sobre acopladores ainda estão sendo realizados, com um foco em analisar o comportamento da saída de diversos pulsos de entrada com largura temporal cada vez mais reduzida para atingir maiores taxas de transmissão, o que leva à manifestação mais relevante dos efeitos não-lineares, não somente pela estreita largura temporal, mas por ter de lidar com potências de pico cada vez maiores a fim de alcançar maiores distâncias nos enlaces dos sistemas ópticos.

CAPÍTULO 3

ACOPLADORES ÓPTICOS

Acopladores ópticos direcionais são dispositivos que têm a função de dividir coerentemente um campo óptico aplicado na porta de entrada. Eles são utilizados rotineiramente para uma variedade de aplicações relacionadas a fibra óptica, inclusive no auxílio à multiplexação em sistema DWDM. A intenção é analisar a propagação do pulso de entrada ao passar pelo tunelamento dos dois núcleos e verificar o comportamento no qual ocorre a comutação totalmente óptica, fazendo com que a energia do pulso inserido em uma porta de entrada seja comutada para a porta de saída oposta.

Existem várias técnicas para a confecção de acopladores ópticos, como por meio da fusão de dois núcleos de duas fibras ópticas monomodo ou por meio da aproximação das duas fibras de tal forma que o espaçamento entre os núcleos seja comparável a seus diâmetros [78]. Em ambos os casos, os núcleos estão próximos o suficiente para que os modos propagados em cada núcleo sofram uma sobreposição parcial na região de revestimento entre os dois núcleos. As ondas evanescentes resultantes do acoplamento entre os dois modos, em certas condições, podem conduzir à transferência de potência óptica de um núcleo para outro. Eles são chamados de simétricos quando os núcleos são idênticos em todos os aspectos, porém são denominados de acopladores assimétricos caso alguma característica de um núcleo seja diferente do outro.

Embora o foco deste trabalho sejam os acopladores de dois núcleos simétricos de PCF em regime de não-linearidade, é importante realizar simulações considerando apenas efeitos lineares, para se entender algumas propriedades do regime linear de propagação.

3.1 Acoplador em Regime Linear

Quando uma onda eletromagnética interage com um meio dielétrico, em geral, o comportamento desta onda durante sua propagação por esse meio depende da frequência óptica da onda, ω [78]. Entre as propriedades resultantes da interação podemos citar a atenuação e a dispersão cromática, manifestando-se por meio da dependência do índice de refração $n(\omega)$ a partir da frequência óptica da onda propagada. No caso da dispersão cromática, cada frequência propagante percebe um diferente índice de refração para o mesmo meio material. Visto que a velocidade de propagação de uma onda está elipticamente relacionada com o índice de refração do meio para aquela frequência, os diferentes comprimentos de onda, componentes do sinal, trafegam a velocidades diferentes, chegando ao destino em tempos diferentes, o que dá origem à dispersão cromática.

A dispersão é um dos fatores limitantes no desempenho das comunicações ópticas, pois é capaz de impor um limite à distância e à taxa máxima de transmissão da informação em uma fibra óptica. Os mecanismos de dispersão são responsáveis por causar o alargamento temporal dos sinais ópticos à medida que estes se propagam na fibra. Esse alargamento faz com que os sinais, ao se propagarem através de longas distâncias, interfiram uns com os outros, fenômeno conhecido como interferência entre símbolos, provocando assim erros na recuperação da informação. A dispersão desempenha um papel crítico na propagação de pulsos ópticos curtos porque diferentes componentes espectrais do pulso trafegam em diferentes velocidades dado por $v = c/n(\omega)$, onde C é a velocidade da luz no vácuo. A partir dessa dependência do índice de refração do material com a frequência nele propagante, o coeficiente de propagação β pode ser definido matematicamente por:

$$\beta(\omega) = \beta_L(\omega) + \beta_{NL}(\omega_0) \quad (1)$$

onde $\beta_L = n(\omega) \omega/C$ representa os efeitos lineares, e $\beta_{NL}(\omega_0) = \delta_{NL}(\omega_0/C)$, os efeitos não-lineares, com $\delta_{NL} = n_2 I$ e n_2 denotando o índice de refração não-linear, e I , a intensidade do pulso.

Embora geralmente $\beta(\omega)$ dependa da frequência, os pulsos ópticos utilizados como bits em sistemas de comunicações ópticas são tidos como relativamente largos temporalmente (> 1 ps) [79]. Esta característica permite tratar β_{NL} como independente da frequência e expandir β_L em uma série de Taylor em relação a ω_0 , expressa por:

$$\beta_L(\omega) \approx \beta_0 + \beta_1(\Delta\omega) + \frac{\beta_2}{2}(\Delta\omega)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\Delta\omega)^3 \dots \quad (2)$$

onde $\beta_m = (d^m\beta/d\omega^m)_{(\omega=\omega_0)}$. O parâmetro β_2 representa a dispersão de segunda ordem, ou dispersão de velocidade de grupo (GVD), e β_3 denota a dispersão de terceira ordem. O coeficiente β_1 é o inverso da velocidade de grupo ($1/v_g$), enquanto β_0 representa a constante de propagação inicial. Por meio de manipulações matemáticas com o auxílio da transformada de Fourier direta e inversa, facilitando assim os cálculos no domínio espectral ou temporal, chega-se à equação básica da propagação de um pulso de amplitude A em uma fibra óptica sem perdas, onde são gerados termos complexos ($i = \sqrt{-1}$), a partir de:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i\beta_{NL} A \quad (3)$$

É comum normalizar a amplitude A como $|A|^2$ para representá-la em termos de potência óptica e efetuar uma substituição de variável $\tau = t - \beta_1 z$ no intuito de tornar β_1 transparente na equação e assim chegar à equação 4, conhecida como equação de Schrödinger:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial \tau^3} = i\gamma |A|^2 A \quad (4)$$

onde $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{eff}$ é o parâmetro não-linear da fibra óptica, em que A_{eff} denota a área efetiva no núcleo da fibra.

Deste modo, em regime de linearidade, serão considerados apenas os efeitos de dispersão de velocidade de grupo (GVD) e de dispersão de terceira ordem (TOD). A aplicação do TOD neste trabalho é justificada pela utilização de pulsos ultracurtos.

A interação dos dois núcleos em um acoplador óptico direcional origina um fenômeno designado por dispersão intermodal [54], a qual implica em uma transferência de energia eletromagnética de uma fibra para a outra, e, desta forma, o campo de uma fibra influenciará no campo na outra, fazendo com que a propagação de um sinal numa das fibras também dependa do sinal na outra. Desta forma, este estudo considera a teoria do modo acoplado, a qual fornece como resultantes as equações de Schrödinger de modo acoplado. Estas equações são obtidas de forma análoga para a propagação de um pulso em uma fibra óptica. Nesse caso, é preciso considerar a dependência da frequência com o índice de refração nos dois núcleos durante a propagação no trecho de interação dos núcleos, isto é, o comprimento do acoplador, L_C , já que as amplitudes A_1 e A_2 (propagação pelo núcleo 1 ou 2) podem variar ao longo deste comprimento devido à sobreposição entre os dois modos, o que origina uma constante κ (constante de acoplamento) que mensura esta interação. Considerando o regime linear, a solução resulta nas equações 5 e 6:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial \tau^3} = i \kappa A_2 \quad (5)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial \tau^3} = i \kappa A_1 \quad (6)$$

Nas simulações deste trabalho foram considerados os efeitos lineares GVD e TOD em um acoplador óptico direcional simétrico em PCF, os quais serão detalhados a seguir. A perda óptica foi desprezada considerando o tamanho do dispositivo.

3.1.1 Dispersão de velocidade de grupo

A Dispersão de Velocidade de Grupo (GVD) altera a fase de cada componente espectral do pulso por uma quantidade que depende da frequência e da distância propagada [49]. Em outras palavras, componentes de frequência diferentes do pulso propagam com velocidades ligeiramente diferentes ao longo da fibra devido à GVD. Mesmo que tais mudanças de fase não afetem o espectro do pulso, elas podem modificar a forma temporal deles. A dependência temporal da fase implica que a frequência instantânea difere da frequência central durante a propagação do pulso, e estas mudanças de frequência impõem um *chirp* de frequência que depende do regime de β_2 , ou seja, normal ($\beta_2 > 0$) ou anômala ($\beta_2 < 0$). Mais especificamente, os componentes do vermelho viajam mais rápido que os componentes azuis no regime normal, enquanto que o oposto ocorre no regime de dispersão anômala. O pulso poderia manter sua largura temporal somente se todos os componentes espectrais chegassem juntos ao final do enlace, porém isso não acontece na prática, e qualquer tempo de atraso na chegada dos diferentes componentes espectrais leva ao alargamento temporal do pulso, o que prejudica a taxa de transmissão do canal.

3.1.2 Dispersão de Terceira ordem

Apesar da contribuição da GVD na indução do alargamento do pulso, onde este termo domina a maioria dos casos de interesse prático, algumas vezes é necessário incluir o termo proporcional de terceira ordem β_3 . Por exemplo, nos casos em que o comprimento de onda de pulso quase coincide com o comprimento de onda de zero dispersão ($\beta_2 \approx 0$), o termo β_3 predomina na contribuição do efeito GVD. Para pulsos ultracurtos (largura temporal $T_0 < 1\text{ps}$), é necessário incluir o termo β_3 mesmo quando $\beta_2 \neq 0$, dado que o parâmetro de expansão $\Delta\omega/\omega_0$ já não é pequeno o suficiente para justificar o truncamento da expansão após o termo β_2 . Pode-se dizer então que a evolução dos pulsos ao longo da fibra depende dos valores relativos de β_2 e β_3 , que por sua vez dependem do desvio do comprimento de onda óptico em torno do comprimento de onda central.

Na prática, a contribuição de β_3 é geralmente insignificante quando comparada com a de β_2 , mas a situação muda completamente no caso de pulsos ultracurtos com largura temporal na ordem de femtossegundos. Evidentemente, as formas do pulso podem variar durante a propagação, dependendo das condições iniciais. O efeito de dispersão de terceira ordem fornece um perfil de intensidade assimétrica no pulso e introduz uma espécie de cauda longa oscilante [47], mostrado da Figura 1.

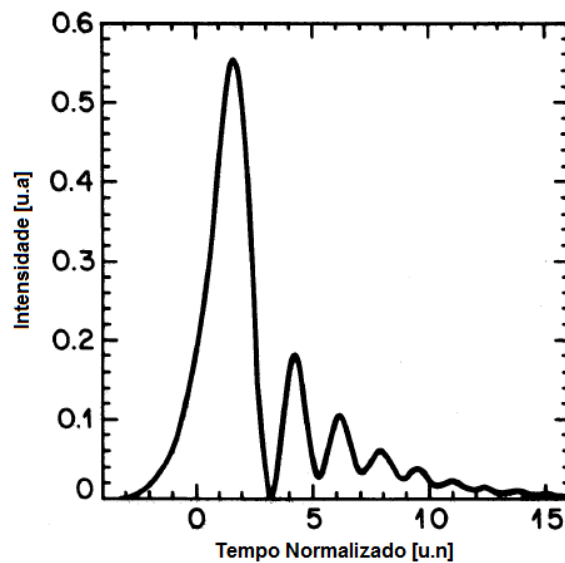


Figura 1: Consequência do efeito TOD na evolução do pulso [78]

Normalmente, enlaces de sistemas de comunicação óptica possuem comprimentos que excedem milhares de quilômetros, principalmente nas distâncias transoceânicas, logo se torna fácil perceber que esses contribuintes no alargamento dos pulsos prejudicam o desempenho destes sistemas. Para amenizar esse efeito, nos projetos de sistemas de comunicação óptica é feito um mapa de compensação periódica da dispersão com fibras de coeficiente de dispersão de sinais opostos. Para um canal cuja taxa de transmissão seja a partir de 100 Gbps, devem-se usar pulsos ultracurtos para cada intervalo de *bit*. Para tais pulsos ópticos, o espectro do pulso torna-se demasiadamente largo, dificultando a compensação da GVD sobre toda a largura de banda do pulso (devido à dependência de β_2 com a frequência) [72]. A solução mais simples para este problema é fornecida por fibras que compensem β_2 ou por outros dispositivos que compensem β_3 .

3.2 Acoplador em Regime Não-linear

Os sistemas de comunicações ópticas tendem a utilizar potência cada vez maior, para conseguir trafegar o sinal luminoso para maiores distâncias, e pulsos com largura temporal cada vez menor, visando atingir maior taxa de dados para o sistema. Porém, se a potência de pico do pulso incidente for superior a um nível limite e/ou se a largura do pulso utilizada for inferior a um valor limite, a contribuição dos efeitos não-lineares ou efeitos de alta ordem tornam-se relevantes. Nesse caso, não é possível negligenciar o termo $\beta_{NL}(\omega_0)$ da equação 1. Portanto, na equação 3 será considerado o termo $i\beta_{NL}A$, o qual está normalizado na equação 4 como $\gamma|A|^2A$, que representa apenas um efeito não-linear chamado de automodulação de fase (SPM), o qual será visto mais adiante juntamente com outros efeitos relevantes para o estudo proposto neste trabalho. Assim, seguindo a mesma ideia para obtenção das equações 5 e 6, adicionando-se o termo que contém o coeficiente de não-linearidade γ , chega-se às equações 7 e 8, que governam a comutação de pulsos em acopladores ópticos não-lineares, conhecidas como equações não-lineares de Schrödinger de modo acoplado [79]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_1}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_1}{\partial \tau^3} - i\kappa A_2 = i\gamma|A_1|^2 A_1 \quad (7)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A_2}{\partial \tau^2} - \frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A_2}{\partial \tau^3} - i\kappa A_1 = i\gamma|A_2|^2 A_2 \quad (8)$$

Com base nas equações 7 e 8, podem ser adicionados vários termos de efeitos não-lineares diversos. Por exemplo, o termo $i\gamma|A_1|^2 A_1$ ou $i\gamma|A_2|^2 A_2$ é o do efeito não-linear da automodulação de fase. Neste trabalho, cujo foco é a análise da comutação totalmente óptica para pulsos em femtossegundos, foram inseridos nas simulações computacionais os efeitos não-lineares SPM, XPM, SS e IRS, por razões que serão elucidadas a seguir, conforme explanação de cada efeito considerado.

3.2.1 Automodulação de Fase (SPM – *Self-Phase Modulation*)

O efeito não-linear SPM é uma manifestação da dependência da intensidade do índice de refração em um meio óptico que pode ser estudado a partir do termo não-linear $\gamma|A|^2A$ na equação NLS. A nomenclatura *automodulação de fase* se dá pelo fato de que o sinal propagado dentro de um meio não-linear modula sua própria fase [78].

O SPM origina um deslocamento de fase que varia com a intensidade instantânea do pulso, e tal deslocamento aumenta com o comprimento a ser propagado, embora a forma dos pulsos permaneça inalterada. O alargamento espectral induzido pelo SPM é uma consequência da dependência do tempo desse deslocamento de fase, o que pode ser compreendido por meio da ideia de que uma variação temporal de fase implica que a frequência óptica instantânea ao longo do pulso difere do seu valor de frequência central. Em geral, o SPM não é suficiente para descrever, isoladamente, a propagação de pulsos ópticos, mas sim quando em conjunto com outros efeitos de dispersão. Entretanto, a adição dos efeitos dispersivos é mais complicada e requer, na maioria das vezes, uma solução numérica.

Em situações em que GVD e SPM possuem contribuições em termos de magnitude semelhantes, a SPM pode tanto realçar como compensar os efeitos de alargamento temporal causados pela GVD. Existem muitos estudos detalhados dessa interação por meio da comparação entre os *chirps* originados, que são variações temporais da fase dos pulsos, induzidos por esses efeitos. Afirma-se que, quanto maior o *chirp*, maior será o alargamento temporal. Um caso interessante acontece quando se utilizam formas especiais de pulso, onde o *chirp* induzido pelo SPM pode anular o *chirp* induzido pela GVD [48]. Neste caso, o pulso se propaga sem sofrer alargamento temporal ou sofrendo alargamentos e estreitamentos temporais periódicos, caracterizando dessa forma uma transmissão solitônica. A propagação de sólitons por fibras constitui uma das áreas de maior interesse, tanto teórico como aplicado, de pesquisa em comunicações ópticas, e vem sendo amplamente estudada.

Dessa forma, a GVD e o SPM cooperaram um com o outro para manter um pulso sem *chirp*. Pesquisas mostram que o alargamento inicial de um pulso

gaussiano ocorre porque o perfil gaussiano não é uma forma característica associada com um sólito fundamental [22]. Se o pulso de entrada escolhido for um pulso secante hiperbólico, tanto seu formato quanto seu espectro permanecem inalterados durante a propagação. Quando o pulso de entrada desvia de um formato de secante, a combinação de GVD e SPM afeta o pulso de tal maneira que a tendência é tornar o pulso secante.

3.2.2 Modulação de fase cruzada (XPM – *Cross-Phase Modulation*)

O XPM ocorre porque a não-linearidade do índice de refração converte as flutuações de intensidade óptica, em determinado comprimento de onda, em flutuações de fase em um canal de propagação bem próximo, resultando da sobreposição entre as intensidades modais, a qual é relativamente pequena mesmo quando os dois núcleos estão próximos o suficiente, em que o coeficiente de acoplamento não pode ser desprezado [79]. Dessa forma, o XPM só se torna relevante no estudo quando dois ou mais feixes de luz interagem, promovendo sobreposições no espaço e no tempo. Além disso, como o índice de refração observado em um comprimento de onda particular é influenciado tanto pela intensidade óptica da própria onda como pelas flutuações de potência óptica em comprimentos de onda vizinhos, o SPM está sempre presente quando ocorre o XPM. Os efeitos do XPM são muito importantes para os sistemas de ondas luminosas WDM, uma vez que a fase de cada canal óptico é afetada tanto pela potência média quanto pelo padrão de bits dos outros canais [79]. A medição do desvio de fase causado pelo XPM foi obtida há mais de 30 anos, conforme mostra a citação abaixo, e tal efeito vem sendo estudado em diversos trabalhos.

O desvio de fase induzido por XPM foi medido pela primeira vez em 1984, em uma configuração de dois canais. A luz de dois lasers semicondutores operando perto de 1,3 μm e 1,5 μm foi injetada em uma fibra de 15 km de comprimento. O deslocamento de fase em 1,5 μm , induzido pela onda copropagante de 1,3 μm , foi medida utilizando um interferômetro. (Agrawal, 2005, p. 119).

Em geral, o efeito XPM não muda a forma do pulso, mas, quando combinado ao descasamento da velocidade de grupo e ao *chirp* de frequência induzido pela não-linearidade, pode afetar o espectro drasticamente. No caso de

pulsos ultracurtos, em que a GVD não pode ser negligenciada, o formato e o espectro do pulso podem ser alterados, já que a fase é modulada devido à dependência da intensidade do índice de refração ao passo que a dependência do tempo da fase manifesta um alargamento espectral. Análogo ao caso de puro SPM, é esperado que o espectro de cada pulso seja alargado e desenvolva uma estrutura de múltiplos picos. No entanto, a forma espectral é, neste caso, regida pelas contribuições combinadas do SPM e do XPM na fase de pulso.

A maioria dos estudos realizados no intuito de simplificar a análise ignora os efeitos da polarização, assumindo que o sinal de entrada preserva sua polarização durante a propagação, embora isso não aconteça na prática. Algumas aplicações consideram fibras com baixa ou alta birrefringência, ou seja, o coeficiente ξ , chamado de fator XPM, do termo $\xi|A_1|^2A_2$, que representa a interação do efeito XPM, é fixado no valor 2, denotando que o sinal é circularmente polarizado. Este trabalho investiga quatro casos de fator XPM diferentes em relação ao comportamento da polarização do sinal, com o termo ξ sendo estudado nos valores de 1/3 (elipticamente polarizado), 2/3 (linearmente polarizado) e 2 (circularmente polarizado).

Em pulsos ultracurtos, foi observado experimentalmente que o XPM induz uma assimetria temporal, pois, neste caso, o comprimento de dispersão e o comprimento de descasamento da velocidade de grupo são comparáveis [55]. Surge, então, a importância de incluir os efeitos de alta ordem nestes estudos, dentre os quais um dos mais citados é o Espalhamento Raman Intrapulso (IRS), que envolve as vibrações moleculares. No caso de um único pulso se propagando em regime anômalo, ele manifesta um deslocamento temporal induzido pelo efeito Raman. O acoplamento induzido pelo XPM em pulsos ultracurtos afeta os pulsos ópticos de várias maneiras, quando a contribuição de Raman está inclusa.

Contudo, o fenômeno XPM pode ser tanto benéfico quanto prejudicial. Pode-se considerar que seu impacto mais direto seja em sua concepção em sistemas ópticos DWDM, onde o XPM muitas vezes limita o desempenho do sistema. Por exemplo, quando bem utilizado, o XPM pode induzir a compressão do pulso, o que pode auxiliar no aumento da taxa de dados e também na comutação totalmente óptica quando bem empregada a indução de deslocamento de fase manifestada por este efeito. Comutação óptica induzida por XPM foi demonstrada

em 1990, utilizando um espelho de loop de fibra atuando como um interferômetro de Sagnac [79]. A física por trás da comutação induzida pelo XPM pode ser entendida considerando-se um interferômetro genérico concebido de modo que um pulso de sinal fraco, dividido em partes iguais entre seus dois braços, experimenta mudanças de fase idênticas em cada braço e é transmitido por meio de interferência construtiva. Se um pulso de bombeamento em um comprimento de onda diferente é injetado em um dos braços do interferômetro, a fase do sinal é alterada pelo XPM. Entretanto, o desvio induzido na fase por XPM depende não apenas da largura e da forma do pulso de bombeamento, mas também do descasamento da velocidade de grupo.

3.2.3 Espalhamento Raman Intrapulso (IRS – *Intrapulse Raman Scattering*)

O espalhamento Raman intrapulso (IRS) desempenha um papel importante dentre os efeitos não-lineares de alta ordem, principalmente no caso de sólitons. Nos pulsos ultracurtos, em que os termos de dispersão de segunda e terceira ordem precisam ser considerados, o espalhamento Raman intrapulso, assim como o *self-steepening*, que será relatado a seguir, é responsável pelo decaimento de ordem dos sólitons, como evidencia a Figura 2.

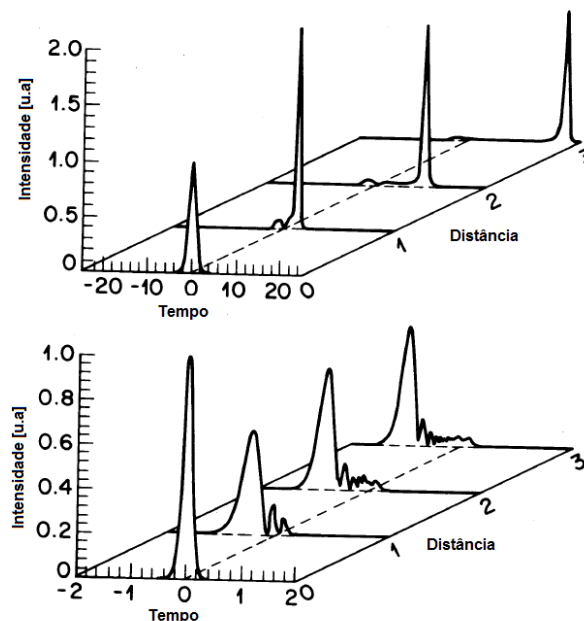


Figura 2: Efeito IRS atuando do decaimento de ordem dos sólitons [79]

Para fibras de sílica, a resposta vibracional ou Raman ocorre ao longo de uma escala temporal de 60-70 fs [78]. Numericamente, o termo $T_R A \partial |A|^2 / \partial \tau$ governa a manifestação deste fenômeno, em que a constante proporcional T_R , denominada de fator Raman, tem sua origem no atraso da resposta Raman e é responsável pelo desvio de autofrequência induzida por este espalhamento. Em outras palavras, o termo é consequência de um tempo de resposta finita das não-linearidades. Na prática, o fator T_R pode ser tratado então como um parâmetro de ajustamento, principalmente no caso de amplificação Raman, outra vertente do espalhamento Raman que foge do escopo deste trabalho.

A evolução de pulsos ultracurtos em fibras ópticas, ignorando-se as perdas da fibra, mostra a preservação do número de fótons durante a propagação do pulso. Entretanto, a energia do pulso não é conservada na presença do IRS porque uma parte da energia do pulso é absorvida pelas moléculas da sílica, representando assim uma fonte de perda não-linear [78]. Dessa forma, a característica do desvio de autofrequência pode ser compreendida constatando-se que o desvio espectral induzido pelo Raman, desvio para as frequências do vermelho, não preserva a energia do pulso porque uma parte da energia é dissipada por meio da excitação de vibrações moleculares.

No caso de sólitons, experimentos mostram que a interação deste efeito não-linear em um pulso de entrada, propagando como um sóliton de ordem superior, reduz sua largura temporal e amplia seu espectro em relação à fase inicial. Dessa maneira, o pico espectral dominante move-se continuamente em direção ao lado do vermelho, desvio de autofrequência do sóliton. No domínio do tempo, a energia das componentes desviadas para o vermelho aparece sob a forma de um pulso, chamado de pulso Raman, o qual fica para trás do pulso de entrada, pois tais componentes viajam mais lentamente em regime anômalo.

O IRS tem atraído atenção considerável, visto que proporciona uma forma conveniente de gerar sólitons Raman cujo comprimento de onda da portadora pode ser ajustado alterando-se o comprimento da fibra ou a potência de pico da entrada. Estudos também mostram que este fenômeno favorece a qualidade de compressão dos pulsos sólitons [79], uma vez que o pico é estreito e se desloca mais lentamente que a cauda do pulso e, à medida que se propaga, distancia-se da cauda devido ao

deslocamento da sua velocidade de grupo induzida pelo desvio de autofrequência do sóliton.

3.2.4 Auto-inclinação (SS – *Self-Steepening*)

O efeito *Self-Steepening* (SS), cuja tradução em Língua Portuguesa varia entre “auto-abruptamento”, “auto-inclinação” ou “auto-entortamento”, tem sua origem física relacionada com a dependência entre a velocidade de grupo e a intensidade dos pulsos que se propagam pelas fibras [73]. A dependência do índice de refração do meio de acordo com a intensidade instantânea do sinal distorce o pulso ao longo de sua direção de propagação e pode causar choques ópticos. Nos casos em que a dispersão pode ser desprezada, o SS pode proporcionar a formação de uma frente óptica de choque aos pulsos que se propagam pela fibra. Este efeito não-linear também gera uma distorção espectral, assim como no IRS, deslocando o pico de amplitude para uma frequência inferior à central e causando um alargamento espectral maior no sentido das frequências superiores. Em pulsos ultracurtos, onde os termos de dispersão precisam ser considerados, a formação da frente óptica de choque e a distorção espectral serão minimizadas. Tal fenômeno também é responsável pelo decaimento de ordem dos sólitons. O IRS e o SS não representam fortes restrições aos sistemas de comunicações ópticas atuais, visto que não trabalham ainda com pulsos ultracurtos.

O termo numérico $i/\omega_0 [\partial(|A|^2 A) / \partial T]$ lidera as contribuições deste efeito, tais como a assimetria em pulsos ultracurtos alargados por indução do SPM. Se o índice de refração aumenta devido à não-linearidade, uma espécie de borda de fuga do pulso se inclina até sua intensidade cair, tão rápido quanto a dispersão permitir [71], fazendo com que o pico do pulso se mova mais lentamente que as bordas laterais da cauda. A GVD dissipa o choque e suaviza consideravelmente a borda de fuga. No entanto, o SS ainda se manifestaria por meio de um desvio do centro de pulso. A Figura 3 mostra o comportamento de um pulso com SS.

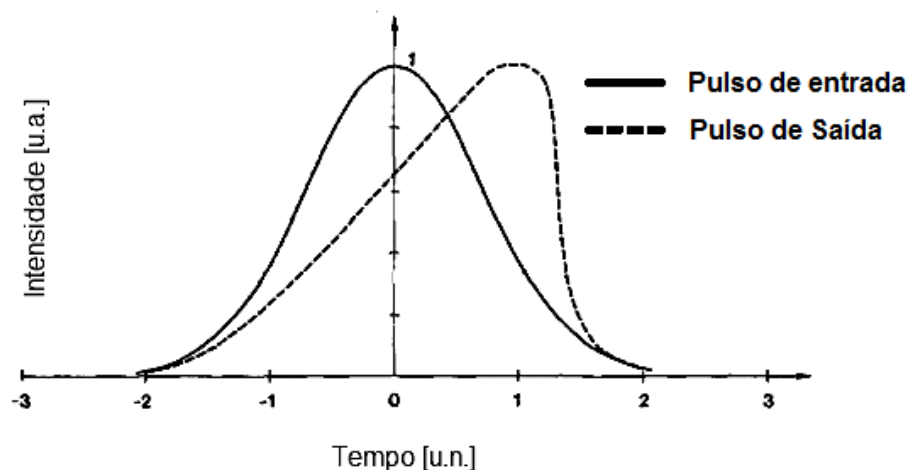


Figura 3: Pulso original e pulso resultante do efeito SS [79]

O efeito SS em sólitons de ordem superior é semelhante ao caso do IRS. O IRS não tem efeito na alteração da amplitude, mas no espectro de frequências dos sólitons. No entanto, o IRS e o SS não representam fortes restrições aos sistemas de comunicações ópticas atuais, visto que utilizam pulsos na ordem de picossegundos.

3.3 Fibras de Cristal Fotônico

Ao propagar em dois núcleos de guia de onda suficientemente próximos, duas ondas luminosas podem ser acopladas com a penetração da luz de um guia para o outro devido ao campo evanescente propagante. Este resultado caracteriza um acoplador, o qual pode ser denominado de acoplador direcional quando preserva o sentido de propagação da luz. Já existem propostas de se utilizarem acopladores direcionais de cristais fotônicos para a transmissão de sólitons, bem como utilizar os efeitos não-lineares na propagação do pulso, dado que a maioria das aplicações utiliza apenas características lineares destes dispositivos.

A partir de 1996, essa nova classe de fibras, chamada de fibras de cristais fotônicos, começou a atrair considerável atenção, tanto experimental quanto teórica [78]. As fibras de cristais fotônicos, conhecidas também como fibras

microestruturadas ou *holey*, têm gerado grande interesse da comunidade científica, principalmente pelas vantagens que ela traz em relação às fibras ópticas convencionais, resultando em pesquisas em diversas áreas tais como telecomunicações, espectroscopia, astronomia, dentre outras. Nessas fibras, o índice de refração é periódico em duas dimensões espaciais, perpendiculares ao eixo da fibra. As PCFs podem ser diferenciadas por meio da periodicidade de suas funções dielétricas, que podem acontecer em uma, duas ou três dimensões. Uma vez que a periodicidade não ocorre ao longo da direção de propagação, nenhuma onda contra propagante é gerada dentro da PCF, porém podem surgir ter novos tipos de modos com propriedades dispersivas e não-lineares diferentes.

Uma interessante técnica para a fabricação de PCFs consiste em empilhar vários tubos capilares de sílica pura (cerca de 1 mm de diâmetro) em um padrão hexagonal em torno de uma haste de sílica sólida e desenhar uma "pré-forma" em forma de fibra utilizando o aparato de modelagem da fibra [79]. Um revestimento de polímero é adicionado no lado de fora para proteger a PCF resultante. Quando visto sob um microscópio eletrônico, tal fibra apresenta um padrão regular bidimensional de buracos de ar em torno da região central como um núcleo, como visto na Figura 4. Por este motivo, tal fibra é, por vezes, chamada de uma fibra perfurada ou micro-sílica de ar. A ausência de um furo de ar no centro cria uma espécie de deformidade que pode ajudar a limitar e guiar uma onda eletromagnética de certa frequência.

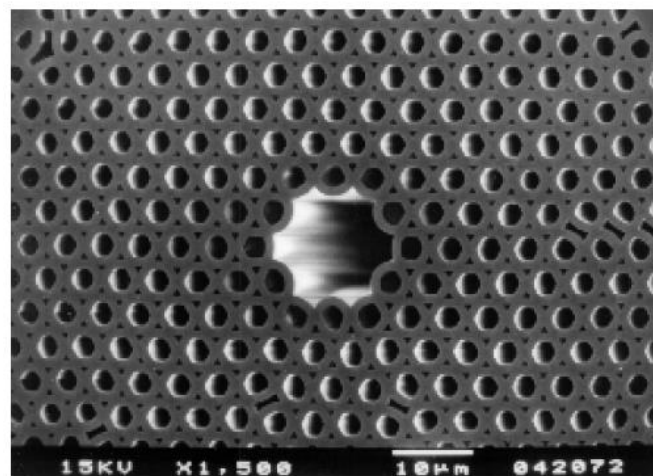


Figura 4: Exemplo de PCF vista a partir de um microscópio [78]

O guiamento e as propriedades dispersivas em fibras *holey* vêm sendo analisados utilizando-se vários métodos [73]. Essas fibras, quando projetadas corretamente, podem apresentar múltiplos *bandgaps* fotônicos resultantes da periodicidade bidimensional dos buracos de ar. Quando a frequência da luz está dentro de um *bandgap* fotônico, a fibra não transmite a luz, uma vez que não existe modo guiado. Fora de cada *bandgap* fotônico, a luz viaja ao longo da região do núcleo central. Mesmo que nenhuma diferença de índice exista entre as regiões do núcleo e casca, os furos de ar reduzem o índice efetivo da região rodeada do núcleo, resultando em modos guiados semelhantes aos encontrados em fibras normais.

A não-linearidade das fibras microestruturadas pode ser caracterizada medindo-se o desvio de fase induzido pelo SPM [74]. Estas medições mostram que, embora n_2 tenha o mesmo valor que no padrão de fibras de sílica, o valor do parâmetro γ pode ser maior por um fator maior que 3 por causa de um valor relativamente baixo da área central efetiva A_{eff} . Como resultado, quase todos os efeitos não-lineares são consideravelmente aumentados na PCF.

Em relação aos acopladores de cristal fotônico, já existem propostas de utilizar acopladores direcionais de tal material para a transmissão de pulsos. Na Figura 5, mostra-se uma fibra microestruturada de dois núcleos, projetados pela ausência de furos na região dos núcleos, que pode ser utilizada como um acoplador de cristal fotônico. As características da distribuição geométrica apresentadas na Figura 3 alteram os valores das dispersões e das não-linearidades do acoplador. Na Figura 5, d é o diâmetro dos núcleos de ar da fibra, N é a distância entre os centros dos núcleos de algum material da fibra e L é a distância entre os centros de dois núcleos de ar existente no dispositivo.

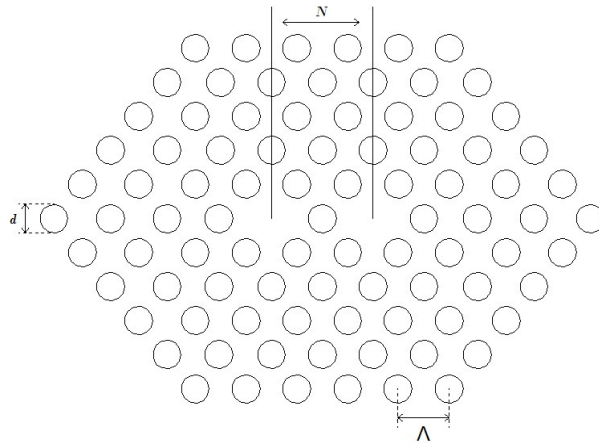


Figura 5: Exemplo de acoplador de cristal fotônico de dois núcleos [autora]

Dessa forma, uma PCF de dois núcleos pode operar como um acoplador direcional compacto totalmente óptico, visto que uma PCF pode ser projetada para guiar a luz em um confinamento muito estreito, de forma que a não-linearidade da fibra pode ser consideravelmente reforçada. Com o uso da alta não-linearidade das PCFs, podem-se obter vantagens nesse tipo de estrutura, como, por exemplo, no emprego de comutação totalmente óptica e no acoplamento não-linear. As demonstrações experimentais provam que a comutação depende da potência e da geração de múltiplas frequências em um acoplador de PCF. Apesar dos inúmeros trabalhos realizados e avanços no campo das PCFs, ainda há muito a ser estudado, e é provável que haja grandes evoluções no futuro próximo.

3.4 Comutação Óptica

Como foi visto anteriormente, para pulsos ópticos de baixa potência, os efeitos não-lineares podem ser desconsiderados, mas os efeitos dispersivos, não. Para pulsos de largura temporal maior que um picossegundo, os efeitos dispersivos de alta ordem, como o TOD, podem ser desprezados [79]. Porém, para pulsos na ordem de femtossegundos, tanto a GVD quanto o TOD devem ser incluídos no estudo, pois a estreita largura do pulso torna os efeitos de alta ordem relevantes. No

acoplador óptico, a energia do pulso injetada em uma das portas de entrada é transferida ao longo da propagação para o núcleo vizinho devido à IMD ocasionada nessa situação. Dependendo do comprimento do acoplador, do coeficiente de acoplamento e das dopagens no material da fibra, pode-se manipular a porcentagem de energia do pulso de entrada nas portas de saída do dispositivo.

Entretanto, para pulsos de alta potência ambos os efeitos dispersivos e não-lineares devem ser analisados, pois a elevada energia do pulso pode originar o efeito adicional da não-linearidade. A manifestação dos efeitos não-lineares introduz um comportamento complexo durante a propagação de um pulso de entrada entre os núcleos do acoplador. Nesse regime de não-linearidade, surge o conceito da potência crítica, a qual denota um limiar de potência em que pode ocorrer a comutação totalmente óptica, que é objeto de estudo de muitos trabalhos em acopladores. Entre outras palavras, um pulso óptico pode ser direcionado para uma porta de saída diferente dependendo da sua potência crítica.

Fisicamente, a comutação totalmente óptica pode ser entendida, por exemplo, observando-se que, quando um feixe óptico é lançado em um núcleo do acoplador, o SPM induz uma mudança de fase [78]. Isso dificulta a transferência de potência completa entre os núcleos. Para potências de entrada suficientemente elevadas, a diferença de fase induzida pelo SPM torna-se grande o suficiente para que o feixe de entrada permaneça confinado no mesmo núcleo em que foi inicialmente lançado.

CAPÍTULO 4

RESULTADOS

Os resultados deste trabalho provêm do estudo do comportamento de três tipos de pulsos (sóliton, gaussiano e super gaussiano) em um acoplador direcional não-linear, onde são inseridos os efeitos lineares dispersivos GVD e TOD, além dos efeitos não-lineares de alta ordem SPM, XPM, IRS e SS. Em todas as interações, a potência foi variada de 1 a 300 W, no intuito de encontrar o limiar da potência crítica que proporciona a comutação totalmente óptica.

4.1 Quadro teórico – equações acopladas não-lineares de Schrödinger

Como visto na seção 3.2.2, o XPM denota uma mudança de fase de um feixe de luz provocada pela interação com outro feixe em um meio não-linear, o que acontece quando se opera com uma PCF com alto coeficiente de não-linearidade. Desta forma, o efeito XPM é responsável por um alargamento espectral assimétrico de pulsos ópticos copropagantes. O efeito XPM refere-se, ainda, à mudança de fase não-linear de um campo óptico induzida por outro campo que tem um comprimento de onda, direção, ou estado de polarização diferente [47]. Quando a potência de pico do pulso incidente está acima de um limiar, o efeito Raman pode transferir a energia do impulso para um novo impulso, o qual pode se propagar na mesma direção ou na oposta [78].

A propagação de pulsos ultracurtos dentro de acopladores direcionais não-lineares (dispositivos que têm dois núcleos idênticos e estão proximamente espaçados e paralelos entre si) pode ser explorada matematicamente por um par de equações de Schrödinger não-lineares acopladas:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial T^3} - i \kappa_0 A_2 + \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial T} =$$

$$i \gamma \left(|A_1|^2 A_1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A_1|^2 A_1) + \xi |A_2|^2 A_1 - T_R A_1 \frac{\partial |A_1|^2}{\partial T} \right) \quad (9)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial T^3} - i \kappa_0 A_1 + \kappa_1 \frac{\partial A_1}{\partial T} =$$

$$i \gamma \left(|A_2|^2 A_2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A_2|^2 A_2) + \xi |A_1|^2 A_2 - T_R A_2 \frac{\partial |A_2|^2}{\partial T} \right) \quad (10)$$

onde A_1 e A_2 representam as amplitudes variando suavemente com núcleo 1 e núcleo 2, respectivamente, e o parâmetro não-linear γ é definido como $\gamma = 2\pi n_2/\lambda_0 A_{eff}$, onde n_2 é o índice de refração não-linear, λ_0 é o comprimento de onda óptico, A_{eff} é a área efetiva do núcleo, e β_2 e β_3 são os coeficientes de dispersão de segunda e terceira ordem, respectivamente. O termo contendo $1/\omega_0$ está relacionado ao efeito SS, ξ é o coeficiente XPM, e o que tem T_R é o fator responsável pela contribuição do IRS, κ_0 e κ_1 são, respectivamente, o coeficiente de acoplamento e o coeficiente de dispersão do acoplamento.

4.2 Procedimento Numérico

Foram considerados os pulsos do tipo sóliton, gaussiano e super gaussiano na ordem de femtossegundos, com largura temporal inicial (T_0) de 25 fs, propagando em um acoplador óptico direcional não-linear de PCF de 5 cm de comprimento. Cada condição de simulação demorou cerca de 38 horas para concluir, segundo medidas apontadas pelo software Matlab[®]. As figuras 6, 7 e 8 apresentam a forma inicial de cada tipo de pulso.

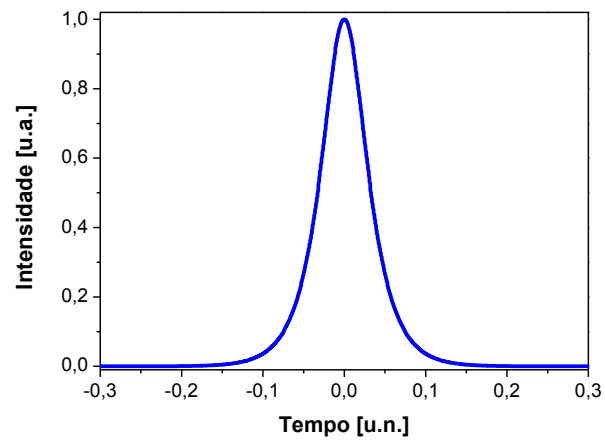


Figura 6: Pulso sóliton na entrada do acoplador óptico

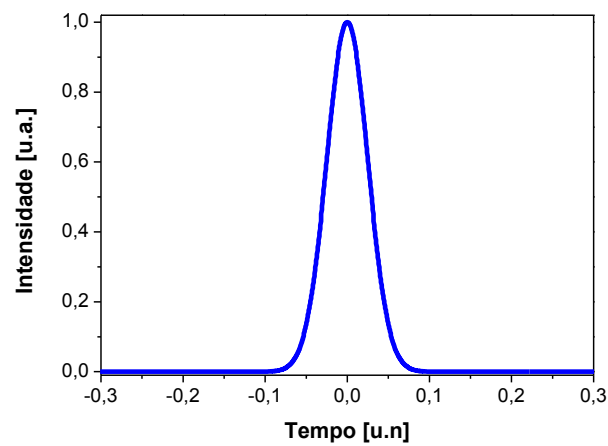


Figura 7: Pulso gaussiano na entrada do acoplador óptico

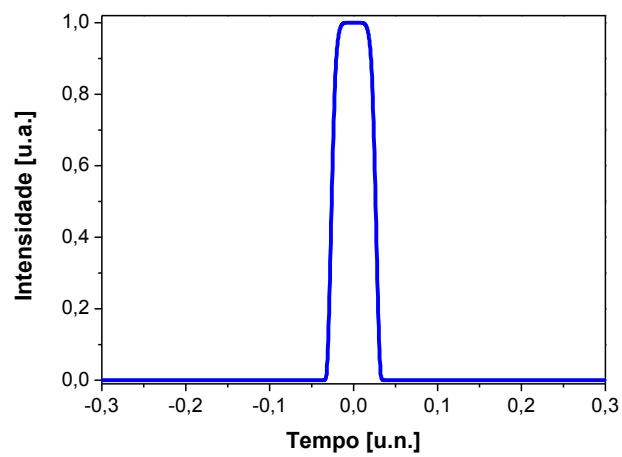


Figura 8: Pulso super gaussiano na entrada do acoplador óptico

As equações não-lineares de Schrödinger, equações 9 e 10, descrevem a dinâmica do acoplador de dois núcleos. Para o NLDC, os pulsos iniciais de entrada no núcleo 1 são dados para os pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano, conforme mostram as equações 11, 12 e 13, respectivamente, sendo t um conjunto de pontos temporais normalizados ($t = T/T_0$):

$$a_1(0, t) = A_i \operatorname{sech}(t) \quad (11)$$

$$a_1(0, t) = A_i \exp(-t^2 / 2) \quad (12)$$

$$a_1(0, t) = A_i \exp(-t^8 / 2) \quad (13)$$

E no núcleo 2:

$$a_2(0, t) = 0 \quad (14)$$

Os sistemas não-lineares acoplados (equações 9-10) foram resolvidos numericamente utilizando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem.

A transmissão do sinal foi analisada numericamente em função da entrada de uma potência de pico através do NLDC e descrita pelas NLSEs. A eficiência da comutação em um acoplador não-linear pode ser mensurada por meio do coeficiente de transmissão da energia óptica. Comutação é o processo de redistribuição de energia ao longo dos núcleos para uma dada entrada. Portanto, as características de transmissão desses dispositivos são determinadas pela potência do sinal de entrada. Com o aumento da potência de entrada acima de um nível crítico, o sinal pode ser chaveado de um núcleo para outro dependendo do comprimento do acoplador. A transmitância de cada um dos núcleos é calculada como a energia de saída do núcleo dividida pela energia injetada dentro do núcleo 1 e é definida por:

$$T_m = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_m(L_C, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0, t)|^2 dt} \quad (15)$$

com $m = 1, 2$ para o NLDCs com comprimento de $L_C = \pi/2k$, onde $k = |\beta_2|/T_0^2$ representa a constante de propagação.

Os valores dos coeficientes usados nas equações 9 e 10 para essa simulação numérica são: $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{Km}$, $\beta_3 = 0,108 \text{ ps}^3/\text{Km}$, $n_2 = 2,35 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, $A_{\text{eff}} = 55 \text{ } \mu\text{m}^2$, $\gamma = 1 \text{ W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ e o comprimento de onda $\lambda = 1,55 \text{ } \mu\text{m}$. Em cada interação, a potência varia de 1 W até 300 W, e o fator Raman (T_R) varia de 1 fs até 10 fs na interação de cada potência crítica. Todas essas simulações foram estudadas para o fator XPM (ζ) = 1/3, 2/3, 1 e 2, para analisar os diferentes casos de polarização que podem ocorrer durante a propagação nos núcleos conforme aumenta a relevância dos efeitos não-lineares com o aumento da potência.

4.3 Análise dos Resultados

Existem estudos de diferentes pulsos em acopladores ópticos com o efeito não-linear SS e o efeito dispersivo TOD [10]. Entretanto, para altas potências em pulsos ultracurtos, é interessante considerar, além destes, a contribuição dos efeitos não-lineares XPM e IRS. Analisando a evolução dos três tipos de pulsos (sóliton, gaussiano e super gaussiano) com a inclusão dos efeitos XPM e IRS, constatou-se que, com o aumento da potência, os pulsos analisados apresentam comportamento similar em termos da evolução do pulso, mas com limiares de potência crítica de chaveamento diferentes. Os pulsos sóliton e gaussiano apresentam potências críticas próximas, mas o pulso super gaussiano tem um limiar de potência crítica bem menor quando comparado aos outros pulsos, conforme evidenciam as Figuras 9, 10 e 11.

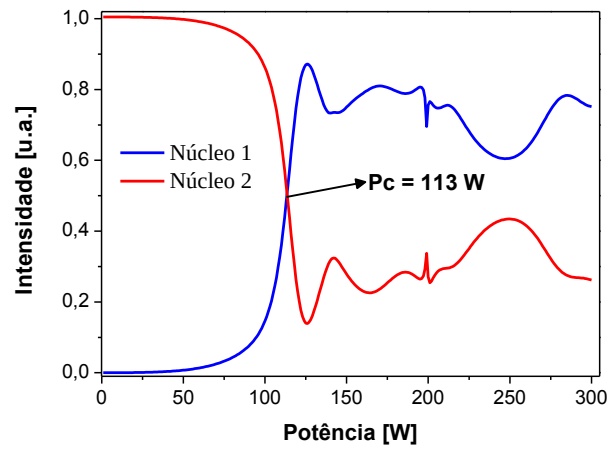


Figura 9: Pulso sóliton sem os efeitos XPM e Raman

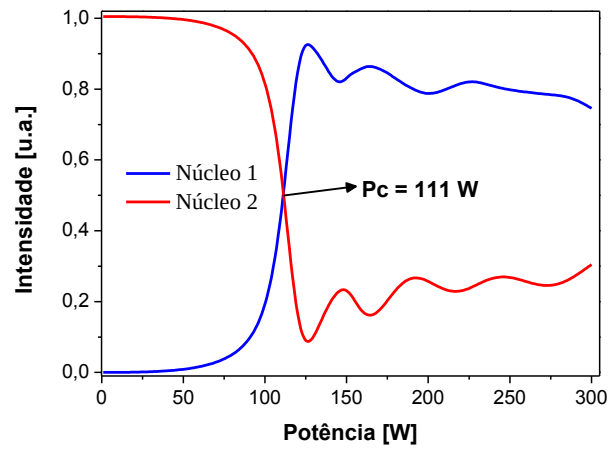


Figura 10: Pulso gaussiano sem os efeitos XPM e Raman

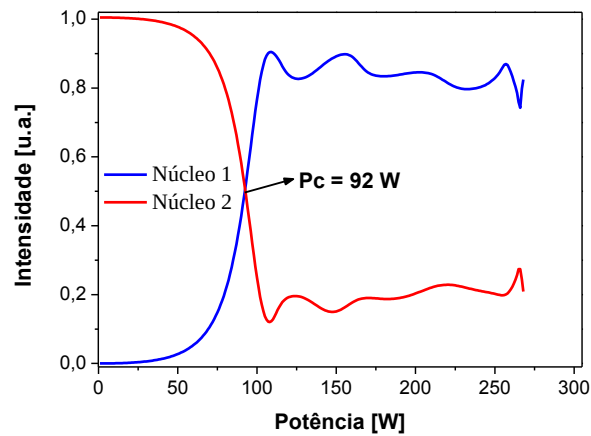


Figura 11: Pulso super gaussiano sem os efeitos XPM e Raman

É observado que, sem os efeitos XPM e Raman, a potência crítica é atingida em 113 W para o pulso sólton e em 111 W para o pulso gaussiano, enquanto o pulso super gaussiano atinge-a em 92 W, resultando em uma diferença de aproximadamente 20 W em relação aos outros pulsos, ressaltando o fato de tal pulso possuir uma duração temporal maior com a potência de pico de entrada.

Considerando que o sinal óptico de entrada seja circularmente polarizado nos três pulsos, o comportamento foi analisado com a adição do efeito XPM, além dos efeitos GVD, TOD e SS e, como mostrado nas figuras 12, 13 e 14, houve uma diminuição no limiar de potência crítica.

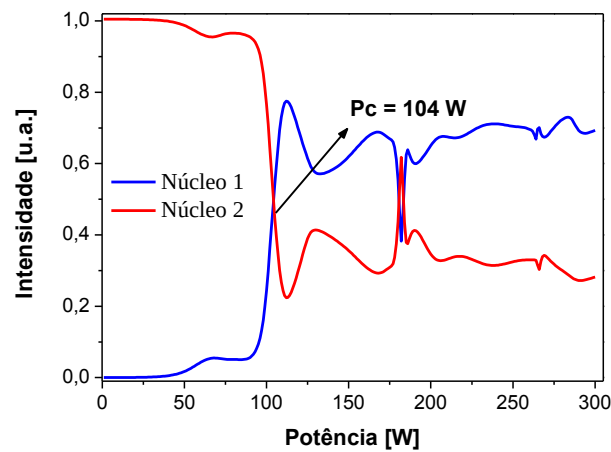


Figura 12: Pulso sólton com os efeitos XPM, GVD, TOD e SS

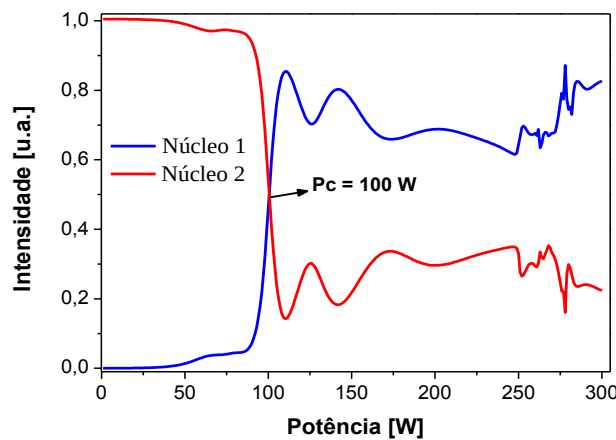


Figura 13: Pulso gaussiano com os efeitos XPM, GVD, TOD e SS

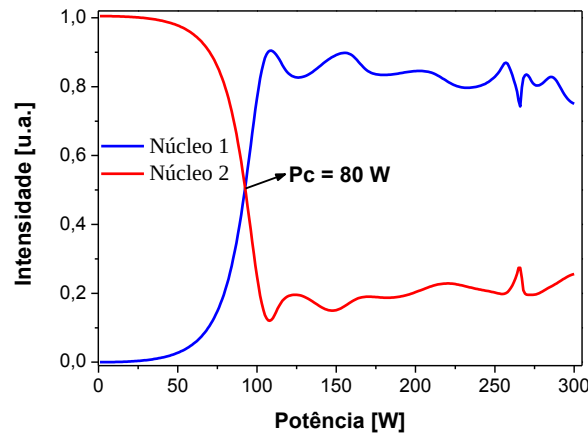


Figura 14: Pulso super gaussiano com os efeitos XPM, GVD, TOD e SS

Observando as figuras 12, 13 e 14, constata-se que o efeito XPM contribui na diminuição do limiar da potência crítica para cada pulso estudado sem tal efeito, mostrando que o efeito XPM tem sua relevância no comportamento da propagação do pulso quando se observa o nível de potência. Em outras palavras, o valor da potência crítica é inferior quando inserimos o efeito XPM nos pulsos em questão. O limiar de potência crítica caiu de 113 W a 104 W para o pulso sólito, de 111 W a 100 W para o pulso gaussiano, e de 92 W a 80 W para o pulso super gaussiano. Baseando-se nesses dados, é possível constatar a influência do efeito XPM na redução do limiar de potência crítica, especialmente para o pulso super gaussiano, onde houve uma queda de mais de 12 W no mesmo pulso sem o efeito.

A maioria dos estudos em acopladores ópticos não lineares utilizam o fator XPM 2, como evidenciado nas figuras 12, 13 e 14. Entretanto, quando se levam em consideração potências elevadas, a interação dos pulsos durante a propagação nos dois núcleos no comprimento L_C do dispositivo pode ser investigada com polarizações diferentes. As figuras 15, 16 e 17 mostram a transmissão dos pulsos sólito, gaussiano e super gaussiano com outros fatores XPM: 1/3 (elipticamente polarizado) e 2/3 (linearmente polarizado).

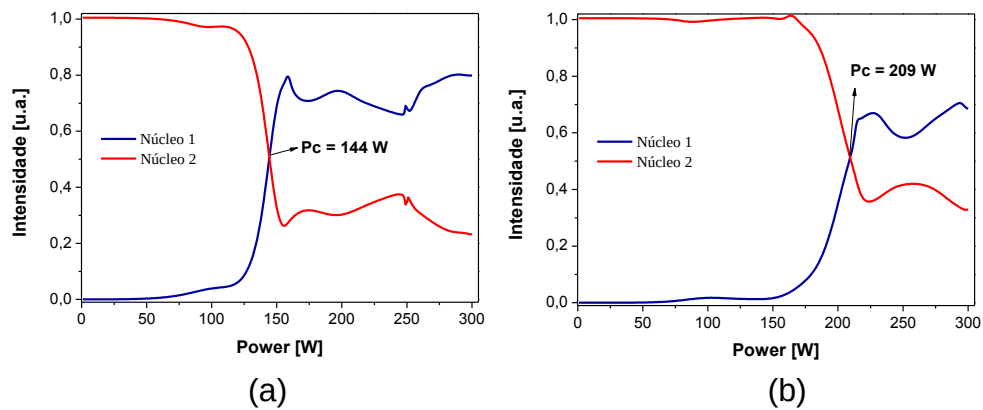


Figura 15: Transmissão do pulso sóliton com (a) $XPM = 1/3$ e (b) $XPM = 2/3$

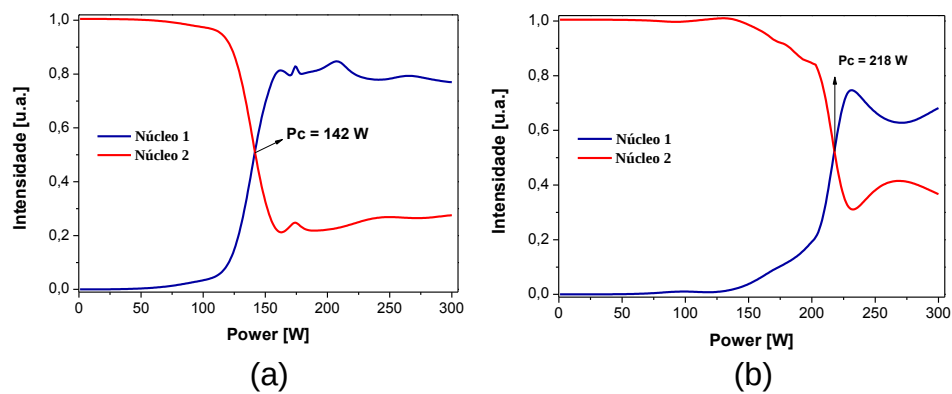


Figura 16: Transmissão do pulso gaussiano com (a) $XPM = 1/3$ e (b) $XPM = 2/3$

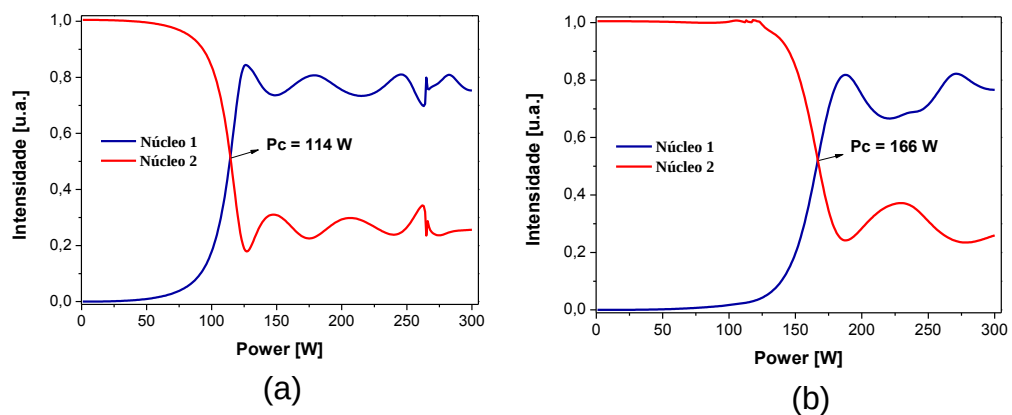


Figura 17: Transmissão do pulso super gaussiano com (a) $XPM = 1/3$ e (b) $XPM = 2/3$

De acordo com os resultados apresentados nessas figuras, a potência crítica para o pulso gaussiano e para o super gaussiano são menores em relação ao pulso sólton, exceto para o caso onde o fator XPM é igual a $2/3$ para o pulso gaussiano, para o qual se obteve um limiar superior ao do sólton e ao do super gaussiano. Quanto aos resultados para o fator $XPM = 1$, não houve potência crítica para a faixa de potência estudada, não havendo, portanto, comutação óptica no intervalo de 1 W a 300 W nas condições simuladas.

A Figura 18 apresenta um resumo do limiar de potência crítica para cada caso do fator XPM. Conforme discutido previamente, o fator XPM $2/3$ atinge uma potência crítica maior, mas em todos os casos o pulso super gaussiano possui o menor limiar se comparado aos pulsos sólton e gaussiano. Entretanto, observa-se uma particularidade do pulso gaussiano neste caso, em que sua potência crítica foi superior à dos demais pulsos. Em todos os casos o pulso super gaussiano apresentou a menor limiar de potência crítica. Os valores das respectivas potências críticas de cada um dos pulsos estão elucidados na Tabela 1.

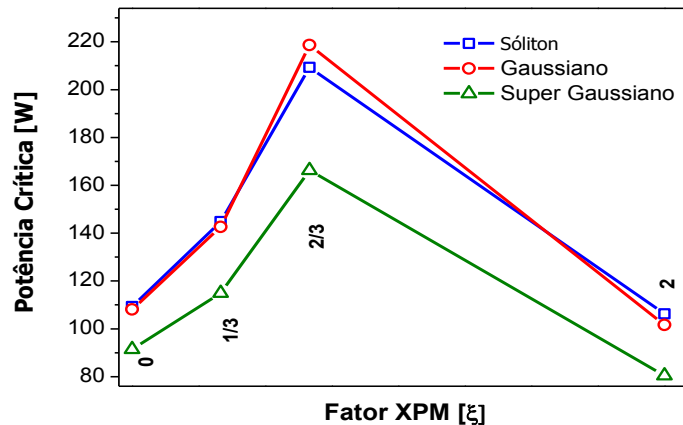
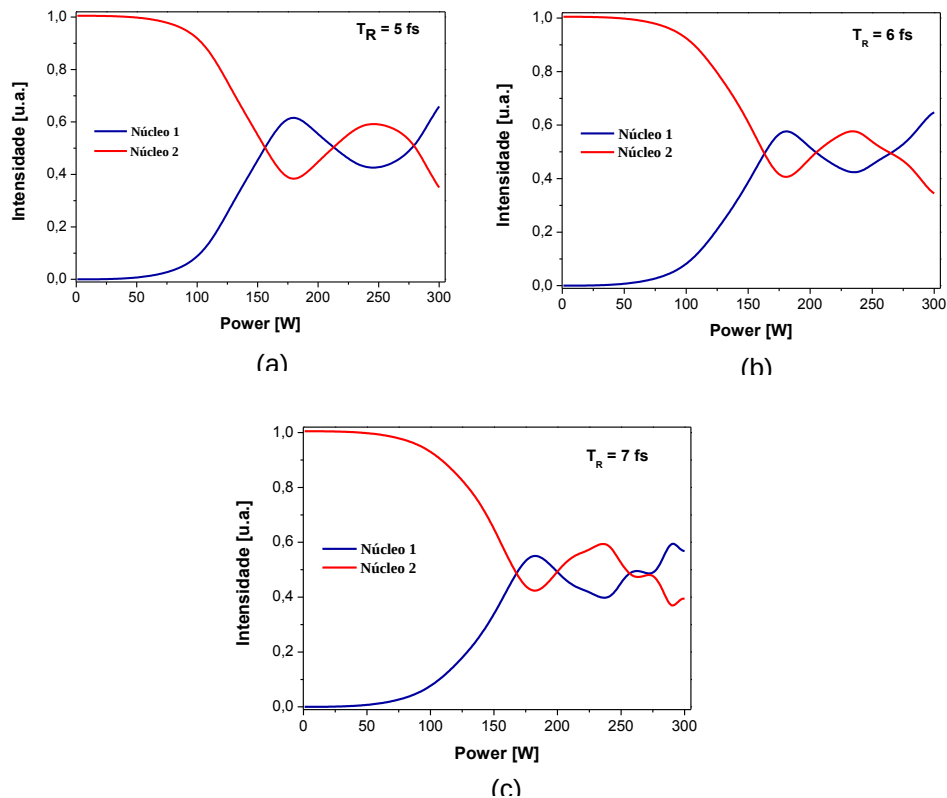


Figura 18: Limiares de potência crítica para os pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano com diferentes valores de fator XPM.

Tabela 1: Potências críticas dos pulsos sob os diferentes fatores XPM

Pulso	Fator XPM (ξ)	P_c (W)
Sóliton	1/3	144
	2/3	209
	1	-
	2	104
Gaussiano	1/3	132
	2/3	218
	1	-
	2	100
Super gaussiano	1/3	114
	2/3	164
	1	-
	2	80

Após essa análise, foi realizada a investigação considerando o efeito Raman na presença dos efeitos GVD, SS e TOD, desconsiderando o XPM. A adição do efeito Raman, diferentemente do caso do XPM, causa um aumento no limiar de potência crítica. Para potências elevadas, o efeito Raman contribui para o aumento do número de comutações conforme T_R aumenta, e o pulso sóliton foi o que obteve o maior número de comutações ópticas a partir de um fator de 5, 6 e 7 fs, como apresenta a Figura 19.

**Figura 19:** Transmissão do pulso Sóliton com T_R (a) 5 fs, (b) 6 fs e (c) 7 fs

Já no caso do pulso gaussiano, considerando-se as mesmas condições da Figura 19, nos valores de fator Raman de 6 a 7 fs, após o limiar de potência crítica esse pulso se comportou de forma análoga a um acoplador óptico de 3 dB (aproximadamente 50% da potência injetada na entrada sendo distribuída em cada uma das duas portas de saída), entretanto com número de comutações ópticas abaixo do sóliton, conforme ilustra a Figura 20.

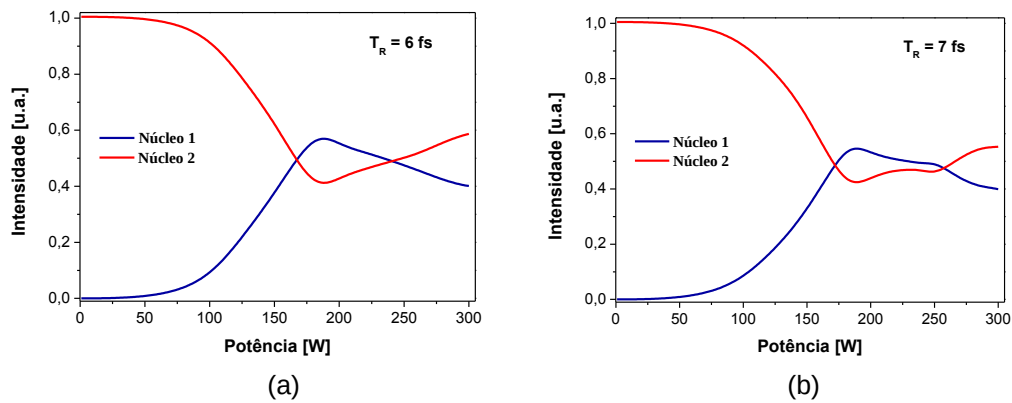


Figura 20: Transmissão do pulso Gaussiano com T_R 6 fs (a) e 7 fs (b)

O pulso super gaussiano com a adição do efeito Raman foi mais resistente ao estabelecimento da potência crítica. Observa-se que, a partir do fator de 6 fs, este pulso não atingiu a comutação óptica na faixa de potência estudada. Conforme o valor do fator Raman foi aumentado, o pulso apresentou uma distância maior da comutação. A Figura 21 apresenta o pulso super Gaussiano para os fatores de 6 e 10 fs visando elucidar esse fato.

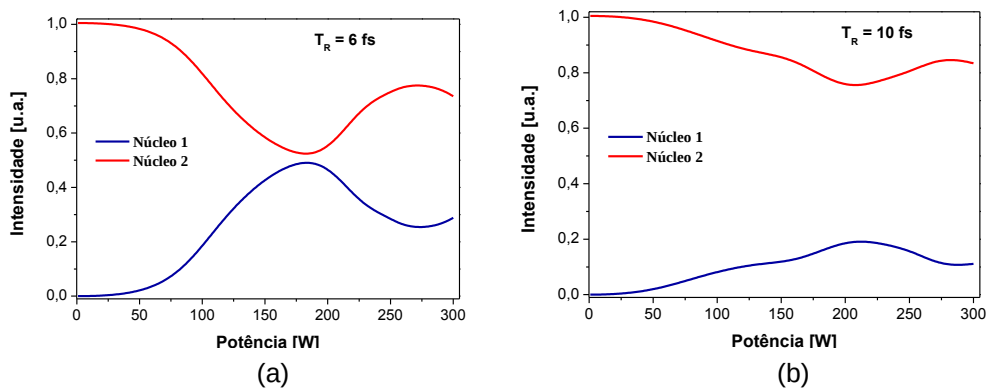


Figura 21: Transmissão do pulso super Gaussiano com T_R 6 fs (a) e 10 fs (b)

Contudo, foi constatado que, em geral, conforme T_R aumenta, o limiar de potência crítica também cresce, como mostra a Figura 22, embora tal crescimento seja mais sutil para um fator superior a 4 fs, no qual os pulsos sólton e gaussiano possuem valores próximos entre si. Observa-se que, próximo a 4 fs, os três pulsos têm praticamente a mesma potência crítica. A partir de 5 fs, os limiares têm um aumento mais significativo em relação aos valores anteriores, principalmente para o pulso super gaussiano. A partir de 7 fs, ocorre uma saturação na contribuição Raman quanto ao valor de potência crítica para os pulsos sólton e Gaussiano. Assim, para um certo limiar de fator Raman, a potência crítica permanece praticamente constante. Por outro lado, para o super gaussiano, especificamente, a partir de 5 fs o aumento da potência crítica é mais relevante, atingindo valores superiores a variação de potência estudada. A Tabela 2 apresenta o resumo dos limiares de comutação para os três pulsos no regime dos efeitos GVD, TOD, SS, SPM e Raman

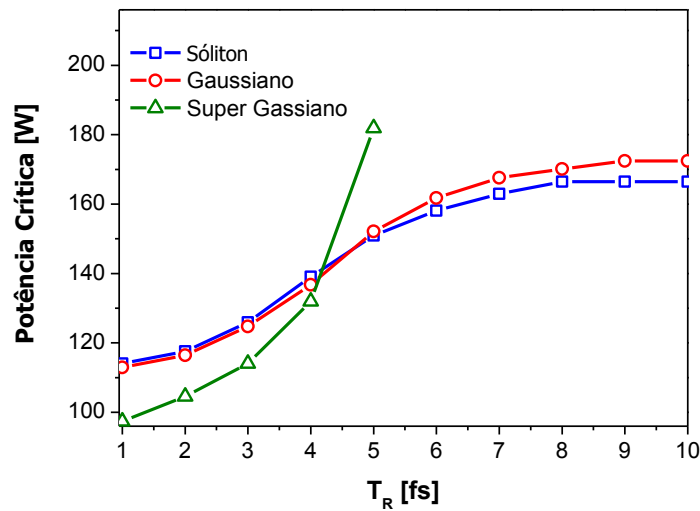


Figura 22: Pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano com efeito Raman na presença dos efeitos GVD, TOD e SS

Tabela 2: Potências críticas dos pulsos sóliton, gaussiano e super gaussiano com efeitos GVD, TOD, SS, SPM e Raman para diferentes valores de fator Raman

Fator Raman (fs)	P_c (W)		
	Soliton	Gaussiano	Super gaussiano
1	114	112	97
2	117	116	104
3	125	124	114
4	139	136	131
5	150	152	181
6	158	161	-
7	162	167	-
8	166	170	-
9	166	172	-
10	166	172	-

Considerando que a interação do sinal óptico de entrada seja circularmente polarizada nos três pulsos, foi analisado o comportamento com a adição do efeito XPM com o fator Raman T_R também variando de 1 fs até 10 fs, o qual é apresentado na Figura 23. Nota-se que, conforme o fator Raman aumenta, o limiar de potência crítica também cresce, embora o crescimento da potência seja menos evidente para os pulsos sóliton e gaussiano a partir de 5fs. Sugere-se, pelos resultados obtidos, que exista um balanceamento entre os efeitos de XPM e Raman de forma a manter a potência crítica aproximadamente sem variação com o aumento do efeito Raman quando comparados com os resultados da figura 22.

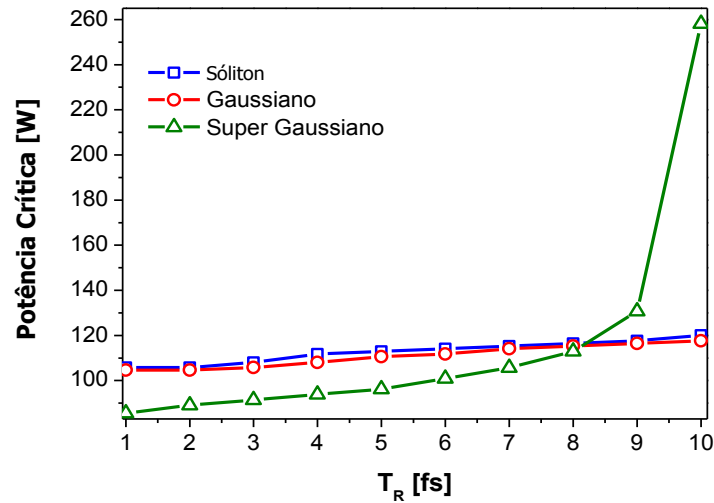


Figura 23: Pulsos com $XPM = 2$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs

Na Figura 23, para o pulso super gaussiano, o aumento da potência crítica torna-se mais relevante a cada femtossegundo, mesmo sendo menor se comparado aos outros pulsos em questão. Entretanto, para o fator de 9 fs e 10 fs, o pulso super gaussiano atinge valores de potência bem maiores que o sóliton e o gaussiano, 130W para 9 fs e 258 W para 10 fs.

Considerando que a interação do sinal óptico de entrada seja linearmente polarizado ($XPM = 2/3$) nos três pulsos, foi analisado o comportamento dos pulsos com a adição do efeito Raman variando de 1fs a 10 fs, conforme mostrado na Figura 24. Nesse caso, observa-se que, para o fator de 3 fs até 10 fs, não há comutação para nenhum dos três pulsos.

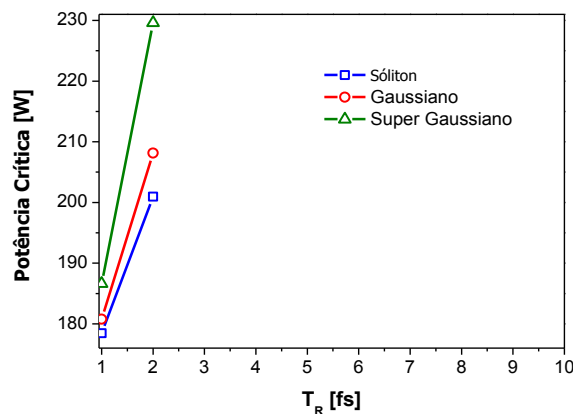


Figura 24: Pulsos com $XPM = 2/3$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs

O mesmo resultado é constatado para $XPM = 1$, embora o limiar de potência crítica seja superior se comparado aos mesmos fatores Raman de $XPM = 2$. Por exemplo, o pulso sóliton para $T_R = 1$ fs inicia com o valor de potência crítica de 178 W. Entretanto, no estudo de T_R igual a 9 fs para $XPM = 2/3$, o pulso super gaussiano tende a se comportar como um acoplador óptico de 3dB para uma faixa relativamente larga de potência por meio de efeitos não-lineares, como mostra a Figura 25.

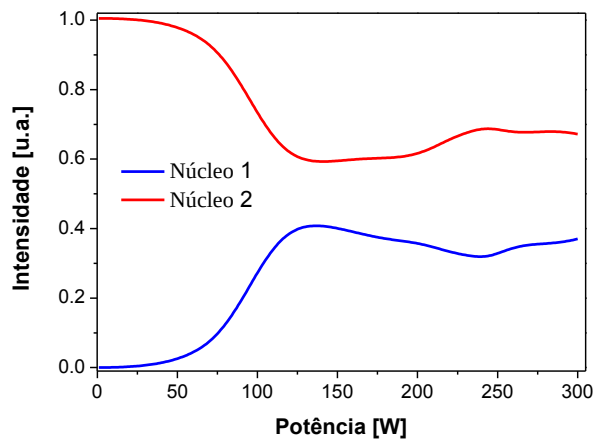


Figura 25: Pulso super gaussiano com efeito $XPM = 2/3$ e Raman = 9 fs

No caso da interação do sinal óptico de entrada ser circularmente polarizado ($XPM = 1/3$) nos três pulsos, o comportamento dos pulsos foi analisado com a adição do efeito Raman com o fator T_R variando de 1 fs até 10 fs, mostrado na Figura 26.

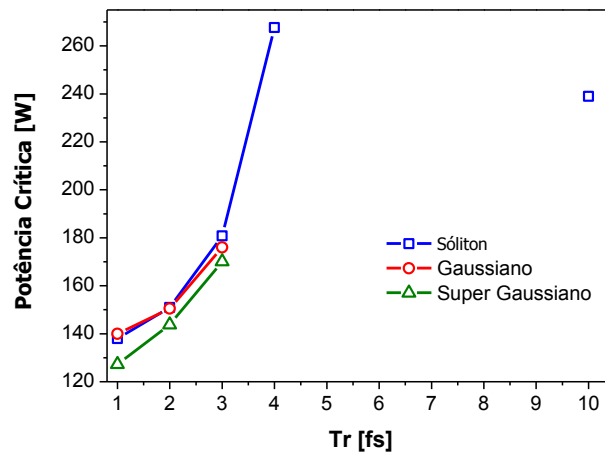


Figura 26: Pulsos com $XPM = 1/3$ e efeito Raman variando de 1 fs a 10 fs

A partir da Figura 26, é possível verificar que os pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano atingiram potência crítica de 1 fs até 3 fs. Observa-se que, para um fator de 4 fs, apenas o pulso super gaussiano conseguiu comutar, enquanto os outros dois pulsos não atingiram potência crítica. Ressalta-se que, diferentemente dos outros pulsos, o pulso sólton conseguiu comutar em 10 fs no intervalo de 1 W a 300 W. Por outro lado, para o fator XPM 1 neste mesmo intervalo de potência, não houve estabelecimento de potência crítica. A Tabela 3 apresenta os resultados numéricos dos limiares de comutação para os pulsos em questão, com T_R variando de 1 fs a 10 fs e os fatores XPM 1/3, 2/3 e 2.

Tabela 3: Potências críticas dos pulsos sólton, gaussiano e super gaussiano com efeitos GVD, TOD, SS, SPM, XPM e Raman

Fator Raman (fs)	P_c (W)								
	Fator XPM (1/3)			Fator XPM (2/3)			Fator XPM (2)		
	Soliton	Gaussiano	Super gaussiano	Soliton	Gaussiano	Super gaussiano	Soliton	Gaussiano	Super gaussiano
1	137	139	127,25	178	180	186	105	104	85
2	150	150	143,78	200	208	229	106	104	89
3	180	175	170,11	-	-	-	108	106	91
4	267	-	-	-	-	-	111	108	93
5	-	-	-	-	-	-	112	110	96
6	-	-	-	-	-	-	114	111	100
7	-	-	-	-	-	-	115	114	105
8	-	-	-	-	-	-	116	115	112
9	-	-	-	-	-	-	117	116	130
10	239	-	-	-	-	-	120	117	258

Portanto, os resultados mostram que o comportamento de cada polarização (birrefringência em fibras) na seção de aproximação dos núcleos em acopladores ópticos não-lineares, que tem relação direta com o valor do fator XPM, com ênfase ao fator XPM = 2 que apresentou pequenas variações para o valor de potência crítica. Considerando o estudo em que apenas o XPM foi considerado, o fator XPM = 2 reduziu a potência crítica enquanto os demais (1/3, 2/3 e 1) aumentaram. Desta forma, o estudo demonstra uma compensação entre os efeitos Raman e XPM = 2.

CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Neste capítulo, são apresentadas as conclusões a partir dos resultados obtidos, procurando-se destacar os resultados mais interessantes e relevantes. Em seguida, são expostos alguns trabalhos futuros, sugeridos a partir deste trabalho e do estado da arte sobre acopladores ópticos.

5.1 Conclusão

Embora os três pulsos estudados apresentem a mesma largura temporal de 25 fs na entrada no acoplador direcional de dois núcleos baseada em fibra de cristal fotônico, a transmissão dos pulsos difere dado que se comportam de maneira relativamente diferente ao propagar através do dispositivo, principalmente no que se refere ao limiar de comutação óptica. O pulso sóliton e o gaussiano, segundo o resultado das simulações, apresentam potências críticas próximas, com o pulso gaussiano atingindo valores inferiores na maioria das vezes. Entretanto, em relação ao sóliton e ao gaussiano, o pulso super gaussiano apresentou valores para o limiar de comutação óptica substancialmente inferiores.

Comparando-se e analisando-se os resultados apresentados, é possível constatar que a inclusão do efeito XPM reduz o limiar de potência crítica em relação ao comportamento dos pulsos sóliton, gaussiano e super gaussiano quando considerados apenas os efeitos de SPM, SS, GVD e TOD estudados por meio das NLSEs. Como apresentado, o pulso sóliton reduziu o limiar de 113 W para 104 W; o pulso Gaussiano, de 111 W para 100 W; e o pulso super Gaussiano, de 92 W para 80 W. Dessa forma, nas condições de contorno estabelecidas, a adição do XPM provoca uma queda de aproximadamente 10 W na potência de comutação óptica.

Entretanto, na mesma situação anterior, removendo-se o XPM e então inserindo-se o efeito Raman intrapulso, foi constatado que este efeito tende a

retardar o limiar de potência crítica, causando assim um comportamento contrário ao causado pelo XPM. Desta forma, pode-se dizer que o efeito XPM isolado contribui para a redução da potência de comutação óptica, enquanto o efeito Raman isolado contribui para o aumento de tal potência. Para o fator Raman variando de 1 fs a 10 fs, o pulso sólito atingiu a potência crítica variando de 114 W a 166 W, enquanto o Gaussiano, de 112 W a 172 W, e o pulso super Gaussiano, de 97 W a 181 W. Constatou-se que, com a inclusão do efeito Raman, à medida que o fator T_R cresce, o aumento da capacidade de comutação se torna menos significativo, ou seja, a partir de um determinado valor de T_R , ocorre uma espécie de saturação para o limiar de potência crítica, tornando a contribuição deste efeito menos relevante no aumento desta potência. Nas transmissões investigadas, em média, percebe-se uma saturação da contribuição do efeito Raman a partir de 6 fs.

Quando os efeitos XPM e Raman intrapulso foram simultaneamente inseridos, os resultados mostraram que, quanto menor for o fator Raman, menor será o limiar de potência crítica em relação a um valor de fator de XPM. No entanto, tal aumento no limiar de comutação tende a atingir um valor menor que o cenário com efeito Raman isolado, sem o XPM. Na análise do fator XPM igual a 2, obtiveram-se as menores potências críticas: o pulso sólito variou de 105 W a 120 W, enquanto o pulso Gaussiano variou de 104 W a 117 W e o pulso super Gaussiano variou de 85 W e chegou a 258 W. Considerando o estudo em que apenas o XPM foi considerando, o fator XPM = 2 reduziu a potência crítica enquanto os demais ($1/3$, $2/3$ e 1) aumentaram. Desta forma, o estudo demonstra uma compensação entre os efeitos Raman (exceto para super gaussiano em $T_R = 10$ fs) e XPM = 2.

Já nos casos do fator XPM igual a $1/3$ e $2/3$, os quais envolvem o comportamento de polarização reversa e linear, houve um aumento substancial nos valores dos limiares de comutação, de forma que, para valores de fator Raman a partir de 4 fs, o limiar de potência não foi obtido para a faixa de variação de potência estudada, de 1 W a 300 W. Nesta investigação, foram observados comportamentos interessantes de transmissão dos pulsos. Alguns resultados indicam a tendência da geração de um acoplador 3dB após o alcance do limiar de comutação. Esse comportamento foi observado também no caso do fator XPM igual a 2 e o fator Raman igual a 9 fs, onde, mesmo não ocorrendo a comutação óptica, a partir de

uma certa potência atingiu-se um comportamento próximo de um acoplador óptico 3dB para uma faixa de potência relativamente larga por meio de efeitos não-lineares.

Contudo, os resultados mostram uma prevalência do efeito XPM sobre o efeito IRS na maioria dos casos analisados, pois embora o efeito XPM provoque uma diminuição do limiar de comutação e o efeito IRS provoque um aumento no que se refere ao valor da potência crítica, quando ambos os efeitos são aplicados de forma concorrente o limiar tende a ter um valor inferior quando na presença do efeito Raman intrapulso sem o XPM.

5.2 Trabalhos Futuros

Como os estudos sobre acopladores ópticos não-lineares baseados em fibras de cristal fotônico são relativamente recentes, há muitas possibilidades de investigações para o dispositivo. Futuramente, planeja-se:

- Examinar o comportamento de pulsos neste tipo de dispositivo óptico aplicando-se diferentes perfis de não-linearidade;
- Analisar o comportamento deste acoplador com a inserção de um metamaterial;
- Verificar a transmissão em acopladores com mais de dois núcleos, com a inserção do sinal em uma ou mais entradas;
- Estudar o comportamento de um acoplador óptico não-linear de três núcleos de fibra convencional ou PCF para os mesmos efeitos e parâmetros utilizados neste trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] CARPENTER, Joel et al. **1x11 few-mode fiber wavelength selective switch using photonic lanterns**. Optics Express, v. 22, n. 3, p.2216-2221, 2014.
- [2] JIZAN, I. et al. **High-resolution measurement of spectral quantum correlations in the telecommunication band**. Optics Communications, v. 327, p.45-48, set. 2014
- [3] LIM, K.S. et al. **Temperature-sensitive dual-segment polarization maintaining fiber Sagnac loop mirror**. Optics & Laser Technology, v. 42, n. 2, p.377-381, 2010.
- [4] TALEBI, Sahar et al. **Spectrum management techniques for elastic optical networks: A survey. Optical Switching And Networking**. Optics & Laser Technology, v. 13, p.34-48, 2014.
- [5] TSUCHIDA, Yoshikazu; HAMA, Noriyuki; TAKAHATA, Masakazu. **An optical telemetry system for underwater recording of electromyogram and neuronal activity from non-tethered crayfish**. Journal of Neuroscience Methods, v. 137, n. 1, p.103-109, 2004.
- [6] SOBRINHO, Cícero Saraiva et al. **Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM)**. Optics Communications, v. 281, n. 5, p.1056-1064, 2008.
- [7] FERREIRA, Alisson da C. et al. **A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK**. Journal of Modern Optics, v. 56, n. 8, p.1004-1013, 2009.
- [8] COELHO JUNIOR, A. G. et al. **Realization of All-Optical Logic Gates in a Triangular Triple-Core Photonic Crystal Fiber**. Journal Of Lightwave Technology, [s.l.], v. 31, n. 5, p.731-739, 2013
- [9] SABÓIA, Karlo David Alves et al. **Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF)**. OpticalAnd Quantum Electronics, v. 41, n. 14-15, p.963-980, 2009.
- [10] GOVINDARAJI, A.; MAHALINGAM, Arumugam; UTHAYAKUMAR, A. **Femtosecond pulse switching in a fiber coupler with third order dispersion and self-steepening effects**. Optik: International Journal for Light and Electron Optics, v. 125, n. 15, p.4135-4139, 2014.
- [11] OGUSU, Kazuhiko; LI, Hongpu. **Normal-Mode Analysis of Switching Dynamics in Nonlinear Directional Couplers**. Journal of Lightwave Technology, v. 31, n. 15, p.2639-2646, 2013.

- [12] NOZHAT, Najmeh; GRANPAYEH, N. **SPM and XPM nonlinear effects in plasmonic directional couplers, considering the ponderomotive metal nonlinearity**. Applied Optics, v. 53, n. 15, p.3328-3332, 2014.
- [13] MENEZES, Jose Wally Mendonça et al. **Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers**. Optics Communications, v. 276, n. 1, p.107-115, 2007.
- [14] MENEZES, Jose Wally Mendonça et al. **Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers**. Optical And Quantum Electronics, v. 39, n. 14, p.1191-1206, 2007
- [15] MENEZES, Jose Wally Mendonça. **All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’**. Fiber And Integrated Optics, v. 29, n. 4, p.254-271, 2010.
- [16] ZHANG, Xinliang et al. **All-optical AND gate at 10 Gbit/s based on cascaded single-port-coupled SOAs**. Optics Express, v. 12, n. 3, p.361-366, 2004.
- [17] TRIVUNAC-VUKOVIC, Natasa. **Realization of All-optical Ultrafast Logic Gates using Triple Core Asymmetric Nonlinear Directional Coupler**. Journal of Optical Communications, v. 22, n. 2, p.59-63, 2001.
- [18] YANG, C. C. **All-optical ultrafast logic gates that use asymmetric nonlinear directional couplers**. Optics Letters, [s.l.], v. 16, n. 21, p.1641-1643, 1991.
- [19] YANG, Chih-Chung; WANG, A. J. S. **Asymmetric nonlinear coupling and its applications to logic functions**. IEEE Journal of Quantum Electronics, v. 28, n. 2, p.479-487, 1992.
- [20] TRIVUNAC-VUKOVIC, Natasha; MILOVANOVIC, Bratislav. **Realization of full set of logic gates for all-optical ultrafast switching**. In: CONFERENCE: TELECOMMUNICATIONS IN MODERN SATELLITE, CABLE AND BROADCASTING SERVICE. Yugoslavia: IEEE. v. 2, p. 500 – 503, 2001.
- [21] LI, Zhangjian; CHEN, Zhiwen; LI, Baojun. **Optical pulse controlled all-optical logic gates in SiGe/Si multimode interference**. Optics Express, v. 13, n. 3, p.1033-1038, 2005.
- [22] MENEZES, Jose Wally Mendonça et al. **Study of the Performance of an All-Optical Half Adder Based on Three-Core Nonlinear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response**. Fiber And Integrated Optics, v. 30, n. 3, p.201-230, 2011.
- [23] GHADI, Amin; MIRZANEJHAD, Saeed. **All-optical logic gates using semiconductor-based three-coupled waveguides nonlinear directional coupler**. Optics Communications, v. 284, n. 1, p.432-435, 2011.
- [24] MENEZES, Jose Wally Mendonça et al. **Numerical Analysis Of The Instantaneous and Relaxed Kerr Model For Generation Of The All-Optical Logic**

Gates With Triangular Fiber Coupler (TFC). Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials, v. 21, n. 3, 2012.

[25] SOUSA, José Rubens Rodrigues de et al. **Generation of logic gates based on a photonic crystal fiber Michelson interferometer.** Optics Communications, v. 322, p.143-149, 2014.

[26] LI, C. et al. **Spectral broadening and temporal compression of ~100 fs pulses in air-filled hollow core capillary fibers.** Optics Express, [s.l.], v. 22, n. 1, p.1143-1151, 2014.

[27] KUMAR, Ajit; MISHRA, Vimlesh. **Pressure dependence of intrapulse Raman scattering of single- and few-cycle pulses in gaseous deuterium.** Optics Letters, [s.l.], v. 35, n. 12, p.2019-2021, 2010.

[28] LATAS, Sofia C. V.; FERREIRA, Mário F. S. **Emerging fixed-shape solutions from a pulsating chaotic soliton.** Optics Letters, [s.l.], v. 37, n. 18, p.3897-3899, 2012.

[29] CHEN, Chi-Feng; LUO, Boren. **The freeze of intrapulse Raman scattering effect of ultrashort solitons in optical fiber.** Optik: International Journal for Light and Electron Optics, [s.l.], v. 118, n. 1, p.1-4, 2007.

[30] FACÃO, Margarida; CARVALHO, Maria I. **Stability of traveling pulses of cubic–quintic complex Ginzburg–Landau equation including intrapulse Raman scattering.** Physics Letters A, [s.l.], v. 375, n. 24, p.2327-2332, 2011.

[31] MANI, Bhupeshwaran; CHITRA, K.; SIVASUBRAMANIAN, A. **Realization of soliton interaction in 100 Gbps, uncompensated single channel telecommunication system implemented with various telecom fibers.** Optical And Quantum Electronics, [s.l.], p.1-22, 2014.

[32] ALI, A. K. Shafeeqe; PORSEZIAN, K.; UTHAYAKUMAR, T. **Influence of self-steepening and intrapulse Raman scattering on modulation instability in oppositely directed coupler.** Physical Review E, [s.l.], v. 90, n. 4, 2014.

[33] PALTANI, Punya; MEDHEKA, S. **All-optical circulator based on cross phase modulation in a nonlinear Mach-Zehnder interferometer.** Optik: International Journal for Light and Electron Optics, [s.l.], v. 122, n. 5, p.464-466, 2011.

[34] XU, Yanfei; QIAO, Yaojun; JI, Yuefeng. **Characteristics of XPM in coherent optical OFDM WDM transmission systems.** Optics Communications, [s.l.], v. 297, p.113-117, 2013.

[35] SINGH, Pallavi et al. **Design and analysis of all-optical AND, XOR and OR gates based on SOA–MZI configuration.** Optics & Laser Technology, [s.l.], v. 66, p.35-44, 2015.

- [36] CUI, Sheng et al. **Adaptive compensation of multiple distortions with only pilot tones for flexible coherent transmission systems**. Optical Fiber Technology, [s.l.], v. 21, p.55-60, 2015.
- [37] KODAMA, Takahiro et al. **Tunable optical code converter using XPM and linear-slope pulse streams generated by FBGs**. Optics Letters, [s.l.], v. 39, n. 2, p.355-358, 2014.
- [38] NOVITSKY, Denis V. **Effects of pulse collisions in a multilayer system with noninstantaneous cubic nonlinearity**. Journal Of Optics, [s.l.], v. 15, n. 3, 2013.
- [39] FERREIRA, A. C. et al. **Analysis of the nonlinear optical switching in a Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect**. Optics Communications, [s.l.], v. 6, n. 285, p.1408-1417, 2012.
- [40] NOVITSKY, Denis V. **Pulse propagation in one-dimensional disordered photonic crystals: interplay of disorder with instantaneous and relaxing nonlinearities**. Journal of The Optical Society of America B, v. 31, n. 6, p.1282-1289, 2014.
- [41] VIJAYALEKSHMI, S. et al. **Hidden possibilities in soliton switching through tunneling in erbium doped birefringence fiber with higher order effects**. Journal of Modern Optics, v. 62, n. 4, p.278-287, 2015.
- [42] TORRES, C. et al. **Optoelectronic switching in a microstructure containing Au nanoparticles**. Journal of Modern Optics, v. 61, n. 18, p.1500-1508, 2014.
- [43] HE, Y. et al. **All-optical switching based on the electromagnetically induced transparency effect of an active photonic crystal microcavity**. Journal of Modern Optics, [s.l.], v. 61, n. 5, p.403-408, 2014.
- [44] PEZESHKI, Hamed; AHMADI, Vahid. **All-optical bistable switching based on photonic crystal slab nanocavity using nonlinear Kerr effect**. Journal of Modern Optics, [s.l.], v. 60, n. 2, p.103-108, 2013.
- [45] ZHAO, C.Y.; TAN, W.H.. **Transmission of asymmetric coupling double-ring resonator**. Journal of Modern Optics, v. 62, n. 4, p.313-320, fev. 2015.
- [46] PAZ, J.I. et al. **Rotating wave approximation effects on the nonlinear optical responses of complex molecular systems using a four-wave mixing signal**. Journal of Modern Optics, v. 62, n. 5, p.403-411, 2015.
- [47] WEIO R. at al. **Response characteristic analysis of polarization maintaining fiber ring resonator with dual-coupler for sensing application**. Journal of Modern Optics, v.17, p.297-304, 2011.

- [48] KAMALI , K. at al. **Designing a dual-core photonic crystal fiber coupler by means of microfluidic infiltration**. International Journal of Optics and Photonics. v. 6, n. 2, p. 83-96, 2012.
- [49] SOMBRA, at al. **All-optical soliton switching in three-core nonlinear fiber couplers**. International Microwave and Optoelectronics Conference, p.670-675, 1997.
- [50] BASANTI, M. **Compression, splitting and switching of bright and dark solitons in nonlinear directional coupler**. Optik, p.103-113, 2006.
- [51] YUNTUAN, F. at al. **Effects of third-order dispersion on soliton switching in fiber nonlinear directional couplers**. Optik, v.119, p. 86-89, 2008.
- [52] SILVA, M.G. **All-optical soliton switching in three-core nonlinear fiber couplers**. Optics Communication, v.145, p.281-290, 1988.
- [53] SARMA, A. K. **A comparative study of soliton switching in a two- and three-core coupler with TOD and IMD**. Optik, v.120, p.390-394, 2009.
- [54] SHI, X. at al. **Symmetric and asymmetric solitons in a nonlocal nonlinear coupler**. Physical Review A, v.85, p.538-546, 2012.
- [55] LI, J. at al . **A novel polarization splitter based on dual-core hybrid photonic crystal fibers**. Optics & Laser Technology, v.43, p.795-800, 2011.
- [56] MAO, D. **1×4 Coupler based on all solid five-core photonic crystal fibers**. Optics Communications, v.285, p.4460-4464, 2011.
- [57] BRAGA, W. B. at al. **All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler**. Optics Communications, v. 262, p.32-37, 2006.
- [58] SOBRINHO, C. S. at al. **Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM)**. Optics Communications, v.281, p.1056-1064, 2008.
- [59] SILVA, M. G. at al. **Analysis of soliton switching in dispersion-decreasing fiber couplers**. Optics Communications, v.171, .351-364, 1999.
- [60] MALOMED, B. A. at al. **Solitons in a nonlinear optical coupler in the presence of the Raman effect**. Optics Communications , v.139, p.247-251, 1997.
- [61] Li, Q. **Soliton switching and propagation in two-core nonlinear fiber coupler with high order coupling coefficient**. Optics Communications, v.281, p.2811-2818, 2008.

- [62] KUMAR, A. **Soliton switching in a Kerr coupler with coupling constant dispersion: a variational analysis**. Optics Communications, v.234, p.427-432, 2004.
- [63] HANZA, H. H. **Soliton compression and splitting in double-core nonlinear optical fibers**. Optics Communications, v. 134, p.59-65, 1997.
- [64] VALKERING, T. P. **Soliton dynamics in directional couplers**. Physica D, v.123 , p.223-234 , 1998.
- [65] SILVA, M. G. at al. **Analytical and numerical studies of the performance of a nonlinear directional fiber coupler with periodically modulated dispersion**. Optical Fiber Technology, v. 12, p.148–161, 2006.
- [66] NÓBREGA, K.Z. **Multistable all-optical switching behavior of the asymmetric nonlinear directional coupler**. Optics Communications, v.173, p. 413–42, 2000.
- [67] SHE, S. at al. **Variational analysis of dual-channel directional couplers**. Optics Communications, v. 65, n.6, p.415-418, 1988.
- [68] HE, X. **Gain-induced soliton switching in fiber nonlinear directional coupler**. Optik, v. 123, p.2247–2249, 2012.
- [69] CATCHMARK , J. M. e CHRISTODOULIDES, D. N.. **Switching in the far-field of a nonlinear directional coupler**. Optics Communications, v. 84, n.1,2, p.14-17, 1991.
- [70] LOU, S. **Self-Steepening and third-order dispersion induced optical solitons in fiber**. Communications in Theoretical Physics, v. 35,n.5, p.589–592, 2001.
- [71] KHAYER, M. A. at al. **Impact of XPM in WDM Fiber-Optic Transmission System in Presence of Second Order GVD**. International Conference on Electrical and Computer Engineering, v.10, p.368-371- 2010.
- [72] KARGAR, F. at al . **The effects of self steepening and intrapulse raman scattering on frequency spectrum of dark soliton switching**. PIERS Proceedings, p.1818-1822, 2009.
- [73] KOYS, M. at al. **Spectral switching control of ultrafast pulses in dual core photonic crystal fibre**. Journal of the European Optical Society, v.13041, n.8, p. 1990-2000, 2013.

- [74] JING, Qi et al. **Power dependent pulse delay with asymmetric dual-core hybrid photonic crystal fiber coupler**. Optics & Laser Technology, v. 55, p.26–36, 2014.
- [75] UTHAYAKUMAR, T. et al. **Designing a class of asymmetric twin core photonic crystal fibers for switching and multi-frequency generation**. Optical Fiber Technology, v.19, p.556–564, 2013.
- [76] SAVESCU, M. **Optical solitons in nonlinear directional couplers with spatio-temporal dispersion**. Journal of Modern Optics, v.61, n. 5, p.441–458, 2015.
- [77] HE, X. **Optical solitons switching in asymmetric dual-core nonlinear fiber couplers**. Optik, v. 122, p.1222–1224, 2011.
- [78] AGRAWAL, Govind. **Nonlinear fiber optics**. 3. ed. San Diego: Academic Press, 2001.
- [79] AGRAWAL, Govind. **Applications of nonlinear fiber optics**. San Diego: Academic Press, 2001.

APÊNDICE A - Solução numérica de equações diferenciais parciais pelo método de Runge-Kutta com auxílio da Transformada de Fourier

O método de Runge-Kutta de quarta ordem é provavelmente um dos métodos mais populares e também um dos mais interessantes para obter soluções aproximadas de valor inicial. No caso, os valores iniciais são um tipo de pulso óptico (equações 11-13) aplicado em um núcleo do acoplador e no outro núcleo não é injetado nenhum pulso (equação 14).

O modo mais prático para conseguir a quarta ordem do método é encontrando os valores das constantes K_1 , K_2 , K_3 e K_4 (equações 16-19) e depois substituindo estes valores na equação 20.

$$K_1 = f(x_1, y_1) \quad (16)$$

$$K_2 = f\left(x_1 + \frac{h}{2}, y_1 + \frac{h}{2} K_1\right) \quad (17)$$

$$K_3 = f\left(x_1 + \frac{h}{2}, y_1 + \frac{h}{2} K_2\right) \quad (18)$$

$$K_4 = f(x_1 + h, y_1 + h K_3) \quad (19)$$

$$y_{i+1} = y_i + \frac{h}{6} (K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (20)$$

Note que a constante K_2 depende de K_1 , K_3 de K_2 e K_4 de K_3 . Então deve-se criar variáveis no código para reservar esses valores e após outra variável para calcular o valor final do próximo passo.

Seguindo essa lógica, para este trabalho, cada pulso simulado é substituído na variável A_1 das equações 9 e 10 e a variável A_2 vai sendo substituída conforme progride a estrutura de repetição que executa o método Runge-Kutta de quarta ordem. Tal estrutura é limitada por um valor dependente do tamanho do acoplador dividido pelo tamanho do passo do método (0,001), totalizando 490 repetições do laço para cada interação. Atendendo a um limite, quanto menor for o tamanho do passo mais preciso será o resultado numérico.

Em cada repetição é executado o método numérico nas equações 9 e 10 com o auxílio das transformadas diretas e inversa de Fourier, conforme a linha de código abaixo:

```
(-((1i.*b2./2).*ifft(((1i.*omega).^2).*fft(A1(k,:)))) +
(b3./6.*ifft(((1i.*omega).^3).*fft(A1(k,:)))) + (1i.*k0.*A2(k,:))
- (k1.*ifft((1i.*omega).*fft(A2(k,:)))) +
(1i.*gama.*(abs(A1(k,:)).^2).*A1(k,:)) -
((gama./wo).*ifft((1i.*omega).*fft((abs(A1(k,:)).^2).*A1(k,:)))) +
(2.*1i*gama.*((abs(A2(k,:)).^2).*A1(k,:)) -
((1i.*gama.*Tr.*A1(k,:)).*ifft((1i.*omega).*fft((abs(A1(k,:)).^2))
))).*h;
```

onde: $b2 = \beta_2$, $b3 = \beta_3$, $\omega = \omega$, $\gamma = \gamma$, $Tr = T_R$, $k0 = \kappa_0$, $k1 = \kappa_I$, $1i = i$ (variável complexa), h = passo do método, $abs()$ = função para retornar o valor absoluto, $ifft()$ = função para retornar a transformada inversa de Fourier e $fft()$ = função para retornar a transformada direta de Fourier.

Isso é realizado para atingir os quatro termos que origina a quarta ordem do método e no final o valor de cada interação o valor é acumulado nas variáveis A_1 e A_2 que agora acumularão os valores das portas de saída do acoplador:

```
A1(k+1,:) = A1(k,:) + ((K1_A1(k,:) + 2.*K2_A1(k,:) + 2.*K3_A1(k,:)
+ K4_A1(k,:)))/6;
```

```
A2(k+1,:) = A2(k,:) + ((K1_A2(k,:) + 2.*K2_A2(k,:) + 2.*K3_A2(k,:)
+ K4_A2(k,:)))/6;
```

onde $K1_A1$ e $K1_A2$ = constantes de primeira ordem, $K2_A1$ e $K2_A2$ = constantes de segunda ordem, $K3_A1$ e $K3_A2$ = constantes de terceira ordem e $K4_A1$ e $K4_A2$ = constantes de quarta ordem.

Assim, o processo utiliza as transformadas de Fourier para solucionar as equações não-lineares de Schrödinger de modo acoplado no domínio do tempo e da frequência, aproximando a equações diferenciais ordinárias e então se aplica o método do Runge-Kutta.