



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

ANA GARDENNYA LINARD SÍRIO OLIVEIRA MENDES

**ESTUDO DO EFEITO DA MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO
NÃO LINEAR EM ACOPLADORES DE CRISTAIS FOTÔNICOS**

**FORTALEZA-CE
2014**

ANA GARDENNYA LINARD SÍRIO OLIVEIRA MENDES

**ESTUDO DO EFEITO DA MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE
REFRAÇÃO NÃO LINEAR EM ACOPLADORES DE CRISTAIS
FOTÔNICOS**

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

Orientador: Prof. Dr. Antonio Sérgio
Bezerra Sombra

**FORTALEZA-CE
2014**

ANA GARDENNYA LINARD SÍRIO OLIVEIRA MENDES

**ESTUDO DO EFEITO DA MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE
REFRAÇÃO NÃO LINEAR EM ACOPLADORES DE CRISTAIS
FOTÔNICOS**

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

Orientador: Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra

Aprovada em 23/01/2014, pela banca examinadora constituída pelos professores:

Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra (Orientador)
(PPGETI/UFC)

Prof. Dr. João César Moura Mota
(PPGETI/UFC)

Prof. Dr. Marcos Vinicius Dias Vermelho
(UFAL)

Prof. Dr. José Wally Mendonça Menezes
(IFCE)

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais que me deram a base dos meus estudos e por acreditarem em mim mesmo não compreendendo muito qual minha profissão, sempre me desejaram o melhor.

Ao meu marido Marcos e a Nina, pela eterna torcida, credibilidade e imensurável compreensão de minha ausência durante o Mestrado, que foi repleto de dias ausentes e noites viradas.

Aos meus colegas de laboratório Locem que demonstraram companheirismo, principalmente àqueles que se dispuseram a me ajudar mesmo com suas rotinas de trabalho e estudo sempre tão atribuladas, mas alguns sempre dispostos a ajudar.

Ao orientador Professor Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra, que contribuiu para a minha formação, pela acolhida em minha chegada a UFC e pelo apoio e compreensão.

Ao químico Friedlieb Ferdinand Runge, pela descoberta da cafeína. Sem ela jamais seria possível estudar e trabalhar simultaneamente.

A Professora Fátima Sombra pela imensurável ajuda em relação à redação científica, vertente acadêmica na qual reconheço que ainda tenho muito a melhorar, mas sem sua ajuda inicial não teria conseguido escrever nem meu primeiro artigo.

E finalmente, ao Departamento de Engenharia de Teleinformática e a CAPES pela obtenção da bolsa PROPAG, que me proporcionou a experiência de ter meu primeiro estágio em docência do ensino superior na disciplina de Cálculo Fundamental por 2 anos.

“Aqueles que se sentem satisfeitos
sentam-se e nada fazem. Os insatisfeitos
são os únicos benfeitores do mundo.”

(Walter S. Landor)

RESUMO

Este trabalho apresenta uma investigação numérica da propagação e a comutação de pulsos curtos capa (100fs) em um acoplador não-linear de dois núcleos de fibras de cristal fotônico construídos com periodicamente modulada a fibra não-linearidade (PMN - PFC). Nosso principal objetivo foi estudar o efeito das modulações de amplitude (A_m) e modulação da frequência (W_m) no índice de refração da não-linearidade (gama) em uma propagação de Fibra de Cristais Fotônicos, com o gama inicialmente fixo com frequência e amplitude de modulação variando periodicamente. A execução da modulação foi inserida em uma fibra com acopladores duplo, que tem sido estudados quanto à sua utilização como um todo utilizando ultracomutação óptica e processador como interruptor óptico. Nossas simulações estão levando em conta da amplitude e frequência diferentes modulações do PMN - PFC. Foram estudados acoplador para acoplamento cujo comprimento é $L_c = 1,8$ centímetros, as características de transmissão, o fator de compressão, o crosstalk (X_{talk}) e taxa de extinção (X_{ratio}) nos níveis dos primeiros sólitons de ordem decrescente para altas energias bomba considerando 2LC. Uma análise do canal de referência (canal 2) , observou-se que a baixas frequências de modulação ocorre um aumento na potência de comutação aumentando a eficiência da transmissão. Para alta modulação frequências a eficiência energética transmitida perde. Os pulsos de comutação são mais fortes para a baixa frequência e alta amplitude de modulação. O X_{talk} é uma função da medição feita no canal secundário (canal 1) , observou-se que este aumento de energia indesejados de alta frequência, para reduzir a medida da modulação de amplitude. Em resumo, temos demonstrado que a introdução de um perfil não-linearidade leva a uma periodicidade modulada PMN - PFC a fortes variações na eficiência de transmissão, X_{talk} , X_{ratio} função da frequência e modulação de amplitude e a potência de entrada.

Palavras-chave: Acoplador de Fibras de Cristal Fotônico. Não linearidade. Modulação. Periodicamente modulada a não-linearidade , de dois núcleos não-linear , o nível de Crosstalk.

ABSTRACT

This paper presents a numerical investigation of the propagation and cover (100fs) short pulse switching in a nonlinear coupler dual-core photonic crystal fiber with periodically modulated constructed fiber nonlinearity (PMN - PFC). Our main objective was to study the effect of amplitude modulations (AM) and frequency modulation (Wm) in the refractive index of nonlinearity (γ) at a spread of Photonic Crystal Fiber with initially fixed range with frequency and amplitude periodically varying modulation. The implementation of modulation was inserted into dual-fiber couplers, which has been studied for its use as a whole using ultra switching optical switch and as an optical processor. Our simulations are taking into account the amplitude and frequency modulations of different PMN - PFC. Coupler for coupling whose length is $L_c = 1.8$ cm, the transmission characteristics of the compression factor, the crosstalk (Xtalk) and extinction rate (Xratio) levels were studied in the first descending order solitons of high energy pump for considering 2LC. An analysis of the reference (channel 2) channel was observed that the low frequency modulation is an increase in the switching power by increasing the transmission efficiency. For high modulation frequencies transmitted energy efficiency loses. The switching pulses are stronger in the low frequency and high amplitude modulation. The Xtalk is a function of the measurement made on the secondary channel (channel 1) revealed that this increase in unwanted high-frequency energy, to reduce the extent of amplitude modulation. In summary, we have demonstrated that the introduction of a non-linear profile leads to a frequency modulated PMN - PFC high variations in transmission efficiency, Xtalk, Xratio function of frequency and modulation amplitude and the input power.

Keywords: Coupler Photonic Crystal Fibers. Nonlinearity. Modulation. Periodically modulated nonlinearity of two non-linear cores, the level of crosstalk.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Esquemático da seção reta da primeira fibra de cristal fotônico, com o diâmetro de buracos de ar de 300 nm e espaçamento entre buracos de 2.3 μm [8].....	17
Figura 2.2 - Foto de microscópio da primeira PCF fabricada	18
Figura 2.3 - Quadro esquemático das vantagens das PCFs sobre as convencionais.....	19
Figura 2.4 - Representação esquemática dos dois tipos de estruturas mais comuns das PCFs: (a) arranjo triangular ou hexagonal e (c) arranjo honeycomb. (b) e (d) mostram fotos das respectivas fibras fabricadas.	20
Figura 2.5 - Principais parâmetros geométricos do arranjo das PCFs, d e Λ	21
Figura 2.6 - Representação de estrutura periódica triangular e quadrada de furos.....	21
Figura 2.7 – Em (A) PCF de núcleo sólido, confinamento da luz por diferença de índice de refração modificada pelos buracos de ar em volta do núcleo e ao longo do revestimento. Em (B) PCF de núcleo oco, confinamento por PBG.....	22
Figura 2.8 - (a) Seção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparação entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede triangular (linha pontilhada)	23
Figura 2.9 - Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice.....	24
Figura 2.10 - Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras <i>holey</i>).....	25

Figura 2.11 – Representação da Lei de Snell demonstrando a refração entre 2 meios...	29
Figura 2.10 - Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice de refração.....	25
Figura 2.11 - Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras <i>holey</i>)	29
Figura 2.12 - Acoplador Simétrico.....	29
Figura 2.13 - Estrutura de funcionamento de um acoplador duplo direcional.	32
Figura 2.14 - (a) acoplador Direcional Não Linear (<i>NLDC</i>) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. (b): seção transversal do <i>NLDC</i>	33

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

PCF - *Photonic Crystal Fiber*

PPM - *Pulse-position Modulation*

PAM - *Pulse-amplitude Modulation*

SPM - *Self-phase Modulation*

XPM - *Cross-phase Modulation*

IRA - *Intrapulse Raman Scattering*

SS - *Self Steepening*

NLDC - *Non Linear Directional Coupler*

PBG - *Photonic Band Gap*

NLSE - *Non Linear Schrödinger Equation*

CW - *Continuos Wave*

UFC - *Universidade Federal do Ceará*

PMDF - *periodically modulated dispersion fiber*

LISTA DE GRÁFICOS

Gráfico 4.1 - Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª ordem.....	60
Gráfico 4.2 -Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.....	61
Gráfico 4.3 -Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e Auto Modulação de Fase (SPM).....	61
Gráfico 4.4 - Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM) e Auto Inclinação (SS).....	62
Gráfico 4.5 - Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.....	63
Gráfico 4.6 - Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.....	63
Gráfico 4.7 - Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.....	64
Gráfico 4.8 - Potência crítica como uma função da amplitude de modulação A_m com ω fixo, obtida numericamente para o acoplador PMDF.....	66
Gráfico 4.9 - Energia crítica como uma função da amplitude de modulação A_m com ω fixo, obtida numericamente para o acoplador PMDF.....	67

Gráfico 4.10 - Energia e Potência crítica em função da frequência de modulação W_m para o acoplador duplo.....	68
Gráfico 4.11 – Energia de saída em razão pela de Entrada em função da frequência de modulação ω_m obtido numericamente para o acoplador PMDF em diferentes amplitudes moduladas fixadas ($A_m = 0,1$ até $0,9$).....	69
Gráficos 4.12 a 4.16 - Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação de $0,1$ a $0,9$	69 a 71
Gráfico 4.17 - Larguras do Pulso para $W = 50$ e Amplitude de modulação variando de $0,1$ a $0,9$	72
Gráfico 4.18 - Larguras do Pulso para $W = 100$ e Amplitude de modulação variando de $0,1$ a $0,9$	73
Gráfico 4.19 - Curva de Transmissão em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_c$	74
Gráfico 4.20 - Curva de Transmissão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.....	74
Gráfico 4.21 - Curva de Transmissão em função da potência para vários valores de amplitude de modulação.....	75
Gráfico 4.22 - Extinction ratio (channel 2) as a function of modulation frequency for various values of amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_c$	75
Gráfico 4.23 - Medida do fator de compressão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.....	76
Gráfico 4.24 - Medida do fator de compressão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.....	76

Gráfico 4.25 - Nível Xtalk em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_C$	77
Gráfico 4.26 - Nível Xtalk em função da frequência da potência para vários valores de amplitude de modulação.....	78
Gráfico 4.27 - Nível Xtalk em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.....	78
Gráfico 4.28 - Medida do fator de compressão em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude.....	79
Gráfico 4.29 - Parâmetro da não-linearidade em função da frequência para vários valores de amplitude de modulação.....	80
Gráfico 4.30 - Parâmetro da não-linearidade em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.....	80

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.4 -Resumo dos Efeitos de Propagação em Fibras Ópticas Monomodo	52
Tabela 4.3.1 - Valores da Potência Crítica e Energia Crítica variando com a modulação da amplitude	63
Tabela 4.3.2 - Valores da Amplitude e Frequência encontradas após a simulação com larguras de pulso iguais a 50 e 100.....	69

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	155
2. FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS.....	17
2.1. Introdução	17
2.2. Estruturas das PCFs	21
2.3. Mecanismos de guiamento das PCFs.....	24
2.4. Acopladores de Cristais Fotônicos	29
2.5. Modulação	36
3. ESTUDO DOS EFEITOS NÃO LINEARES	39
4. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	566
5. CONCLUSÕES.....	81
6. PERSPECTIVAS	82
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	83
ANEXOS.....	86
ANEXO A – Métodos Numéricos para a Solução da Equação Não-Linear de Schrödinger.....	86
ANEXO B – Trabalhos resultantes durante o período de Mestrado.....	91

1. INTRODUÇÃO

O aumento contínuo da velocidade dos sistemas de transmissão de telecomunicações tem despertado o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos capazes de processar e tratar informações a velocidades ultrarrápidas. Neste sentido, vários dispositivos ópticos, passivos ou ativos, foram e continuam sendo desenvolvidos com o propósito de melhorar a qualidade de transmissões. Entre estes dispositivos, podemos citar os acopladores, que desempenham um papel extremamente importante em circuitos ópticos, e em particular, no estudo de chaveamento de energia em regimes temporais ultrarrápidos.

Este trabalho teve como principais motivações as aplicações em que podem ser utilizadas um acoplador direcional em suas diversas configurações, como: moduladores de informações, multiplexadores e demultiplexadores, sistemas de acoplamento distribuído, circuitos lógicos, divisores de feixes entre outras.

A capacidade de evolução que muitos avanços científicos apresentam na atualidade depende, muitas vezes, do desenvolvimento de pesquisas como por exemplo, estudos envolvendo dispositivos ópticos.

Tem como objetivo demonstrar através de simulações numéricas que modulando o parâmetro de não linearidade em função da amplitude e da frequência mantêm-se a conservação dos efeitos de fibra convencional em uma nova fibra de configurações diferentes, a fibra de cristal fotônico, que vem crescendo no mercado devido a importância de resultados de pesquisas como a que veremos a seguir.

Em aplicações atuais e futuras, o impacto da óptica tem proporcionado a necessidade e o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos, funcionando como elementos capazes de tratar e/ou processar informação a velocidades ultrarrápidas. Para satisfazer a estas demandas pesquisadores tem examinado mais e mais tecnologias de chaveamento ultrarrápido.

Fibras ópticas, que conduzem informações em forma de pulsos ópticos curtos à longas distâncias, em velocidades extremamente altas, são um dos grandes êxitos tecnológicos do século XX. Porém iremos trabalhar com um grupo de fibras de característica e comportamento diferentes de fibras convencionais, constituído de Fibras de Cristais Fotônicos.

Há muita flexibilidade no projeto dessas fibras devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades e dispositivos, o que tem gerado um grande interesse da comunidade científica atual principalmente pelas possibilidades que a mesma traz em relação às fibras ópticas convencionais.

As Fibras de cristais fônicos foram propostas pela primeira vez na década de 90 e possibilitam nas pesquisas em diversas áreas como Telecomunicações, Astronomia, Espectroscopia [1], entre outras. Podem ser usadas, dentre inúmeras possibilidades, para trabalhar com eficiência em sistemas com alta frequência e banda larga.

O princípio básico da reflexão interna total, responsável pela propagação da luz no interior de uma fibra óptica, é conhecido desde o século XIX. Muito embora fibras ópticas tenham sido fabricadas desde o início do século XX, o seu grande desenvolvimento só se verificou a partir de meados do século passado, com a produção de fibras com várias camadas concêntricas o que melhorou consideravelmente as suas características.

Essa pesquisa foi simulada utilizando o software Matlab e método numérico de Runge Kutta que se encontra nos anexos deste trabalho.

Portanto, esse trabalho apresenta a funcionalidade e importância desse novo tipo de fibras e os resultados de um experimento em simulação computacional trabalhando com amplitude de modulação e de frequência em um acoplador duplo não-linear de uma fibra de cristais fônicos. Diante de sua importância nos meios de comunicação ópticas e avanços tecnológicos justifica-se a pertinência do estudo como um levantamento desde a parte de sondagem dos efeitos após a modulação em fibras convencionais a sua aplicação nessa nova vertente de fibras com o objetivo de colaborar para a exploração dos estudos nessa área do eletromagnetismo.

2. FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

2.1. Introdução

Os avanços nos estudos sobre as propriedades de cristais fotônicos possibilitaram significativos avanços no controle do fluxo óptico, que será descrito a seguir por meio de um histórico sobre a evolução nas pesquisas acerca de cristais fotônicos.

As propriedades eletromagnéticas de redes periódicas unidimensionais e bidimensionais já vinham sendo estudadas desde o século XIX [1-3]. Porém, o desenvolvimento de pesquisas sobre cristais fotônicos passou a receber maior atenção da comunidade científica somente com a publicação dos artigos de Yablonovitch e John. Estes trabalhos, de caráter teórico, procuravam demonstrar que a aplicação das equações de Maxwell à determinadas geometrias cristalinas tridimensionais possibilitava o controle da propagação eletromagnética por meio da existência de bandas fotônicas proibidas.

Fibras de cristais fotônicos, conhecidas também como fibras microestruturadas ou *holey* têm gerado um grande interesse da comunidade científica principalmente através das possibilidades que as mesmas trazem quando comparadas com as fibras ópticas convencionais. Foram as PCFs propostas pela primeira vez na década de 90 e entram nas pesquisas em diversas áreas como Telecomunicações, Astronomia, Espectroscopia, entre outras [6].

O interesse de pesquisadores de vários laboratórios desde a década de 1980, atrai-se em sua grande maioria pela capacidade de materiais de estrutura na escala do comprimento de onda óptica, em fração de micrômetros ou menos para desenvolver novo meio óptico, conhecido como cristais fotônicos. Cristais fotônicos dependem de uma microestrutura morfológica regular incorporada que modifica radicalmente suas propriedades ópticas [7]. Tais cristais fotônicos representam uma extensão dos resultados obtidos para experimentos em semicondutores na óptica. Na verdade, a estrutura de banda de semicondutores é o resultado de interações entre elétrons e as variações periódicas em potencial criado por uma rede cristalina.

Ao resolvermos a equação de onda de Schrodinger para um potencial periódico, obtemos estados de energia do elétron separados por bandas proibidas (Photonic Baand Gap – PBG).

PBGs podem ser obtidas em cristais fotônicos onde há variações periódicas em constantes dielétricas, logo no índice de refração, substituem variações no potencial elétrico.

O primeiro material PBG foi criado em 1991 por Yablonovitch e seus colegas por furos com um diâmetro de 1 mm em um bloco de material com um índice de refração de 3.6. Uma vez que o comprimento de onda de faixa é da ordem do espaçamento entre os buracos de ar no cristal fotônico, essa estrutura tinha uma faixa na região das microondas. Nesse mesmo ano, Philip Russell, que estava interessado na investigação do Yablonovitch, tem sua grande ideia "louca" para "algo diferente," durante a Conferência CLEO/QELS [8]. A ideia de Russell foi que luz poderia ser presa dentro de um núcleo de fibra oca, criando um cristal fotônico bidimensional de revestimento (*cladding*), que é uma rede cristalina periódica de escala de comprimento de onda dos buracos de ar microscópicos no vidro.

O princípio básico é o mesmo que dá a origem da cor das asas de borboleta e penas de pavão, ou seja, todas as estruturas periódicas de escala de comprimento de onda apresentam intervalos de ângulo e cor, bandas proibidas, onde a luz incidente é fortemente refletida.

Quando adequadamente projetado, o revestimento de cristal fotônico executando ao longo do comprimento de fibra inteira pode impedir a fuga de luz do núcleo oco. Essas novas fibras são chamadas PCFs (*Photonic crystal fiber*), pois elas dependem as propriedades incomuns de cristais fotônicos.

A primeira fibra com uma estrutura fotônica cristalina foi descoberta e publicada por Russell e seus colegas em 1995 [9]. Mesmo que fosse um desenvolvimento muito interessante de investigação, a primeira PCF não possuía um núcleo oco, como mostrado na Figura 2.1, e, conseqüentemente, não foi baseado em uma faixa fotônica para confinamento óptico. Foi em 1995 que o grupo de Russell, na verdade, produziu uma fibra com uma malha triangular de buracos de ar eficientes, mas os buracos de ar foram muito pequenos para atingir uma grande fração de preenchimento de ar, que é fundamental para perceber um PBG. Medições mostraram que esta fibra de núcleo sólido, com buracos de ar em sua volta, formou um guia de onda monomodo, em que apenas o modo fundamental foi transmitido, ao longo de um intervalo grande de

comprimentos de onda. Além de a primeira PCF ter apresentado perdas intrínsecas muito baixas, devido à ausência de alguns elementos em seu núcleo obteve-se um núcleo de sílica com uma área de cerca de dez vezes maior que as fibras monomodo convencionais (SMF), assim permitindo um correspondente aumento nos níveis de potência óptica.

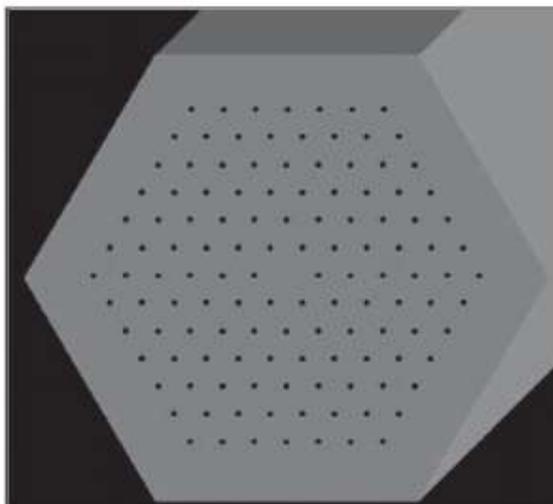


FIGURA 2.1 Esquemático da seção reta da primeira fibra de cristal fotônico, com o diâmetro de buracos de ar de $300\ \mu\text{m}$ e espaçamento entre buracos de $2.3\ \mu\text{m}$ [8].

Fibras ópticas e outros guias de onda ópticos são hoje amplamente utilizados em telecomunicações, sensores, espectroscopia e medicina [1-13]. Seu funcionamento baseia-se no guiamento da luz utilizando a reflexão interna total. Nesses guias, é necessário que a região de guiamento possua índice de refração mais elevado do que o índice da região que a envolve, devido ao mecanismo de reflexão interna total. Este conceito vem sendo explorado tecnologicamente há muitos anos em fibras ópticas para comunicações.

Uma classe especial de componentes incorporando cristais fotônicos é a das fibras ópticas microestruturadas no plano transversal da propagação óptica, primeiramente propostas em 1996 [33], por meio da confecção de fibras ópticas de sílica pura com uma microestrutura composta de centenas de furos em arranjo hexagonal preenchidos com ar ao longo de seu comprimento (Figura 2.2).

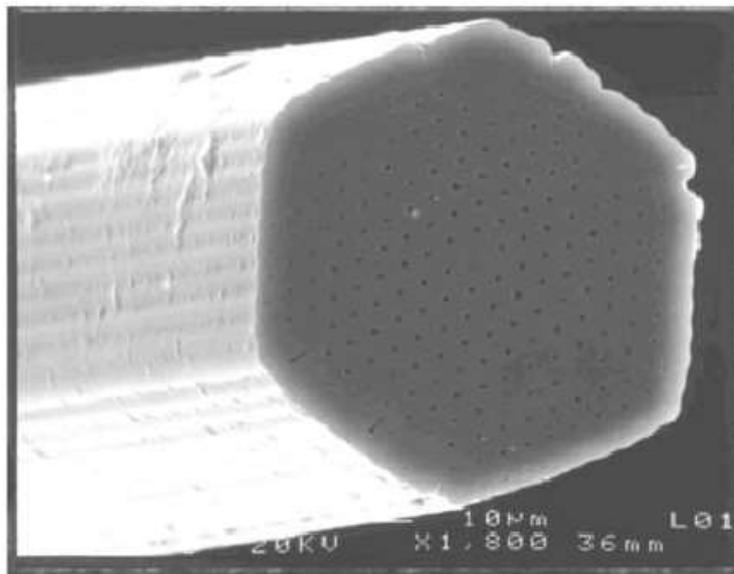


FIGURA 2.2 Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [33].

Outros termos como fibras microestruturadas ou ainda holey fibers (no caso de possuírem furos de ar em sua seção transversal) também têm sido utilizados – a nomenclatura desta área ainda não está consagrada.

Há muita flexibilidade no projeto das PCFs devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades adaptáveis.

Por combinarem as propriedades das fibras ópticas com as dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades peculiares e impossíveis de serem alcançadas em fibras convencionais.

Nos últimos anos, as PCFs têm se firmado como um novo e excitante campo na tecnologia de fibras ópticas, porque diversos tipos de PCF têm sido propostos e fabricados, resultando em interessantes propriedades, como por exemplo: operação monomodo em grandes intervalos de comprimento de onda, grande intervalo espectral de dispersão incomum, dentre outros como os efeitos não-lineares. As PCFs evoluíram rapidamente de curiosidade científica a produto confeccionado e comercializado no mundo todo. A melhoria contínua dos materiais e das técnicas de fabricação tem levado ao desenvolvimento de PCFs com menos imperfeições e com perdas cada vez menores, com vantagens como vemos na figura 2.3 a seguir.

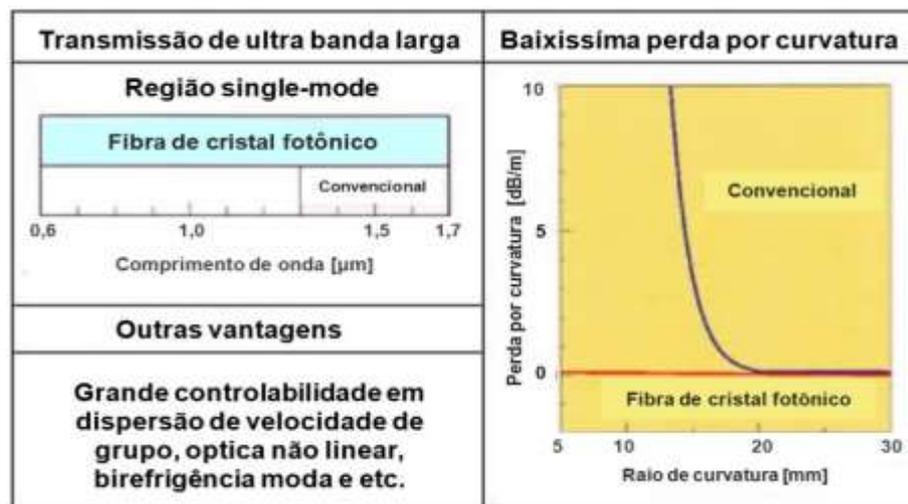


FIGURA 2.3 Quadro esquemático das vantagens das PCFs sobre as fibras convencionais.

2.2 Estrutura das PCFs

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

Na Figura 2.4 é possível ver as duas estruturas mais comuns de PCF. O material representado em branco é o material com elevado índice de refração e o material em preto é aquele com baixo índice de refração. A área em azul representa a região do núcleo da fibra.

A Figura 2.4(b) mostra o primeiro anel de buracos de ar de uma PCF de rede quadrada e uma de rede triangular (ou hexagonal) com os mesmos valores de Λ e d , apresentando um valor médio mais baixo do índice de refração em torno do núcleo na PCF triangular, devido a sua geometria.

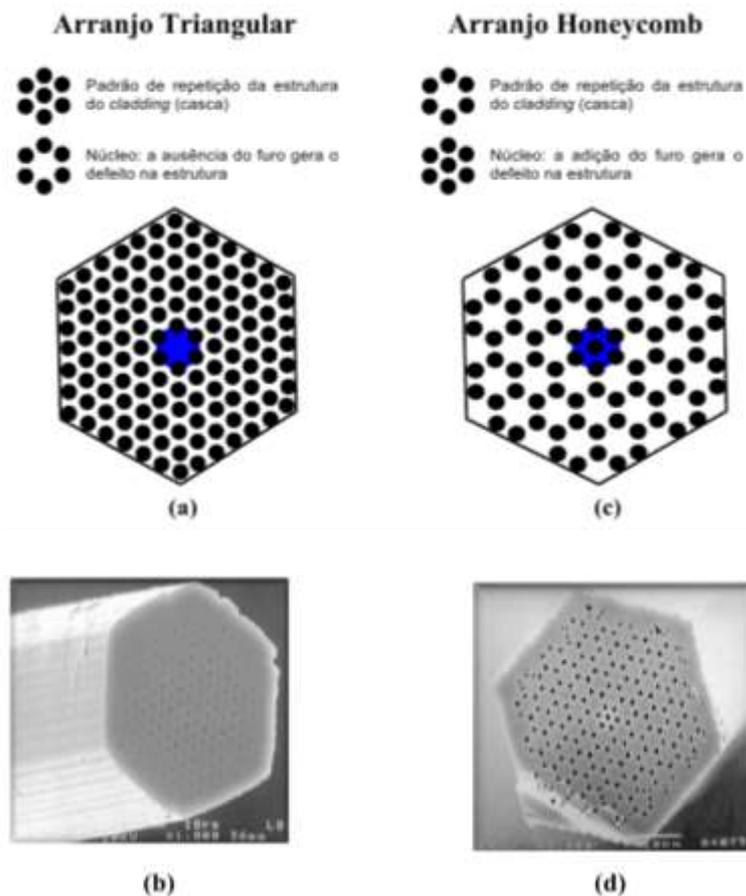


FIGURA 2.4 Representação esquemática dos dois tipos de estruturas mais comuns das PCFs: (a) arranjo triangular ou hexagonal e (c) arranjo honeycomb. (b) e (d) mostram fotos das respectivas fibras fabricadas.

O arranjo periódico de furos do cristal pode ser definido pela constante de periodicidade e pelo diâmetro dos furos. Os diâmetros dos furos são representados pelo parâmetro geométrico d e podem variar de valor na secção transversal da fibra óptica de acordo com as propriedades desejadas. Já o espaçamento entre furos vizinhos é representado pelo parâmetro Λ (pitch), conforme apresentado na Figura 2.5. Para um arranjo regular de furos, Λ é mantido inalterado. Aplicações especiais podem requerer furos com secção transversal não circular (por exemplo, elíptica) e espaçamento Λ variável ao longo da secção transversal da fibra óptica.

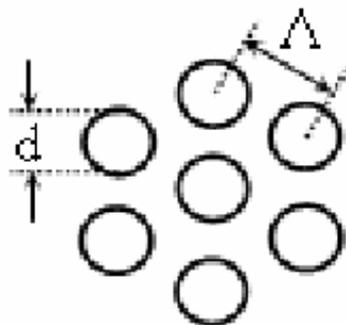


FIGURA 2.5 Principais parâmetros geométricos do arranjo das PCFs, d e Λ .

As relações d/Λ e λ/Λ são de grande importância na determinação de várias características das fibras fotônicas. É possível estudar o comportamento de dispositivos baseados em cristais fotônicos independentemente de seu comprimento de onda, se forem preservadas a sua geometria e comprimento de onda de formas proporcionais. Isto ocorre devido à escalabilidade das equações de Maxwell. O arranjo dos furos pode ser hexagonal (conhecido também como triangular) ou quadrado (Figura 2.6), e periódico ou não-periódico.

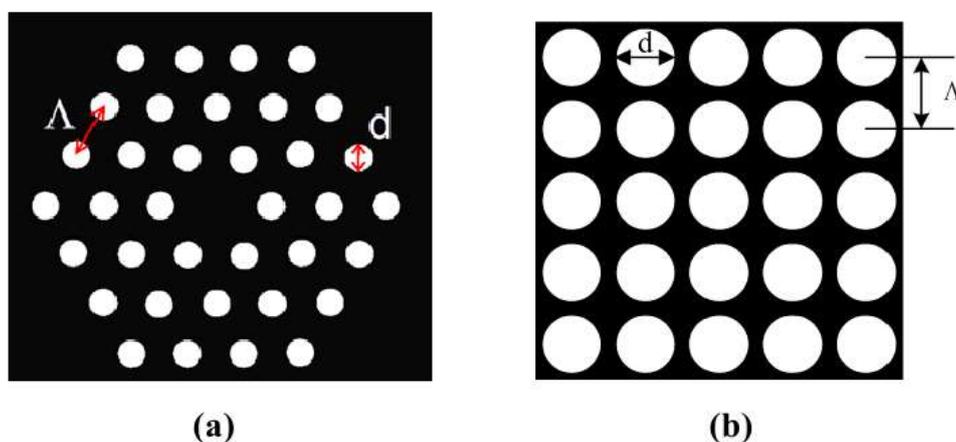


FIGURA 2.6 Representação de estrutura periódica triangular de furos (a) e quadrada (b).

Os dois tipos de fibra, de núcleo sólido e oco são demonstradas na figura 2.7 abaixo, na qual as de núcleo sólido são caracterizadas por um índice de refração nos furos menor que no núcleo e as de núcleo oco apresentam um guiamento com a presença do ar onde ocorre PBG (Photonic *Band Gap*).

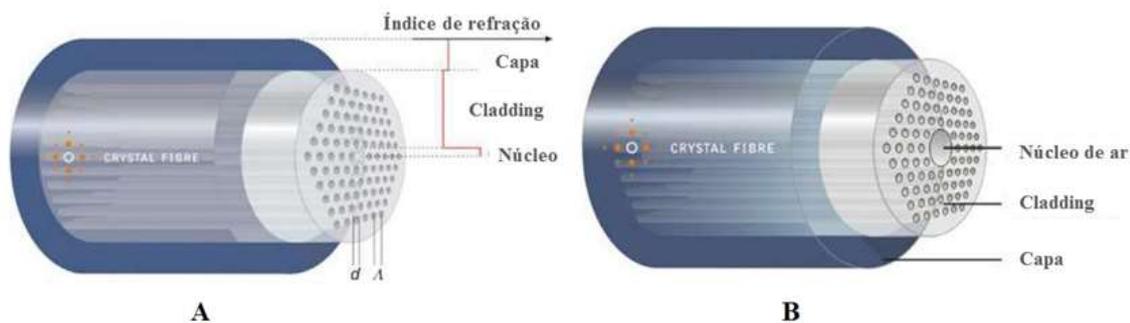


FIGURA 2.7 Em (A) PCF de núcleo sólido, confinamento da luz por diferença de índice de refração modificada pelos buracos de ar em volta do núcleo e ao longo do revestimento. Em (B) PCF de núcleo oco, confinamento por PBG.

2.3 Mecanismos de guiamento de PCF

Em fibras ópticas convencionais, os modos ópticos são guiados por reflexão interna total na interface núcleo-cladding. Nessas fibras, o índice de refração do núcleo é aumentado através de dopagem.

Nas PCFs, duas formas distintas de guiamento são possíveis: os modos guiados podem estar confinados em um núcleo com índice médio maior que o da região do cladding através de um efeito similar ao da reflexão total interna – conhecido como reflexão total interna modificada ou apenas guiamento por índice de refração interna modificada.

2.3.1. Propriedades e Aplicações

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

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

O confinamento de banda proibida chama a atenção exatamente pela possibilidade da luz ser guiada dentro de um núcleo preenchido com ar. Isso diminui os efeitos de perdas, indesejáveis não-linearidades e quaisquer outras propriedades indesejáveis dos materiais disponíveis.

Fibras de bandas proibidas com revestimentos periódicos em duas dimensões foram descritas por [11]. O projeto mais comumente utilizado é de uma fibra *holey*, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra [12].

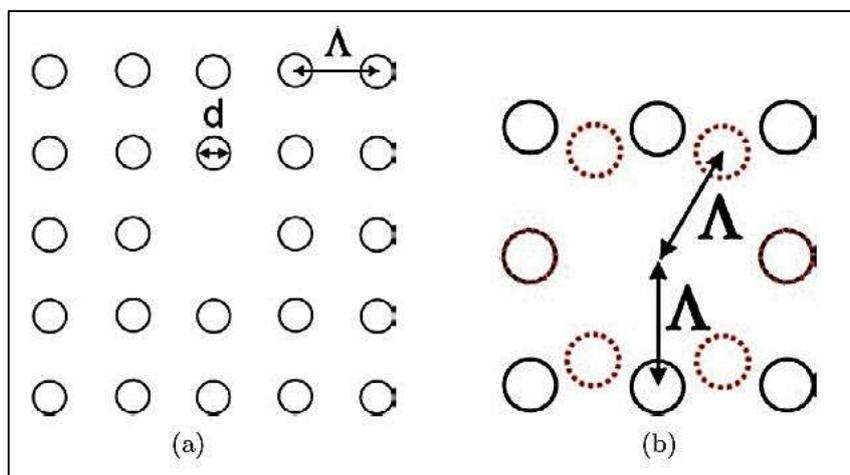


FIGURA 2.8 (a) Seção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparação entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede quadrangular (linha pontilhada).

As propriedades orientadoras de PCFs com uma malha quadrada com buracos preenchidos com ar foram investigadas em função de suas características geométricas, tais como o espaçamento entre buracos representados por Λ e diâmetro d do buraco de ar na seção de fibra, conforme mostrado na Figura 2.8.

Todas as PCFs de rede quadrada estudadas têm um núcleo de sílica, obtido através da introdução de um defeito, que é através da remoção de um buraco de ar, no centro da seção transversal de fibra.

2.3.2 – Índice de Refração

Antes de dar início ao estudo de guiamento nas PCFs, é importante relembrar a função e importância do índice de refração nos dispositivos ópticos.

Fisicamente, em uma interface entre dois meios a luz apresenta uma descontinuidade das suas propriedades. A Lei da Refração de Snell diz que o raio refratado também permanece no plano de incidência, onde o índice de refração entre os dois meios será:

$$n_{12} = \frac{\text{sen } \theta_1}{\text{sen } \theta_2}$$

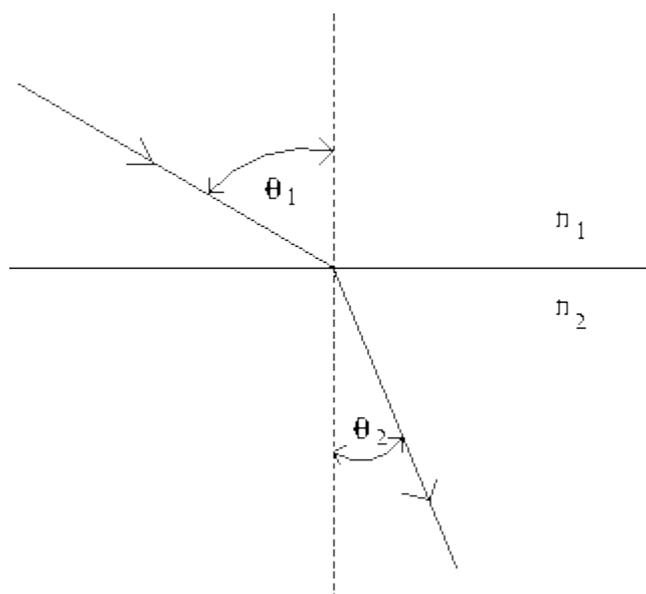


FIGURA 2.9 Representação gráfica da Lei de Snell demonstrando a refração entre 2 meios.

Caso $n_{12} > 1$ ao passar do ar para a água, diz-se que o meio 2 é o mais refringente que o meio 1, e que o raio refratado se aproxima da normal ($\theta_2 < \theta_1$), e vice-versa.

O material de uma fibra convencional é, em geral, a sílica (óxido de silício, SiO_2), pura ou misturada com outros materiais controlados. A sílica das fibras feitas atualmente tem um grau tão elevado de pureza e transparência que a luz passa por ela perdendo muito pouca intensidade. Por causa da diferença de índice de refração entre o núcleo e a interface, um feixe de luz fica confinado no interior da fibra e percorre por todo o seu interior, mantendo uma continuidade. Portanto, o ângulo com que o feixe incide sobre a interface é sempre maior que o ângulo crítico, fazendo com que a luz se reflita totalmente e fique presa no interior do núcleo

2.3.3. Reflexão Total Interna Modificada

O efeito de reflexão total interna modificada ocorre em PCFs com núcleo de índice de refração maior que o da região do revestimento (cladding) microestruturado. O índice destas fibras aproxima-se ao de uma fibra de índice em degrau, conforme esquema apresentado na Figura 2.10.

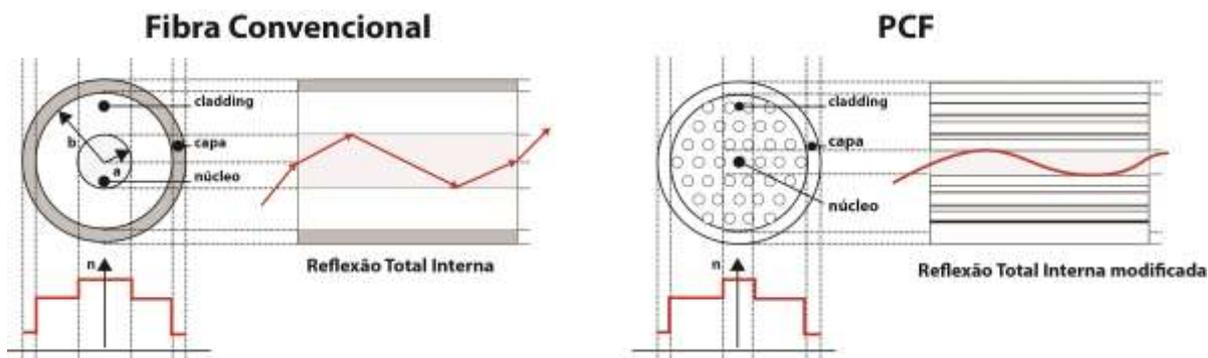


FIGURA 2.10 Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice de refração.

Contudo, o índice de refração da região do cladding microestruturado exibe uma dependência com o comprimento de onda muito diferente da exibida pela sílica pura.

Assim, é possível projetar PCFs com um conjunto de propriedades completamente novas, antes nem sempre possíveis com a tecnologia convencional. Por exemplo, atualmente é possível projetar fibras de cristal fotônico essencialmente monomodo, ou seja, com apenas um modo de propagação suportado para quaisquer comprimentos de onda. Núcleos de fibras em Monomodo transmitem apenas um modo de luz com comprimento de onda específico. No caso de uma fibra monomodo, a onda de luz se propaga quase paralela ao eixo da fibra. As taxas de dados em fibras ópticas monomodo são limitadas por dispersão de polarização e modo de dispersão cromática. Dispersão cromática é uma combinação da dispersão material e dispersão de guia de ondas.

Em PCFs baseadas no mecanismo da reflexão total interna modificada, explicada anteriormente, o defeito na estrutura é obtido pela ausência de um furo na região central da fibra.

2.3.4. Propagação de Sólitons em Fibras Microestruturadas

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

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial T} - T_R A \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) \quad (2.1)$$

Onde A é a função do pulso que irá se propagar por toda a fibra, α é atenuação da fibra, β_2 é a dispersão de segunda ordem, β_3 é a dispersão de terceira ordem, γ é o parâmetro de não-linearidade da fibra, ω_0 é a frequência angular da portadora e T_R é o tempo de resposta não linear para o meio. Quando os pulsos de luz propagados possuem largura temporal maior que 5ps podemos negligenciar os termos referentes à dispersão de terceira ordem (β_3), o tempo de resposta não-linear para o meio (T_R) e o inverso da frequência da portadora (ω_0^{-1}). Dessa forma a equação (2.1) fica resumida a seguinte forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma (|A|^2 A) \quad (2.2)$$

Utilizamos as fibras fotônicas com pulsos da ordem de 100 femtosegundos, onde se faz necessário o uso da equação não linear de Schrödinger descrita em (2.1) ao invés de (2.2).

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

2.4. Acopladores de Cristais Fotônicos

Acopladores de fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são um dos dispositivos mais essenciais em sistemas ópticos. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos que necessitam da divisão do feixe óptico (interferometria) em outros dois feixes fisicamente separados (e vice-versa).

Embora a maioria das aplicações de acopladores fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultrarrápido como chave óptica. Aplicações em optoeletrônica, telecomunicações, processamento digital totalmente óptico, são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos [15-16].

Os acopladores das fibras convencionais têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO₃ (niobato de lítio) e guias de ondas semicondutores. Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de forma a construir uma estrutura multicamadas. No caso de acopladores baseados em fibra, é necessária uma modificação na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos: Retirada em maioria da camada de casca por meio de corrosão química; Remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado; Fusão de duas, ou mais, fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento.

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

Um acoplador de fibra óptica consiste, na sua configuração mais simples, de duas fibras paralelas separadas entre núcleos a centro por uma distância d , ao longo de um comprimento L_C , como mostra a Figura 2.12, de tal forma que possibilite a interação entre os campos que se propagam nos guias. São essas interações que causam a transmissão e acoplamento de pulsos ao se propagarem num acoplador. Quando os núcleos das duas fibras ópticas são aproximados de modo a formar o acoplador, torna-se difícil obter expressões analíticas simples para os modos de propagação do sistema

composto. Tal dificuldade provém de uma quebra de simetria iniciada pela presença de um segundo guia de onda.

A análise concisa do fenômeno de acoplamento entre os dois núcleos de fibras ópticas próximos requer, também, a discussão de algumas das propriedades de guiamento óptico.

Os acopladores direcionais duplos de fibras ópticas são dispositivos constituídos por quatro portas (duas portas de entrada e duas portas de saída), como mostrado na Figura 2.11, os quais possuem como principal função o chaveamento mais coerente de um campo óptico incidente em uma das suas portas de entrada e direcionam as duas partes de seu campo óptico dividido nas suas portas de saída. Levando-se em consideração, que o pulso de entrada pode ser chaveado para as duas portas de saída, as quais podem tomar diferentes direções, esse tipo de acoplador também é denominado de acopladores ópticos direcionais [39].

2.4.1. Tipos de Acopladores

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

Na Figura 2.11 mostramos a fibra de dois núcleos que pode ser utilizada como um acoplador de cristal fotônico. A geometria dos núcleos de ar é que determinam qual o valor das dispersões e não linearidades a serem utilizadas na equação dos modos acoplados. Na Figura 2.11, d é o diâmetro dos núcleos de ar da fibra de dois núcleos, C é a distância entre os centros dos núcleos de alguma material da fibra e A é a distância entre os centros de dois núcleos de ar existente no acoplador.

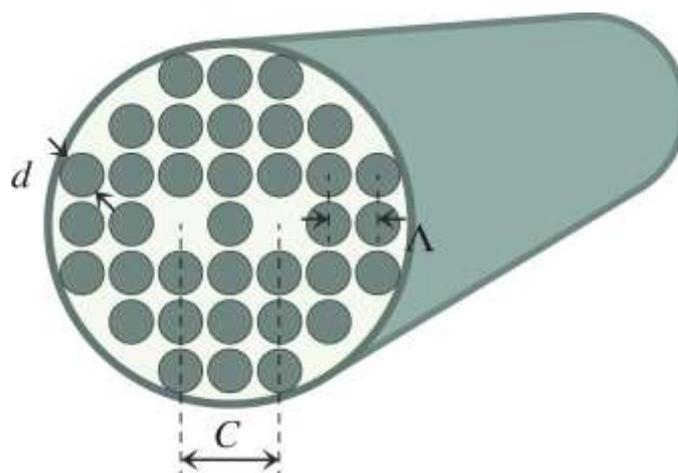


FIGURA 2.11. Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras *holey*) [13].

Para fibras convencionais temos algumas diversidades interessantes de acopladores: direcionais, contra direcionais, simétricos e assimétricos. Se o sentido do campo que o chaveamento no acoplador for o mesmo do campo incidente dizemos que esse acoplador é direcional ou copropagante. Se o sentido for contrário podemos chamar de acoplador contra-propagante.

A Figura 2.12 mostra um acoplador simétrico. Os acopladores são simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($\rho_1 = \rho_2$) e iguais índices de refração ($n_1 = n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos. Se existir alguma diferença entre os núcleos (seja por diâmetro ou índice de refração) este acoplador será assimétrico [20].

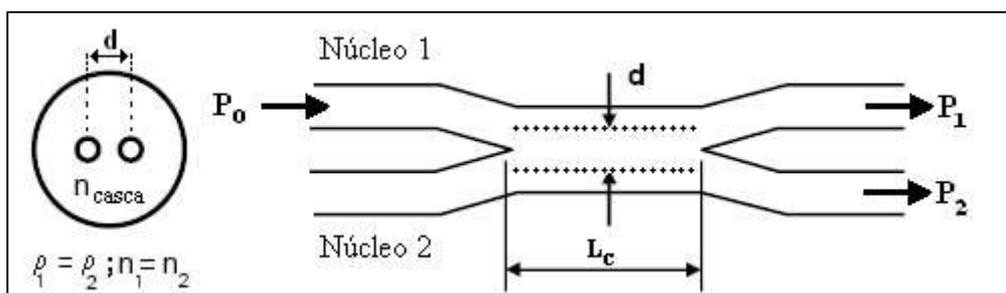


Figura 2.12 Acoplador Simétrico [20].

2.4.2. Propagação de Sólitons em Acopladores

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

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

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

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

\tilde{P} e \tilde{P}_{NL} são as polarizações elétricas lineares e não lineares, respectivamente:

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

e

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

onde $\chi^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade linear, enquanto $\chi^{(3)}$ é o tensor de susceptibilidade de terceira ordem, responsável pela geração de terceiro harmônico e pelo efeito não-linear do tipo Kerr. A parte real da susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, está relacionada com o efeito Kerr e a parte imaginária com efeito Raman.

Na presença de $\chi^{(3)}$, observamos que o índice de refração $\tilde{n}(\omega)$ depende do índice de refração não-linear n_{NL} e da intensidade do campo. Esse tipo de não-linearidade é conhecida como Kerr.

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

No final:

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

A automodulação de fase (SPM – “Self Phase Modulation”) e modulação de fase cruzada (XPM – “Cross Phase Modulation”) são efeitos não-lineares devido a presença da não-linearidade Kerr. O SPM produz um espalhamento espectral no pulso propagado. Esse tipo de não-linearidade é usada em compressão temporal e chaveamento de pulsos. Ao utilizarmos acopladores de cristais fotônicos precisamos acrescentar os efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens.

As equações que expressam a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não linear com os efeitos de alta ordem são dadas na equação a seguir. As mesmas são conhecidas como equações não-lineares de modo acoplado e não diferenciam os modos de polarização ortogonais da fibra[13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_1}{\partial t^4} = \\ i \gamma (|a_1|^2 + \eta |a_2|^2) a_1 - \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_1| a_1)}{\partial t} - i \gamma a_1 T_R \frac{\partial |a_1|^2}{\partial t} + i \kappa_0 a_2 - \kappa_1 \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} \\ \frac{\partial a_2}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_2}{\partial t^3} - i \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_2}{\partial t^4} = \\ i \gamma (|a_2|^2 + \eta |a_1|^2) a_2 - \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_2| a_2)}{\partial t} - i \gamma a_2 T_R \frac{\partial |a_2|^2}{\partial t} + i \kappa_0 a_1 - \kappa_1 \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Aonde z é o comprimento ao longo da fibra, t é o tempo de referência para a propagação dos pulsos, a_1 e a_2 são os pulsos de entrada nos dois núcleos do acoplador. Em comparação com (2.1) surgem também o parâmetro η é uma proporção que mede a

importância relativa de XPM com SPM. Temos também o coeficiente de acoplamento (k_0) e o coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1).

Para baixa potência de luz em propagação sobre um dos guias, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Sendo assim, as potências mais altas induzem uma mudança no índice de refração e deterioram as características de transmissão. Tais transmissões são inibidas para potências acima da potência crítica, aonde L_c é o comprimento e A a amplitude utilizada:

$$P_c = \frac{A\lambda}{n_{NL}L_c} \quad (2.15)$$

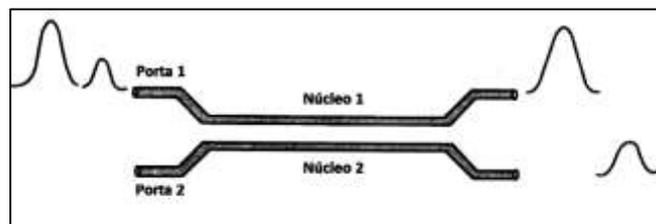


FIGURA 2.13 Estrutura de funcionamento de um acoplador duplo direcional.

Se o feixe de luz incidente apresentar potência igual à crítica, 50% desta onda emergirá no guia direto e o outro 50% no guia cruzado. Na Figura 2.13 mostramos o funcionamento básico de acopladores onde pulsos com potências de pico diferentes aparecem em portas diferentes. Nos resultados e discussões, após simulações obteve-se a resposta do acoplador direcional teórico em função da potência de entrada no canal de entrada.

2.4.3. Acoplador Direcional Não Linear de Fibras Ópticas

Acopladores construídos com fibras ópticas despertam grande interesse, por seu potencial em aplicações para o processamento ultrarrápido de sinais totalmente ópticos, especialmente para comutadores, multiplexadores e filtros ópticos.

A Figura 2.14 mostra a representação de um acoplador direcional duplo na sua forma mais simples.

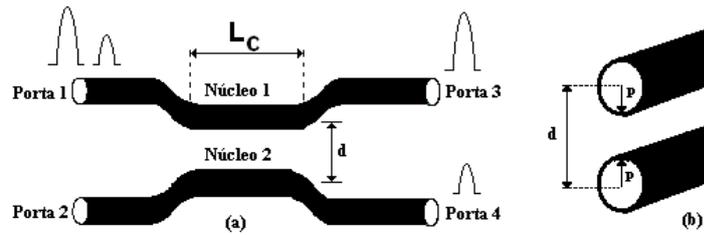


FIGURA 2.14 (a) acoplador Direcional Não Linear (*NLDC*) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. (b): seção transversal do *NLDC*.

Acopladores em fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância d , conforme revelado nas figuras 2.14a e 2.14b. Dependendo da potência de pico aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas. A partir dos sinais aplicados à porta 1 do acoplador, figura 2.14a, temos que para baixa potência de luz, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado à porta 1 é completamente chaveado para a porta 4. Se o sinal aplicado à porta 1 do acoplador apresenta uma intensidade maior, a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3) ver figura (2.14a). Para o acoplador das figuras 2.14a e 2.14b, temos que d é a separação entre os centros dos núcleos das fibras, ρ o raio dos núcleos e L_C o comprimento de acoplamento necessário para transferência de potência de um guia para outro e para o acoplador da figura 2.14. Este comprimento é definido como:

$$L_C = \frac{\pi}{2K}, \quad (29)$$

em que K é o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes, para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador.

A aproximação dos núcleos gera uma quebra de simetria induzida pela presença do segundo guia. Sendo essa quebra de simetria que dificulta a obtenção de uma expressão analítica simples para descrever o comportamento dos pulsos propagados nos acopladores. No intuito de manter o campo propagado nos núcleos do acoplador, fazemos com que o índice de refração dos núcleos n_1, n_2 sejam maiores que o índice de refração do meio que os envolvem. A modelagem de um acoplador direcional não-linear

(NLDC) é feita com base na equação não-linear de Schrödinger (NLSE). A modelagem do acoplador direcional com n fibras então é feita por um sistema de equações diferenciais acopladas baseadas na equação não-linear de Schrödinger que é dada por:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial T^2} + \gamma |A_j|^2 A_j + S_j(A_l, A_j, A_l^*, A_j^*) = 0, \quad (30)$$

em que :

$$j = 1, 2, 3, \dots, n \quad e \quad l = j$$

sendo β_2 a dispersão de velocidade de grupo, A_j o pulso propagado na fibra j e γ a automodulação de fase. Este sistema de equações para um acoplador com n fibras tem n equações diferenciais. O índice j refere-se ao pulso que se propaga na fibra j , l as demais fibras, em que (*) representa o complexo conjugado dos termos anteriores.

2.5. Modulação

Modulação tem como definição principal a alteração sistemática de alguma característica de um sinal, denominada, portadora, em função de outro sinal, denominado modulante ou mensagem. Representa a variação de um parâmetro de uma onda portadora senoidal, de maneira linearmente proporcional ao valor instantâneo do sinal modulante ou informação. Porém, a portadora é a onda senoidal que, pela modulação de um dos seus parâmetros, permite a transposição espectral da informação (ou sinal modulante).

Devido a portadora senoidal ter três parâmetros: Amplitude, Frequência e Fase, existem três formas básicas de modulação: Modulação em Amplitude (AM), modulação em frequência (FM) e modulação em fase (PM Phase Modulation). Um dos seus Objetivos principais é produzir um sinal modulado que conduz a informação e cujas propriedades sejam as mais convenientes ao processo de comunicação considerado.

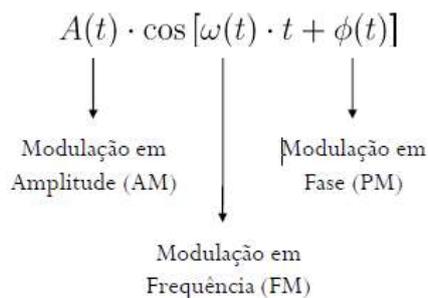
Técnica onde as características da portadora (sinal que é modulado) são modificadas afim de transmitir informações, utilizada em transmissão e em modems. É o processo pelo qual se modificam as características de uma onda de rádio ou elétrica,

de forma que as alterações representem informações significativas para o ser humano ou para uma máquina.

A forma de onda que é usada como portadora geralmente é representada por:

$$A \cdot \cos(\omega t + \phi)$$

O que pode alterar nessa onda:



O Processo de Modulação pode apresentar várias aplicações, dentre elas:

- 1) Facilidade de radiação: para uma radiação eletromagnética eficiente necessita-se de antenas com tamanho $\lambda/2$. Sinais de áudio possuem λ alto $(\lambda = \frac{c}{f})$, não podendo ser irradiados diretamente.
- 2) Redução de ruído e interferência: certos tipos de modulação permitem a redução dos efeitos provocados pelo ruído e interferência, mas à custa de uma maior largura de espectro.
- 3) Designação de frequência: a separação de estações transmissoras é possível porque cada uma possui uma diferente frequência portadora.
- 4) Multiplexação: permite a transmissão de múltiplos sinais através do mesmo canal ao mesmo tempo. (Ex: telefonia a longa distância)
- 5) Superar problemas de engenharia: translada-se um sinal até a porção do espectro onde as necessidades de projeto sejam mais facilmente satisfeitas. (ponto de menor ruído e atenuação)

A modulação em amplitude é o método onde a amplitude da portadora varia ao redor de um valor médio, linearmente com o sistema modulante. Em AM - Amplitude

Modulada - a amplitude da portadora de um transmissor é variada conforme a modulação do sinal varia.

Toda amplitude modulada resulta em três frequências separadas transmitidas: a frequência da portadora original, uma banda lateral inferior (LSB - lower side band) abaixo da frequência da portadora, e uma banda lateral superior (USB - upper side band) acima da frequência da portadora.

A modulação em frequência é uma função não linear da onda moduladora. Portanto, a modulação em frequência é um processo não linear de modulação. Consequentemente, ao contrário da modulação de amplitude, o espectro de uma onda FM não está relacionado de uma forma simples com o espectro da onda moduladora. O modo tradicional de se trabalhar com as propriedades espectrais das ondas FM começa pelo estudo da modulação de uma onda de tom único (uma frequência pura) e posteriormente passamos para o estudo da modulação com mais do que uma frequência.

3. ESTUDO DE EFEITOS NÃO LINEARES

Para a compreensão dos fenômenos não lineares em fibras ópticas é necessário considerar a teoria da propagação eletromagnética em meios dispersivos não lineares. Um dos objetivos deste capítulo é obter uma expressão básica que rege a propagação de pulsos ópticos em fibras monomodo. Neste capítulo, estudaremos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras ópticas e apresentaremos a Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE- *Nonlinear Schrödinger Equation*), que descreve dentro de certos limites, a propagação de pulsos por fibras.

3.1 EQUAÇÕES DE MAXWELL

Como em todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação de pulsos e compôs ópticos em fibras ópticas é descrita pelas Equações de Maxwell [6] que assumem a forma abaixo no Sistema Internacional de Unidades:

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

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

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

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

Onde \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} , \mathbf{B} , \mathbf{J} e ρ representam, respectivamente, o vetor campo elétrico, o vetor campo magnético, a densidade de fluxo elétrico, a densidade de fluxo magnético, a densidade decorrente e a densidade de cargas do meio que representa as fontes para o campo eletromagnético.

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

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

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

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

As Equações de Maxwell podem ser utilizadas para obtenção da Equação de onda que descreve a propagação da luz em fibras ópticas.

Tomando a equação (3.1.a) e usando as equações (3.1.b), (3.1.2) e (3.1.3), podemos eliminar \mathbf{B} e \mathbf{D} em Favor de \mathbf{E} e \mathbf{P} e obtermos:

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

Onde c é a velocidade da luz no vácuo e a relação $\mu_0 \epsilon_0 = 1/c^2$ foi utilizada para completar a descrição, uma relação entre a polarização induzida \mathbf{P} e o campo elétrico \mathbf{E} é necessário.

Entretanto, a avaliação de \mathbf{P} requer uma abordagem quântica. Embora esta abordagem seja muitas vezes necessária quando a frequência óptica é perto de uma ressonância média, podemos relacionar \mathbf{P} e \mathbf{E} longe das ressonância média. Este é o caso de fibras ópticas na comprimento de onda na faixa 0,5 - 2 μm que é de interesse para o estudo de efeitos não-lineares. Se incluirmos somente os efeitos não lineares de terceira ordem que são governados por $\chi^{(3)}$ a polarização induzida consiste em duas partes:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) \quad (3.5)$$

Onde a parte linear \mathbf{P}_L e a parte não linear \mathbf{P}_{NL} , estão relacionados com o campo elétrico pelas seguintes relações [2]-[4].

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (3.6)$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \otimes \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (3.7)$$

As equações (3.4), (3.5), (3.9) e (3.10) fornecem um formalismo geral para tratar os efeitos não-lineares de mais baixa ordem em fibras ópticas. Através delas, pode-se obter uma equação que descreva o comportamento dos pulsos que se propagam, nas bandas de interesse em telecomunicações, pela fibra. Devido a sua complexidade é necessário fazermos várias aproximações. Numa importante simplificação, a polarização não-linear \mathbf{P}_{NL} na equação. (3.5) é tratada como uma pequena perturbação para a polarização total induzida. Isso se justifica porque os efeitos não-lineares são relativamente fracos em

fibras de sílica. O primeiro passo consiste, portanto, em resolver a equação. (3.4) com $\text{PNL}=0$. Na equação (3.4) temos então, a polarização linear no campo elétrico E , torna-se útil escrevermos a equação (2.1.4) no domínio da frequência como.

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) \quad (3.8)$$

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

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\mathbf{r}, t) \exp(i\omega t) dt \quad (3.9)$$

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

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega) \quad (3.10)$$

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

$$\varepsilon = (n + i\alpha c/2\omega)^2 \quad (3.11)$$

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

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (3.12)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (3.13)$$

Onde Re e Im, representam as partes, real e imaginária respectivamente. A dependência de n e α na frequência é discutida em [5]. Duas simplificações podem ser feitas antes de resolvermos a equação (3.8). Primeiro porque devido às baixas perdas em fibras ópticas nas regiões de comprimentos de onda de interesse, a parte imaginária de $\varepsilon(\omega)$ é pequena em comparação com a parte real. Assim podemos substituir $\varepsilon(\omega)$ por $n^2(\omega)$. Como $n(\omega)$ é muitas vezes independente das coordenadas espaciais tanto no núcleo e no revestimento em fibras de índice degrau, pode-se usar a seguinte equação.

$$\nabla \times \nabla \times E \equiv \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\nabla^2 E \quad (3.14)$$

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

$$\nabla^2 E + n^2(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{E} = 0 \quad (3.15)$$

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

3.2 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

O estudo da maioria dos efeitos não lineares em fibras ópticas envolvem o uso de pulsos curtos, com a largura variando de ~10ns a ~10fs. Quando tais pulsos ópticos se propagam no interior de um fibra óptica, ambos os efeitos dispessivos e não lineares influenciam suas formas e em espectro. Nesta seção podemos derivar uma equação básica que rege a propagação de pulso ópticos em fibras dispersivas e não lineares. Entretanto, para resolver esta equação, é conveniente fazer uma série de aproximações e simplificações. Tais procedimentos, que resultarão no desenvolvimento da chamada Equação Não-Linear de Schrödinger (ENLS), também permitirão que visualizemos, com maior facilidade, a ação dos diversos fenômenos que atuam sobre os pulsos que se propagam pelas fibras.

O ponto de partida é a equação de onda (3.4). usando as equações (3.5) e (3.14) ela pode ser escrita na forma.

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.2.1)$$

Onde as partes lineares e não lineares da polarizaçãp induzida estão relacionadas com o campo elétrico $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ através das equações (3.6) e (3.7), respectivamente.

3.2.1 Propagação do Pulso – Efeitos não lineares

É necessário fazer varias suposições simplificadoras antes de resolver a equação (3.1), primeiro P_{LN} (parte não linear da polarização induzida) é tratada como uma pequena perturbação da polarização linear P_L . Isso se justifica pelo fato das mudanças não lineares no índice de refração da fibra $<10^{-6}$ na prática. Segundo, o campo óptico é assumido por manter sua polarização ao longo do comprimento da fibra, de modo que uma abordagem escalar seja válida. Isto não é realmente o caso, a menos que se usem fibras que mantenha a polarização, mas a aproximação funciona muito bem na prática. Terceiro, o campo óptico é assumido ser quase monocroático, ou seja, o espectro do pulso centrado em ω_0 , é supostos para ter uma largura espectral $\Delta\omega$, tal que $(\Delta\omega/\omega_0) \ll 1$. Desde que $\omega_0 \sim 10^{15} \text{s}^{-1}$, a última hipótese é válida para pulsos tão curto quanto 0,1ps. Considerando essas aproximações podemos escrever o campo elétrico da seguinte forma.

$$E(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.2.2)$$

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

$$P_L(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_L(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.2.3)$$

$$P_{NL}E(r,t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P_{NL}(r,t) \exp(i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.2.4)$$

A componente linear P_L pode ser obtidas através da substituição da equação (3.2.3) na equação (3.6) e é dado por

$$\begin{aligned} P_L(r,t) &= \varepsilon_o \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t-t') E(r,t') \exp[i(\omega_0(t-t'))] dt' \\ &= \frac{\varepsilon_o}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(r, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

Onde $\tilde{E}(r, \omega)$ é a transformada de fourier de $E(r,t)$ e é definido de acordo coma equação (3.9). A componente não-linear P_{NL} pose ser obtida substituindo a equação (3.2.4) na equação (3.7). Simplificações consideráveis ocorre quando se a resposta não-linear é assumida ser instantânea para que a dependência de $\chi^{(3)}$ com o tempo na

equação (3.7) seja dada pelo produto de três funções delta na forma $\delta(t - t_1)$. A equação (3.7) é reduzida para.

$$P_{NL}(r, t) = \varepsilon_o \chi^{(3)} : E(r, t) E(r, t) E(r, t) \quad (3.2.6)$$

a suposição de resposta não-linear instantânea equivale a desprezar as contribuições de vibrações moleculares para $\chi^{(3)}$ (o efeito Raman). Em geral, ambos os elétrons e o núcleos respondem ao campo óptico de forma não-linear. O último termo exige um casamento de fase e é geralmente insignificante em fibras ópticas. Fazendo uso da equação (3.2.4), P_{NL} é dado por:

$$P_{NL}(r, t) \approx \varepsilon_o \varepsilon_{NL} E(r, t) \quad (3.2.7)$$

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

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^3 |E(r, t)|^2 \quad (3.2.8)$$

Para obter uma equação para a amplitude de variação lenta $E(r, t)$, é mais conveniente trabalhar no domínio de Fourier. Isso geralmente não é possível, a equação (3.2.1) é não linear devido a dependência da intensidade de ε_{NL} . Em uma abordagem ε_{NL} é tratado como uma constante durante a derivação da equação de propagação^[8]. A abordagem é justificada tendo em vista uma aproximação na variação lenta na natureza perturbativa de P_{NL} . Substituindo as equações (3.2.3) a (3.2.4) na equação (3.2.1) a transformada de Fourier $\tilde{E}(r, \omega - \omega_o)$ é definida como.

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_o) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(r, t) \exp[i(\omega - \omega_o)t] dt \quad (3.2.9)$$

é encontrada para satisfazer a equação de Helmholtz.

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (3.2.10)$$

onde $k_0 = \omega/c$ e

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^1(\omega) + \varepsilon_{NL} \quad (3.2.11)$$

é a constante dielétrica não-linear, cuja parte ε_{NL} é dada pela equação (3.2.8). Semelhante a equação (3.11), a constante dielétrica pode ser usada para definir o índice de refração \tilde{n} e o coeficiente de absorção $\tilde{\alpha}$. Entretanto ambos \tilde{n} e $\tilde{\alpha}$ tornam-se dependentes da intensidade de ε_{NL} . Costuma-se introduzir,

$$\begin{aligned} \tilde{n} &= n + n_2 |E|^2 \\ \tilde{\alpha} &= \alpha + \alpha^2 |E|^2 \end{aligned} \quad (3.2.12)$$

usando $\varepsilon = (n + i\tilde{\alpha}/2k_0)^2$ e as equações (3.2.8) e (3.2.11), o coeficiente do índice não-linear n_2 e os dois fótons do coeficiente de absorção α_2 são dado por:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{xxx}^3), \quad \alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im}(\chi_{xxx}^3) \quad (3.2.13)$$

o índice de linear n e o coeficiente de absorção α estão relacionados com a parte real e imaginária de $\tilde{\chi}_{xx}^1$ e com as equações (3.2.12) e (3.2.13). Como α_2 é muito pequeno para as fibras de sílica muitas vezes pode ser desprezado. Equação (3.2.10) pode ser resolvido usando o método de separação de variáveis. Se assumimos uma solução da forma.

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (3.2.14)$$

onde \tilde{A} é uma função de variação lenta de z e β_0 é o número de onda a ser determinado. A equação (3.2.10) leva as duas seguintes equações para $F(x, y)$ e $\tilde{A}(z, \omega)$:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2]F = 0 \quad (3.2.15)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2)\tilde{A} = 0 \quad (3.2.16)$$

Na obtenção da equação (3.2.16), a segunda derivada $\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$ foi desprezada desde que $\tilde{A}(z, \omega)$ é assumido ser uma função de variação lenta com z . O número de onda $\tilde{\beta}$ pode determinado resolvendo a equação de autovalor (3.2.15) para modos de fibras utilizando um procedimento semelhante ao utilizado na seção (3.1). A constante dielétrica $\varepsilon(\omega)$ na equação (3.2.15) pode ser aproximada para

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \quad (3.2.17)$$

onde Δn é uma pequena perturbação dada por

$$\Delta n = n^2 |E|^2 + \frac{i\tilde{\alpha}}{2k_0} \quad (3.2.18)$$

A equação (3.2.15) pode ser resolvida usando a teoria de perturbação de primeira ordem ^[10]. Primeiro substituímos ε com n^2 e obtemos a distribuição modal $F(x, y)$ e o correspondente número de onda $\beta(\omega)$. Para uma fibra monomodo, $F(x, y)$ corresponde a uma distribuição modal para o modo fundamental da fibra HE_{11} que é dado pelas equações

$$F(x, y) = J_0(p\rho), \quad \rho \leq a \quad (3.2.19)$$

$$F(x, y) = (a/\rho)^{1/2} J_0(pa) \exp(-q(\rho - a)], \quad \rho \geq a \quad (3.2.20)$$

onde $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ é a distância radial. Fora do núcleo da fibra, o campo decai exponencialmente como ^[5]. Onde $K_m(q\rho)$ na equação (3.7) é considerado um parâmetro de expansão assintótica e um fator constante foi adicionado para garantir a igualdade de $F(x, y)$ em $\rho = a$. Em seguida incluiremos os efeitos de Δn na equação (3.2.15). Na teoria de perturbação de primeira ordem Δn não afeta a distribuição modal $F(x, y)$. Entretanto o autovalor $\tilde{\beta}$ torna-se

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta(\omega), \quad (3.2.21)$$

Onde

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega^2 n(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n(\omega) |F(x, y)|^2 dx dy}{c^2 \beta(\omega) \int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.2.22)$$

Esta etapa encerra a solução formal da equação (3.2.1) para a perturbação de primeira ordem **P_{NL}**. Usando as equações (3.2.2) e (3.2.14) o campo elétrico $E(r, t)$ pode ser escrito como

$$E(r, t) = \frac{1}{2} \hat{x} \{ F(x, y) A(z, t) \exp[i(\beta_0 - \omega_0 t)] + c.c \} \quad (3.2.23)$$

Onde $A(z, t)$ é o pacote de do pulso variando lentamente, A transformada de Fourier $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ satisfaz a equação (3.2.16) que pode ser escrita como

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) - \beta_0] \tilde{A} \quad (3.2.24)$$

Onde usamos a equação (3.2.21) e aproximamos $\tilde{\beta}^2 - \beta_0^2$ para $2\beta_0(\tilde{\beta} - \beta_0)$. O significado físico desta equação é claro. Cada componente espectral dentro do pacote do pulso adquire uma vez que se propaga dentro da fibra óptica uma diferença de fase cuja magnitude é dependente da frequência e da intensidade. Neste ponto podemos voltar ao domínio do tempo aplicando a transformada de Fourier inversa da equação (3.2.24) e obter a equação de propagação para $A(z, t)$. No entanto como uma forma funcional exata

para $\beta(\omega)$ é raramente conhecida, é útil para expandir $\beta(\omega)$ em série de Taylor em torno da frequência central (frequência da portadora) ω_0 como.

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots \quad (3.2.25)$$

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

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.2.26)$$

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

$$\Delta\beta(\omega) = \Delta\beta_0 + (\omega - \omega_0)\Delta\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \Delta\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \Delta\beta_3 + \dots \quad (3.2.27)$$

onde $\Delta\beta_m$ é definido de forma similar a equação (3.2.26)

Os termos cúbicos e de ordem superiores na equação (3.2.25) torna-se insignificantes se a largura espectral do pulso satisfaz a condição $\Delta\omega \ll \omega_0$. Sua desconsideração é consistente com a suposição de quase monocromática usada na derivação da equação (3.2.24). Se $\beta \approx 0$, para alguns valores específicos de ω_0 pode ser necessário a consideração do termo β_3 . Nas mesmas condições, podemos usar a aproximação $\Delta\beta \approx \Delta\beta_0$ na equação. (3.2.27). Após estas simplificações na equação (3.2.24), tomamos a transformada inversa de Fourier usando

$$A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (3.2.28)$$

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

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\Delta\beta_0 A \quad (3.2.29)$$

O termo $\Delta\beta_0$ no lado direito da equação (3.2.29), incluem os efeitos de perdas e não linearidade na fibra. Usando $\beta(\omega) \approx n(\omega)\omega/c$ e assumindo que $F(x, y)$ na equação (3.2.22) não varia muito ao longo da largura de banda do pulso, a equação (3.2.29) assume a forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma(\omega_0) |A|^2 A, \quad (3.2.30)$$

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

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2(\omega_0)\omega_0}{cA_{eff}} \quad (3.2.31)$$

Na obtenção da equação (3.2.30) a amplitude A é assumida por ser normalizada, tal que $|A|^2$ representa a potência óptica. A quantidade $\gamma|A|^2$ é medida em m^{-1} se n_2 é expresso em unidades de m^2/W . O parâmetro A_{eff} é definido com a área do modo efetivo e é definido como

$$A_{eff} = \frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (3.2.32)$$

Sua avaliação requer o uso da distribuição modal $F(x,y)$ para fibras de modo fundamental. Claramente, A_{eff} depende de parâmetros da fibra, como o raio do núcleo e a diferença entre índices de refração entre o revestimento e o núcleo. A equação (3.2.30) descreve a propagação de pulsos de picos-segundo (10^{-12}) em fibras ópticas monomodo. Ela está relacionada com a equação não linear de Schrodinger (NLS) e pode ser reduzida sob certas condições.

Na equação (3.2.30) incluem os efeitos de perdas através do parâmetro α , dispersão cromática através de β_1 e β_2 e os efeitos de não linearidade através de γ . O significado físico de β_1 e β_2 é discutido em^[10]. O pulso óptico move-se com uma velocidade de grupo $v_g \equiv 1/\beta_1$, enquanto os efeitos dispersão velocidade de grupo (GVD)^[11] é governado por β_2 . O parâmetro de GVD β_2 pode ser positivo ou negativo, isso vai depender se o comprimento de onda λ , esta abaixo ou acima do zero de dispersão, comprimento de onda λ_D da fibra veja figura 2.1. Na região anômala egime ($\lambda > \lambda_D$), β_2 é negativo, e a fibra óptica pode suportar solitons. O termo no lado direito da equação (3.2.30) regula os efeitos não-lineares de automodulação de fase (SPM)^[12].

3.3.1 Equações de Modos Acoplados

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

Podemos escrever as equações que descrevem a dinâmica de um acoplador duplo em que os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão de velocidade de grupo e acoplamentos lineares são considerados a partir da equação (3.2.30) desenvolvida no capítulo 2. Assim para acopladores duplos, temos:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (3.3.1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (3.3.2)$$

onde A_j é a intensidade de campo no guia j ($j=1,2$), C é o coeficiente de acoplamento linear definido pela equação (3.1) γ é o coeficiente de não-linearidade representado pela auto modulação de fase (SPM) e β_2 é parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD). O parâmetro β_2 nas equações (3.3.1) e (3.3.2) pode assumir um valor positivo ou negativo. No regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) os efeitos do GVD e SPM podem ser usados para técnicas de compressão de pulsos ao passo que no regime de dispersão anômalo ($\beta_2 < 0$) os efeitos do GVD e SPM permitem que o sistema suporte pulsos solitônicos. Ao normalizarmos as equações (3.3.1) e (3.3.2) obtemos.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + Ku_2 = 0 \quad (3.3.3)$$

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K u_2 = 0 \quad (3.3.4)$$

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

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (3.3.5)$$

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

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (3.3.6)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (3.3.7)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.3.8)$$

$$K = L_D C \quad (3.3.9)$$

onde L_D é o comprimento de dispersão e T_0 é a largura de banda a meia altura do pulso, K é a constante de acoplamento normalizada. O comprimento de acoplamento L_C é aquele em que o pulso de baixa potência que se propaga em um dos guias é chaveado totalmente de um núcleo para outro para o acoplador duplo é definido de acordo com a equação (3.1). A baixos níveis de luz, o dispositivo comporta-se como um acoplador direcional linear. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal introduzido no guia 1 é totalmente transferido para o guia 2 em um acoplador de comprimento L_C . Altas intensidades induzem mudanças no índice de refração e deterioram as características de transmissão. Tal acoplamento é inibido para potências de entrada acima da potência crítica. O acoplador duplo não linear apresenta uma curva característica de transmissão, de acordo com a seguinte equação.

$$T_j = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0)|^2 dt} \quad (3.3.10)$$

3.4 DESCRIÇÃO DOS EFEITOS PREVISTOS PELA ENLGS

A Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, Equação (3.43), descreve satisfatoriamente os fenômenos relevantes à propagação de pulsos, com duração mínima de ~50 fs, por fibras monomodo não-birrefringentes. Apresentaremos a seguir, como cada um dos termos de (3.43) influencia essa propagação.

Ao final dessa seção veremos que as rotinas desenvolvidas para executar os efeitos de propagação de pulsos, com duração de 100 fs, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos de β_2 , β_3 , SPM, SS e IRS..

3.4.1 Efeitos Dispersivos

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

No domínio do tempo, o principal efeito da dispersão de terceira ordem é distorcer a forma do pulso, de tal modo que ele se torne assimétrico com uma estrutura oscilatória em uma de suas extremidades. Entretanto, para que isso aconteça a magnitude de $\beta_3\omega^3$ deve ser comparável à de $\beta_2\omega^2$. Os parâmetros de dispersão que correspondem para fibras de cristais fotônicos são: $\beta_2 = -47 \text{ ps}^2\text{km}^{-1}$ e $\beta_3 = 0,1\text{ps}^3\text{km}^{-1}$, respectivamente, entre 1540 e 1560 nm.

Obviamente, a dispersão de terceira ordem será mais importante, qualquer que seja o tipo de fibra, nas regiões em que o comprimento de onda está próximo ao comprimento de onda de dispersão nula e nas situações em que a largura temporal dos pulsos é inferior a ~ 100 fs.

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

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

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

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

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

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

Tabela 3.4 Resumo dos Efeitos de Propagação em Fibras Ópticas Monomodo

EFEITO	TERMO DA ENLGS	ORIGEM FÍSICA	IMPLICAÇÕES	FIGURA DE MÉRITO
Velocidade de Grupo	$-\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Deslocamento entre os canais.	$L_W = \frac{T_0}{ \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) }$
Dispersão de 2° Ordem	$-\frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal	$L_{D2} = \frac{T_0^2}{ \beta_2 }$
Dispersão de 3° Ordem	$\frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal Assimétrico	$L_{D3} = \frac{T_0^3}{ \beta_3 }$
Atenuação	$-\frac{\alpha}{2} A$	Espalhamento de Rayleigh e de Mie, Absorções, Curvaturas, Projetos de Guia de Onda.	Perda de Potência	$L_P = \frac{1}{\alpha}$
	$i\gamma A ^2 A$	Índice de Refração dependente da Potência do	-Automodulação de Fase -Modulação Cruzada de Fase	$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P}$

Efeito Kerr		Campo Aplicado: Movimento Anarmônico dos Elétrons Ligados	-Mistura de Quatro Ondas -Instabilidade Modulacional -Geração de 3ª Harmônica	
Self-Steepening	$-\frac{2\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (A ^2 A)$	Velocidade de Grupo dependente da Intensidade	-Frente Óptica de Choque -Decaimento de Sólitons	$L_{SS} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P}$
Intrapulse Raman Scattering	$-\gamma T_R \frac{\partial}{\partial T} (A ^2)$	Tempo de Resposta Finito à Ação do Campo Aplicado	Decaimento de Sólitons	$L_{IRS} = \frac{T_0/T_R}{\gamma P}$

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1. Procedimentos Numéricos

Simulamos a Equação do índice de não-linearidade sobre os aspectos abaixo explicados e veremos mais adiante.

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

$$A_1(0, T) = A_i \quad (4.1.1)$$

$$A_2(0, T) = 0 \quad (4.1.2)$$

O sistema é linearmente acoplado (equações 4.1.1 e 4.1.2), onde resolvemos numericamente usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem de acordo com a condição inicial. A transmissão T_i pode ser definida como uma função das energias do pulso.

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(0)|^2 dt} \quad (4.1.3)$$

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

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

$$\text{Extinction-ratio} = X(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L)|^2 dt} \quad (4.1.4)$$

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

$$XR[dB] = 10 \cdot \text{Log}_{10} X(R) \quad (4.1.5)$$

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

$$\text{cross-talk}[dB] = Xtalk_j = 10 \cdot \log_{10}(XT) \quad (4.1.6)$$

Onde

$$XT = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(0)|^2 dt} \quad (4.1.7)$$

Onde $i=1$. Inicialmente, a intensidade do sinal de entrada no acoplador foi variada, sendo observada a transmissão antes de acionar as grades de Bragg. A potência crítica no acoplador direcional é a potência necessária para que haja uma transmissão de 50% da energia do sinal para cada um dos guias de saída. Já com o conhecimento da potência crítica fixamos nesse valor para o nosso sinal de entrada no acoplador.

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

Nesta primeira análise foram resolvidas numericamente as equações para os modos acoplados para um acoplador duplo direcional copropagante e simétrico. Será feita uma análise da influência da dispersão de acoplamento (k_1). Será aplicado um pulso sech na entrada 1 do acoplador com largura temporal de meia potência (T_{fwhm}) de 100 fs. Na Entrada 2 do acoplador não aplicaremos nenhum sinal.

Trabalhamos somente com acoplador PCF de dois núcleos que possui o diâmetro dos buracos $d=2.0\mu\text{m}$, distância entre os buracos de $\Lambda=d/0.9$ e separação entre os núcleos de 2Λ . O comprimento de acoplamento deste dispositivo será de $L_c = 1,8\text{ cm}$. O comprimento de onda da portadora está na região do infravermelho e seu valor é $\lambda=1,55\mu\text{m}$ [26]. Os parâmetros para as nossas equações dos modos acoplados mostrados em (3.14) serão os seguintes: $\beta_2=-47\text{ps}^2/\text{km}$, $\beta_3=0.1\text{ps}^3/\text{km}$, $\gamma=3.2 \times 10^{-3}(\text{Wm}^{-1})$ (para uma área efetiva de $41\mu\text{m}^2$), $\gamma/\omega_0 = 2.6 \times 10^{-18}\text{ s}/(\text{Wm})$. Vale lembrar que para cada modelo de

PCF os valores de dispersão e não linearidade serão diferentes. Como o pulso será do tipo secante hiperbólico e de 100 fs teremos que:

$$T_{FWHM} \approx 1,763T_0 \rightarrow T_0 = \frac{100 \times 10^{-15}}{1,763} \rightarrow T_0 = 5,67 \times 10^{-14}\text{ s} \quad (4.2.1)$$

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

$$L_{d2} = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{(5,67 \times 10^{-14})^2}{47,10^{-24} / 10^3} = 0,068\text{ m} = 6,8\text{ cm} \quad (4.2.2)$$

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

$$L_{d3} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} = \frac{(5,67 \times 10^{-14})^3}{0,1 \times 10^{-36} / 10^3} = 1,82\text{ m} \quad (4.2.3)$$

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

$$k = \frac{\pi}{2L_c} = \frac{\pi}{2 \times 0,018} = 87,27\text{ m}^{-1} \quad (4.2.4)$$

Calculando a potência crítica do sinal temos que:

$$P_c = \frac{4k}{\gamma} \rightarrow P_c = \frac{4 \times 87,27}{3,2 \times 10^{-3}} \rightarrow P_c = 1,09 \times 10^5 W \quad (4.2.5)$$

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

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \rightarrow L_{NL} = \frac{1}{3,2 \times 10^{-3} \times 1,09 \times 10^4 W} \rightarrow L_{NL} = 0,028 m \quad (4.2.6)$$

Dessa forma temos que a não-linearidade será importante a partir de um comprimento de propagação de 2,8 cm.

Nossa próxima análise será mostrar que o coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1) pode quebrar um pulso a partir de uma determinada distância. Essa distância é dada por $L_w = T_0/|k_1|$. Para o comprimento de onda da portadora que estamos utilizamos o valor de $k_1 = -410$ fs/m [14]. Assim:

$$L_w = \frac{T_0}{|k_1|} \rightarrow L_w = \frac{5,67 \times 10^{-14}}{|-410 \times 10^{-15}|} \rightarrow L_w = 0,138 m \quad (4.2.7)$$

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

Para analisarmos esses efeitos iremos propagar nosso sinal por 33 cm pelo acoplador. No Gráfico 4.1 é mostrado o perfil do pulso secante hiperbólico na entrada do canal 1, o pulso na saída nesse mesmo canal e o pulso na saída no canal 2 considerando apenas o efeito de dispersão de 2ª ordem. Como o comprimento para que ocorra a dispersão de 3ª ordem é muito alto podemos negligenciá-lo.

O Gráfico 4.2 nos mostra o porquê de negligenciar este efeito. O efeito da dispersão de 3ª ordem não interfere na propagação do pulso já que os Gráficos 4.1 e 4.2

são semelhantes e que as saídas nos dois canais são iguais considerando somente as dispersões de 2ª e 3ª ordem.

No Gráfico 4.3, acrescentamos o efeito de SPM e notamos uma compressão do pulso nos dois canais do acoplador. Vimos que para o comprimento utilizado esse efeito pode ser bem visualizado e fará com que o sinal uma soma de efeitos dispersivos e compressivos. No Gráfico 4.4 acrescentamos o efeito de auto-inclinação (SS). Esse efeito é responsável por uma inclinação do pulso em sua escala temporal. No Gráfico 4.5 acrescentamos a todos os efeitos citados anteriormente mais o efeito Raman (RA). Agora existe um deslocamento temporal do pulso de saída nos dois canais. Vale ressaltar que o efeito Raman pode quebrar o pulso de saída em pulsos menores.

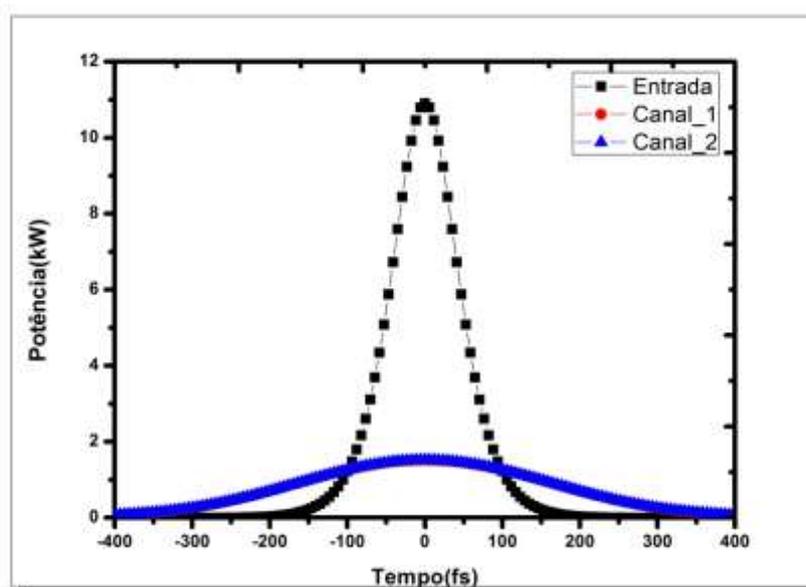


GRÁFICO 4.1. Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª ordem.

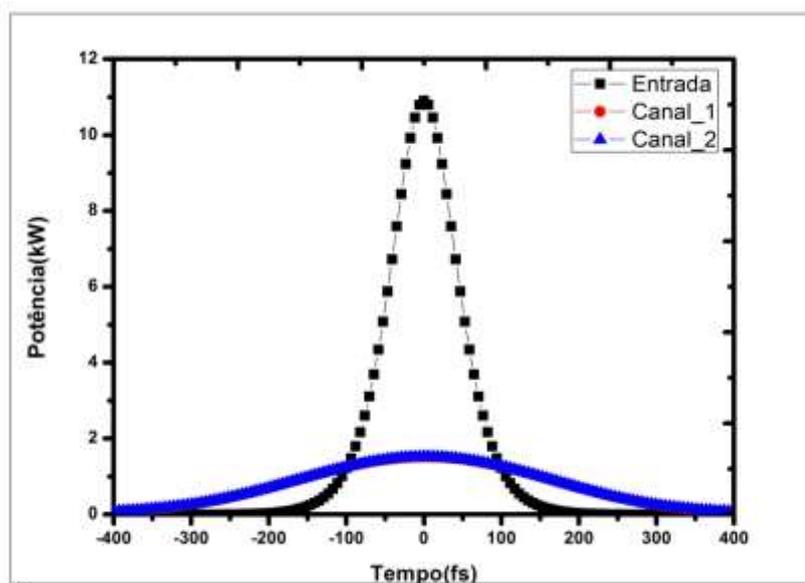


GRÁFICO 4.2. Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem.

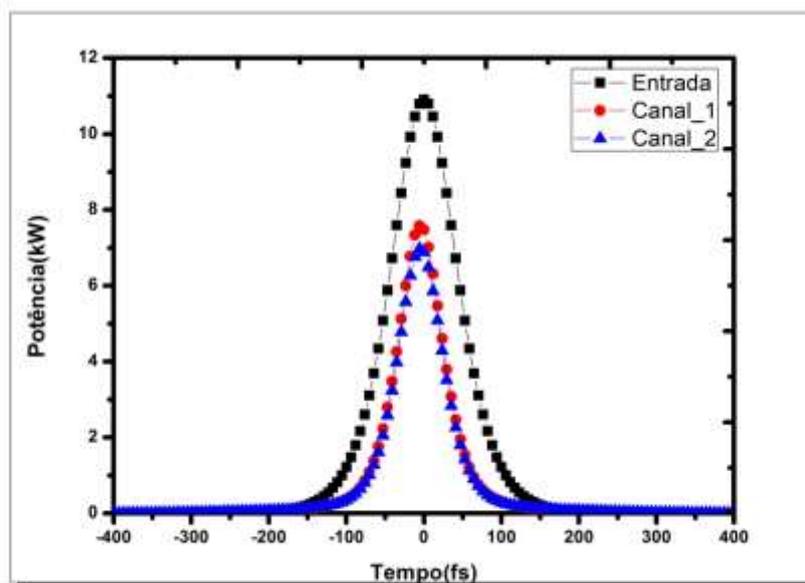


GRÁFICO 4.3. Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem e Auto Modulação de Fase (SPM).

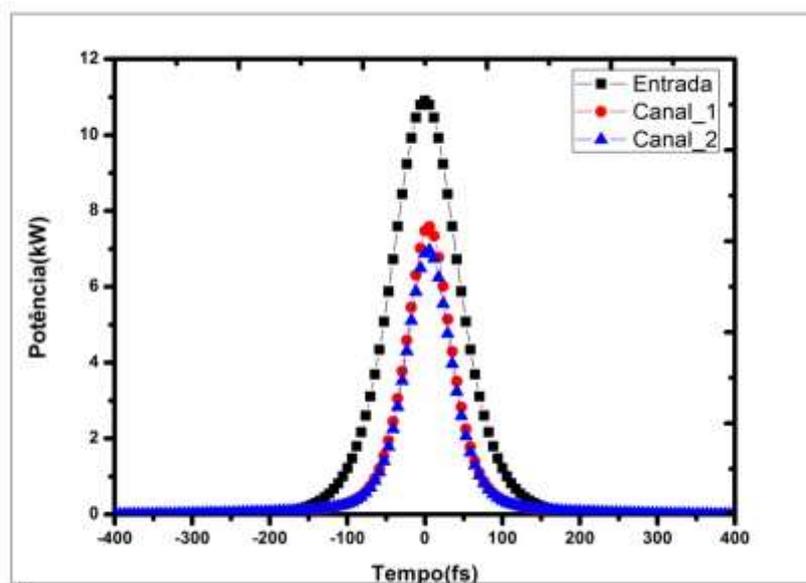


GRÁFICO 4.4. Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, Auto Modulação de Fase (SPM) e Auto Inclinação (SS).

Para a simulação destes gráficos utilizamos a ENLSG e a resolvemos utilizando o método Runge Kutta de 4ª Ordem para a solução de equações dos modos acoplados.

Para os próximos resultados mudamos o tamanho do acoplador e como queremos visualizar o comportamento do componente para uma maior ou menor potência de entrada (Influência dos Efeitos de Não-Linearidade) não precisamos de um comprimento de propagação tão alto. Dessa forma, utilizamos um acoplador com comprimento igual a dois comprimentos de acoplamento ($2 \times L_c = 2 \times 1,8 \text{ cm} = 3,6 \text{ cm}$).

Para calcular a transmissão dos pulsos vamos considerar que o pulso inicial tenha amplitude a_0 e as amplitudes dos pulsos no decorrer da propagação nos núcleos do acoplador sejam dados por a_1 e a_2 .

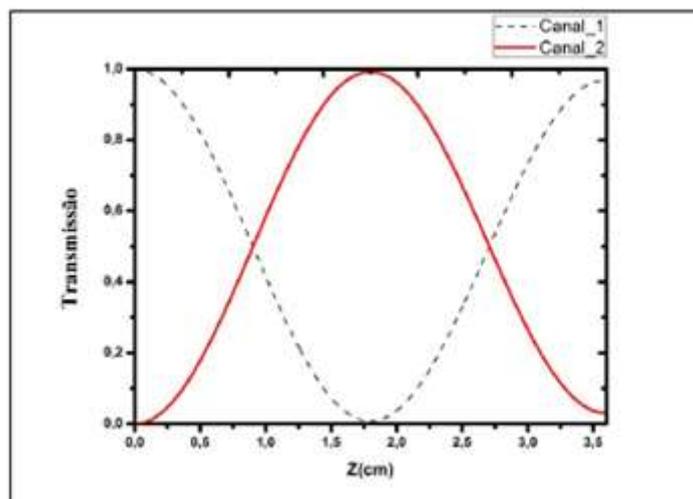


GRÁFICO 4.5. Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.

No Gráfico 4.5 temos o caso simulado anteriormente, que mostra uma propagação para uma potência de entrada 10 vezes menor que a potência crítica ($P_0 = P_c/10$).

Note que o acoplamento ocorre perfeitamente e que toda a energia do Canal 1 retorna ao Canal 1 depois de dois comprimentos de acoplamento. Nessa experimentação estamos investigando a energia em cada canal do acoplador e não as formas do pulso em cada saída do acoplador.

No Gráfico 4.5 mostramos o caso em que a potência de entrada é igual à potência crítica. Após o primeiro acoplamento ($z = 1,8$ cm) temos que a distribuição de 50% da energia incidente no Canal 1 e os outros 50% no Canal 2.

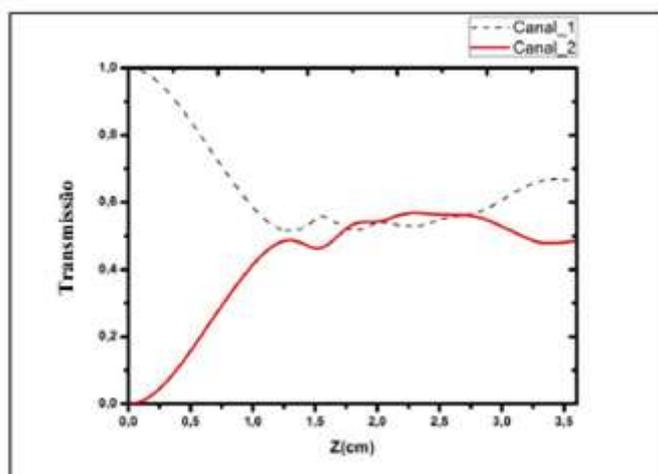


GRÁFICO 4.6. Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.

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

No Gráfico 4.7 mostramos o comportamento do acoplador com $P_0 = 1,5 \times P_c$ (potência de entrada maior do que a potência crítica) e vemos que a energia tende a permanecer no Canal 1. Existe também uma quebra de simetria entre os dois canais quando $z \approx 1,3$ cm, porém a energia é conservada. Acopladores que trabalham tanto com potências críticas, bem como com potências acima da crítica, trabalham em regime linear e podem ser úteis para a obtenção de portas lógicas em determinadas regiões do acoplamento.

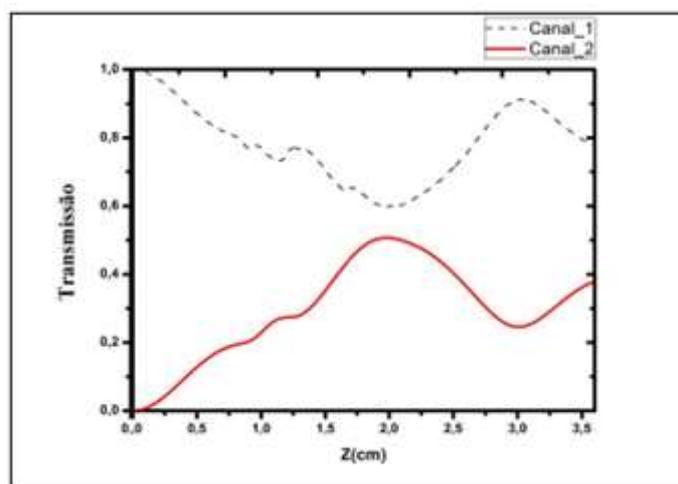


GRÁFICO 4.7. Curva de Transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.

4.3. Análise de Amplitude e Frequência de Modulação em Acopladores de Cristais Fotônicos

Ao iniciarmos a modulação da amplitude, primeiramente, em um acoplador duplo de uma fibra de cristal fotônico propagando não linearmente, inserimos a equação de variação do gama em função de Am com, inicialmente, um W fixo apresentada abaixo.

$$\gamma(z) = [1 + A \cos(wz)] \quad (4.3.1)$$

Após verificarmos o perfeito funcionamento do acoplador duplo em propagação, foi adicionado ao programa a equação acima, levando em consideração a amplitude como a Amplitude de Modulação.

Foram acrescentados os valores de Amplitude de Modulação 0,1 a 2,9 para uma melhor observação dos efeitos não-lineares em modulação. Observamos que houve a conservação de energia nas duas saídas do acoplador, e apresentamos abaixo os valores obtidos após a inserção da modulação.

Am	Pc	Ec
0,1	319.1892	5.3198
0,3	272.5385	4.5423
0,5	237.7853	3.9631
0,7	210.8929	3.5149
0,9	189.4653	3.1578
1,1	171.9904	2.8665
1,3	157.4667	2.6244
1,5	145.2050	2.4201
1,7	134.7149	2.2452
1,9	125.6384	2.0940
2,1	117.7077	1.9618
2,3	110.7188	1.8453
2,5	104.5133	1.7419
2,7	98.9665	1.6494
2,9	93.9788	1.5663

TABELA 4.3.1 - Valores da Potência Crítica e Energia Crítica variando com a modulação da amplitude.

No gráfico 4.8, observamos que a Potência Crítica do acoplador da fibra reduz com o aumento dos valores de Amplitude de Modulação, em uma relação expressada na equação 4.3.2. Este fato também ocorre com a Energia Crítica como podemos observar no gráfico 4.6, devido a relação física que torna Pc e Ec diretamente proporcionais.

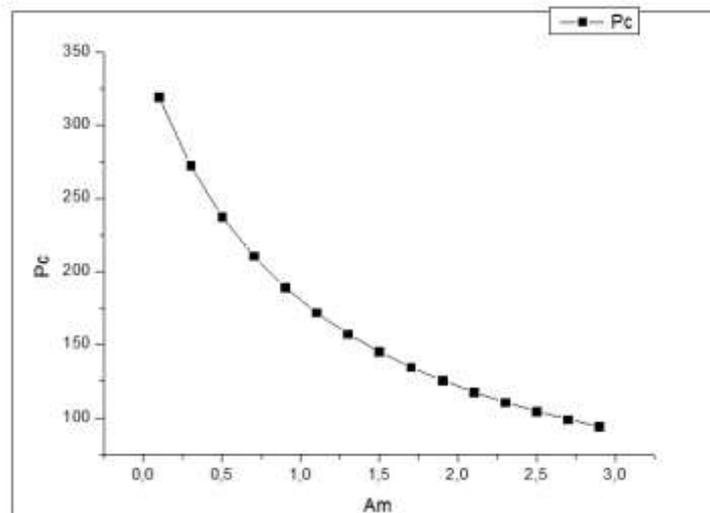


GRÁFICO 4.8 Potência crítica como uma função da amplitude de modulação A_m com ω fixo, obtida numericamente para o acoplador PMDF.

Acopladores de fibra óptica têm sido estudados para a sua utilização para todo tipo de processador para comutação óptica ultra-rápida e como interruptor óptico. Para encontrarmos os valores de energia crítica foi utilizada a equação abaixo em que se utiliza o índice de refração da não-linearidade:

$$E_c = \frac{\lambda}{n_2 L_c} = \frac{P_c}{A} = \frac{4k}{\gamma} \quad (4.3.2)$$

Onde P_c é a energia crítica, A é a área de modo eficaz, λ é o comprimento de onda da luz, n_2 é o índice de refração não linear, L_c é o comprimento do acoplador e γ é o parâmetro de não-linearidade que é inversamente proporcional a potência crítica.

Em um acoplador de dois núcleos de fibra não-linear, é essencial a energia E_c , tanto quanto 50% da luz que emerge do guia de ondas. Uma E_c acima desse valor tem a maior parte da luz emergindo fora da barra. Estudos anteriores de comutação soliton em fibras ópticas *dual core*, sem perda, têm mostrado excelentes características de comutação, com eficiência em torno de 96% para uma ampla gama de energias de entrada.

Portanto, as equações NLSE foram resolvidas para que as transmissões fossem obtidas com diferentes amplitudes $A_m = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ até 2,9.

No gráfico 4.6 temos a energia crítica do acoplador em função da amplitude de modulação e as frequências inicialmente com valores fixados. Pode-se mostrar que para

altas amplitudes de modulação, a energia crítica é quase constante. No entanto, para baixas modulações de amplitudes ($\omega < 5$) a energia crítica é bastante dependente da amplitude de modulação.

A curva da energia crítica obtido no Grafico 4.6 do procedimento analítico está em uma boa concordância com os resultados, onde a diminuição da energia crítica com o aumento da frequência de modulação.

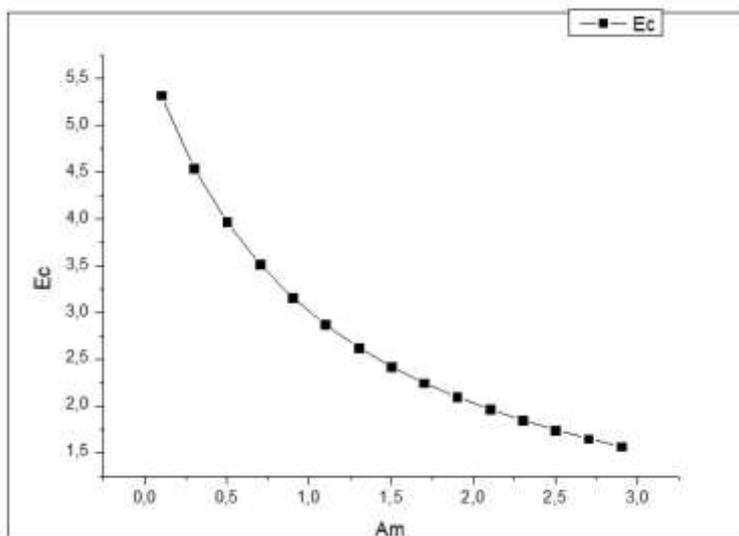


GRÁFICO 4.9 Energia crítica como uma função da amplitude de modulação A_m com ω fixo, obtida numericamente para o acoplador PMDF.

Também executamos o programa para encontrarmos o coeficiente de transmissão em função da potência, utilizando uma amplitude de modulação de valor fixo $A_m = 0,7$ e frequência fixa em $w = 1$.

A Figura 4.7 mostra as características de transmissão de um sóliton construído a partir de uma fibra de cristais fotônicos, em um acoplador PMDF com $A_m = 0,7$ (escolhido aleatoriamente) obtidos numericamente, onde foi considerada a frequência de modulação fixa com valor $\omega = 1$. A presença da modulação de dispersão conduz a fortes deformações do coeficiente de transmissão. Nas energias em torno de $1.318E_c$ e $2.183E_c$ a transmissão se aproxima de um para a solução analítica. A modulação da amplitude aumenta a energia crítica.

No gráfico 4.8 efetuamos a modulação da frequência para as transmissões emitidas com amplitudes de modulação fixadas nos valores 0.1, 0.3, 0.5 e 0.7, valores escolhidos aleatoriamente. Observamos uma parcela da energia crítica do acoplador, em

função da frequência de modulação e das amplitudes. Pode-se notar que para altas frequências de modulação, a energia crítica vai aumentando e se mostra bastante dependente da amplitude de modulação, pois quanto maior o valor de A_m menor será sua energia crítica. No entanto, para baixas frequências de modulação ($W_m < 5$) a energia crítica é quase constante. Pode-se observar com o aumento da amplitude de modulação tem-se a diminuição da energia crítica.

Um comportamento semelhante ocorreu quando geramos o gráfico da potência crítica em função dos mesmos valores de amplitude e frequência de modulação. Com o aumento da amplitude de modulação tem-se a diminuição da potência crítica a medida que W_m aumenta.

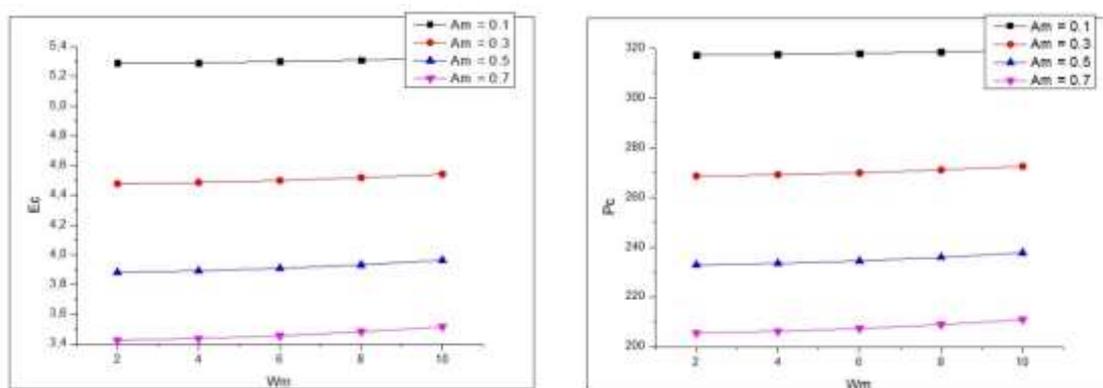


GRÁFICO 4.10 Energia e Potência crítica em função da frequência de modulação W_m obtido para o acoplador duplo.

Podemos observar no gráfico 4.9 que a variação da frequência de modulação com os valores de Energia de Saída no canal 1 (E_{s1}) em razão da Energia de Entrada (E_1) tende a diminuir a medida que W_m aumenta, bem como, quando os valores da amplitude de modulação aumentam também.

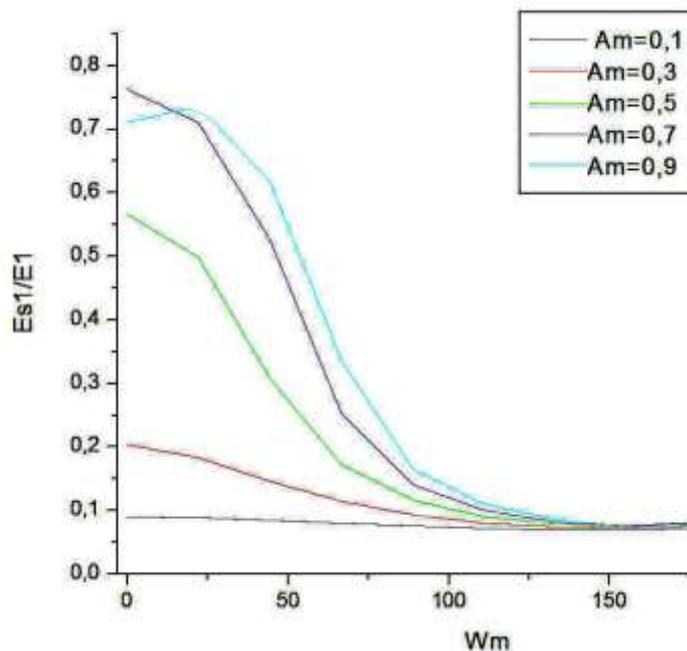


GRÁFICO 4.11 Energia de saída em razão pela de Entrada em função da frequência de modulação ω_m obtido numericamente para o acoplador PMDF em diferentes amplitudes moduladas fixadas ($A_m = 0,1$ até $0,9$).

Pode-se notar que em alta frequências de modulação, a energia tende a ser constante. No entanto, para baixo frequências de modulação a razão das energias é bastante dependente da amplitude de modulação. A conservação da energia de todos os acopladores em função das frequências de modulação foram alcançadas.

Nos gráficos abaixo, de 4.10 a 4.14 obtemos a forma do pulso em um acoplador duplo, após a aplicação das amplitudes de modulação com valores respectivos de 0,1, 0,3, 0,5, 0,7 e 0,9.

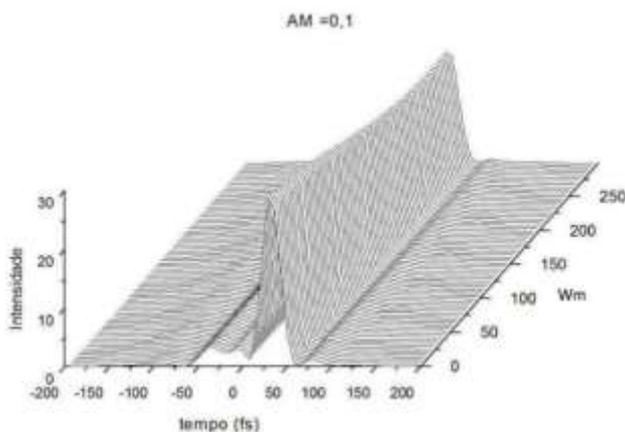


GRÁFICO 4.12 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação 0,1.

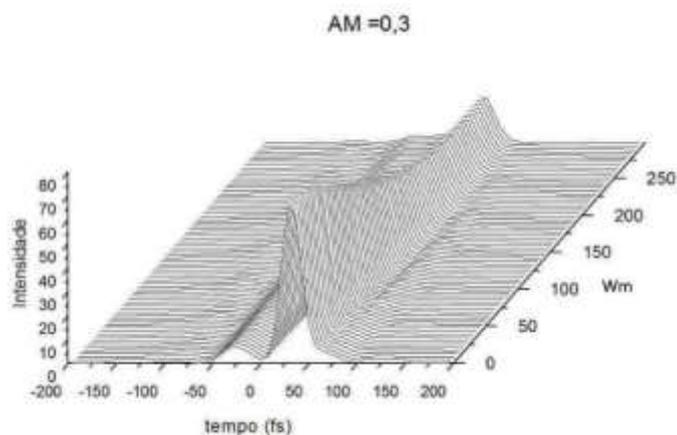


GRÁFICO 4.13 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação 0,3.

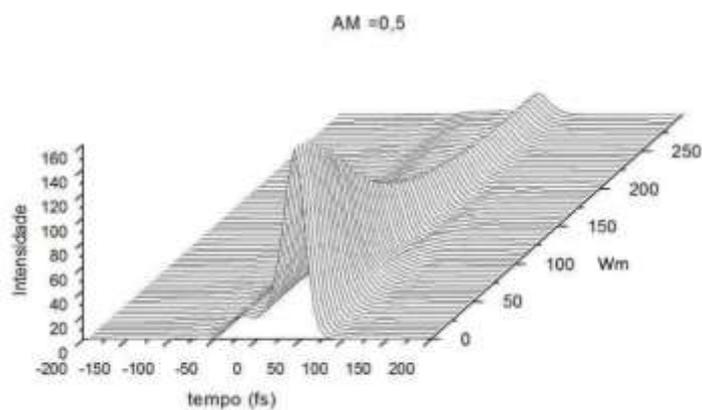


GRÁFICO 4.14 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação 0,5.

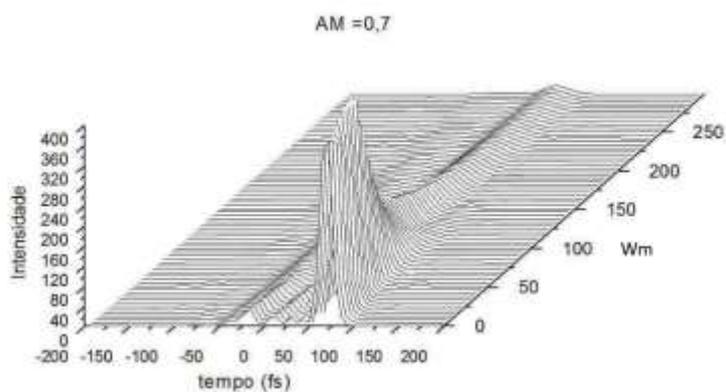


GRÁFICO 4.15 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação 0,7.

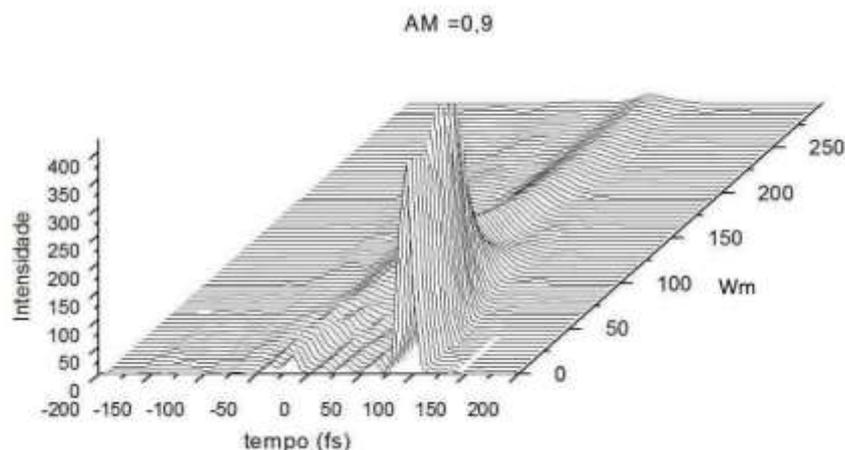


GRÁFICO 4.16 Forma do Pulso decodificado em relação as interferências causadas pela variação do gama no acoplador duplo com Amplitude de modulação 0,9.

Podemos observar que a medida que aumentamos os valores de A_m ocorre a variação do gama em estudo e assim teremos diferentes formas de compressão do pulso na fibra a cada 100fs, o que nos comprova a real interferência da modulação da frequência no pulso de um acoplador duplo de uma fibra de cristais fotônicos.

Mostramos a potência normalizada do sinal na saída dos dois canais do acoplador para diferentes comprimentos do dispositivo até o limite trabalhado nesta análise (1,8 cm ou 3,6 cm).

Nas tabelas abaixo obtemos diferentes larguras do pulso a medida que aumentamos A_m com W fixados em valores constantes de 50 e 100 escolhidos aleatoriamente para observação.

Am	W	LP
0.1	50	0,02085
0.3	50	0,02117
0.5	50	2,94859
0.7	50	0,03158
0.9	50	0,031
Am	W	LP
0.1	100	0,02368
0.3	100	0,02824
0.5	100	0,0325
0.7	100	0,0126
0.9	100	0,01098

TABELA 4.3.2 - Valores da Amplitude e Frequência encontradas após a simulação com larguras de pulso iguais a 50 e 100.

Nos gráficos 4.15 e 4.16 temos a largura do pulso com amplitude de variação variando de 0,1 a 0,9 com frequências fixas nos valores de 50 e 100. Observamos que para altas frequências a largura do pulso mantém-se quase constante.

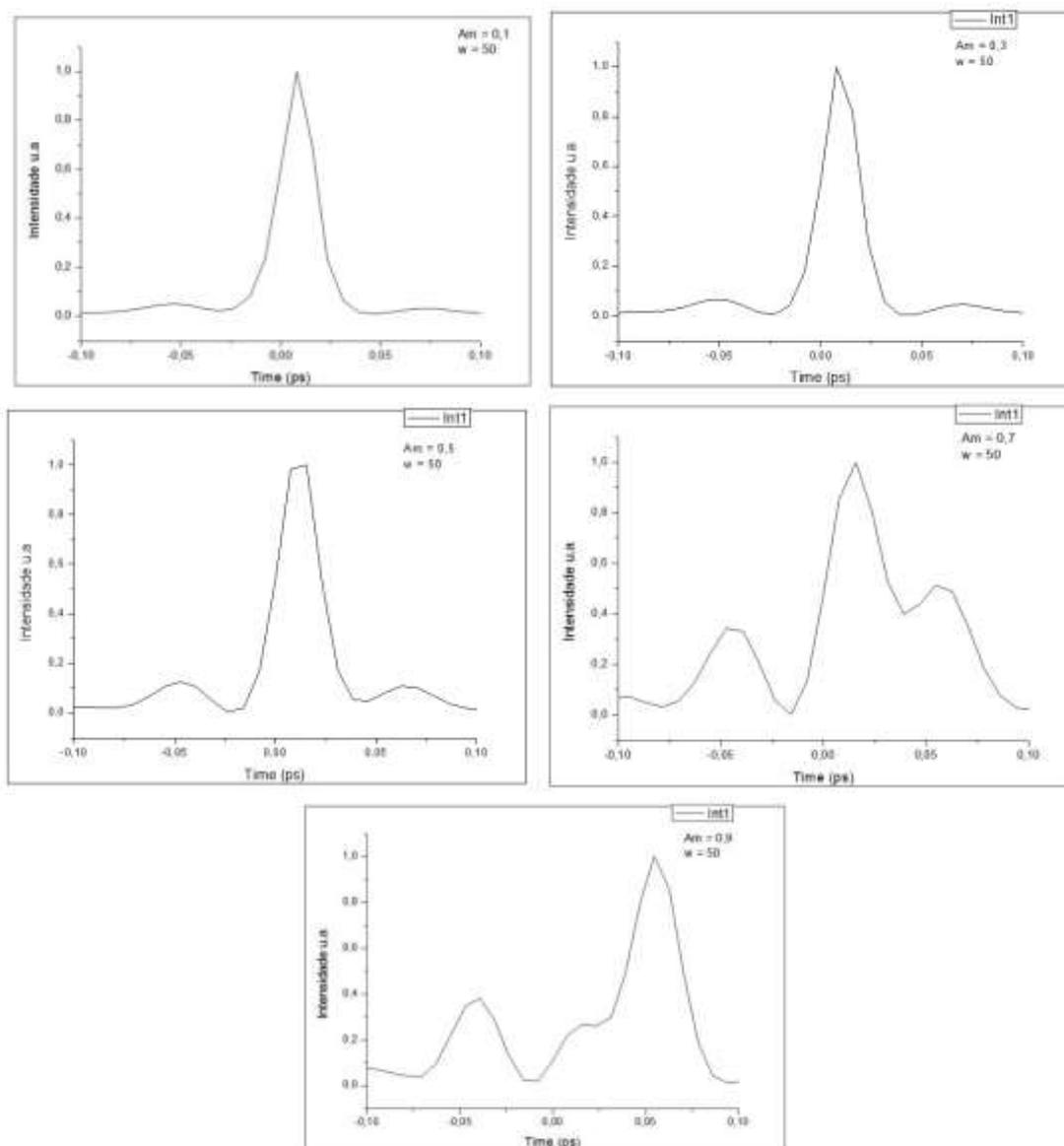


GRÁFICO 4.17 Larguras do Pulso para $W = 50$ e Amplitude de modulação variando de 0,1 a 0,9.

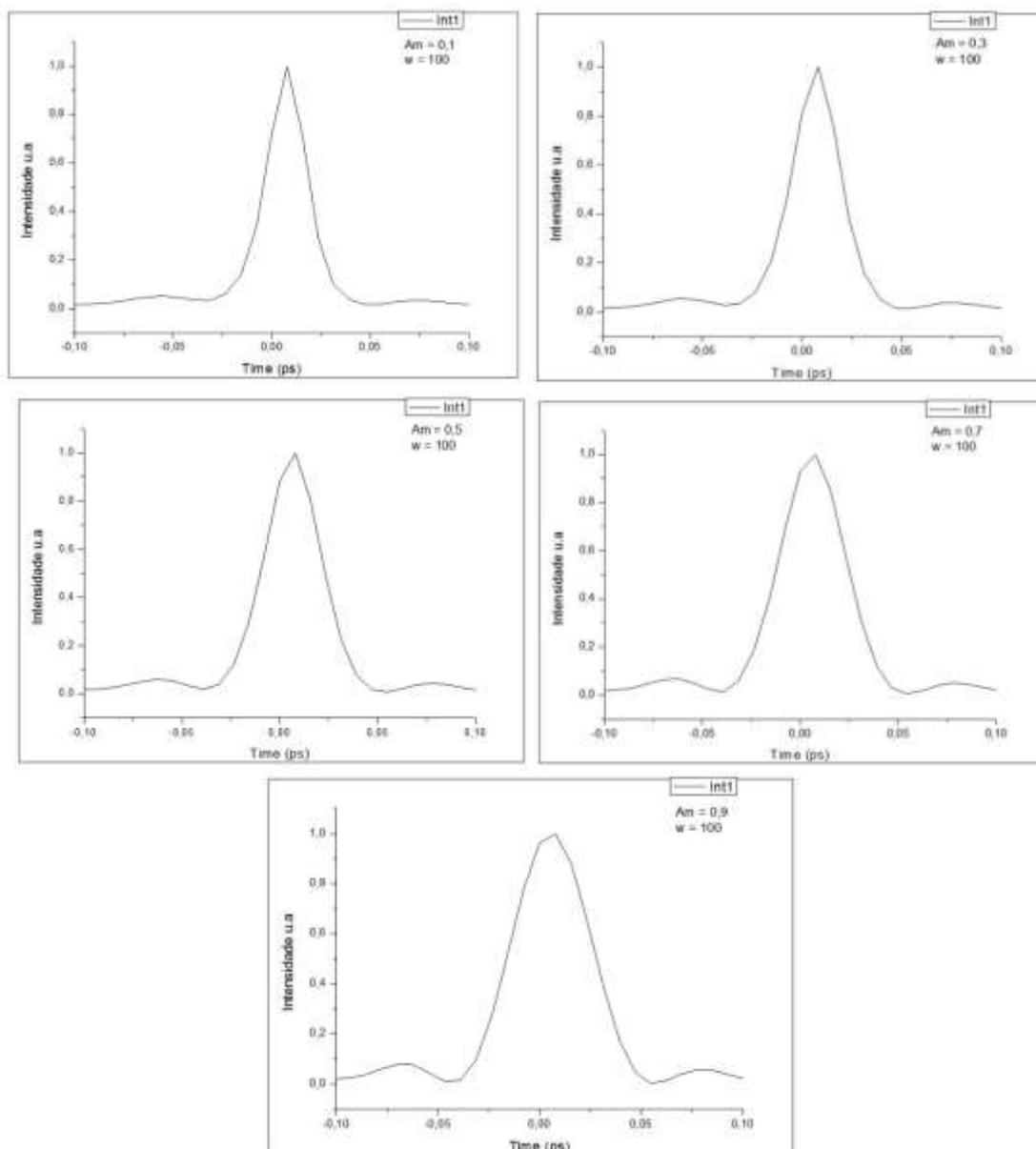


GRÁFICO 4.18 Larguras do Pulso para $W = 100$ e Amplitude de modulação variando de 0,1 a 0,9.

Poremos observar no gráfico 4.19 que a curva de transmissão como uma função da frequência de modulação, para modulação de várias amplitudes A . As equações acopladas que descrevem a dinâmica do aparelho foram resolvidas numericamente utilizando um pulso de secantes hiperbólicas 100fs largura temporais durante cinco amplitudes de modulação diferentes.

Uma conclusão é que com o aumento da amplitude de modulação para a eficiência de transmissão de alta frequência é reduzida. No entanto, para baixas frequências de modulação ($\omega < 125$) a eficiência de transmissão depende fortemente da modulação de amplitude. Para $\omega = 25$, a variação da energia transmitida 0,06-0,68 quando as mudanças de amplitude de modulação 0,1-0,9 respectivamente.

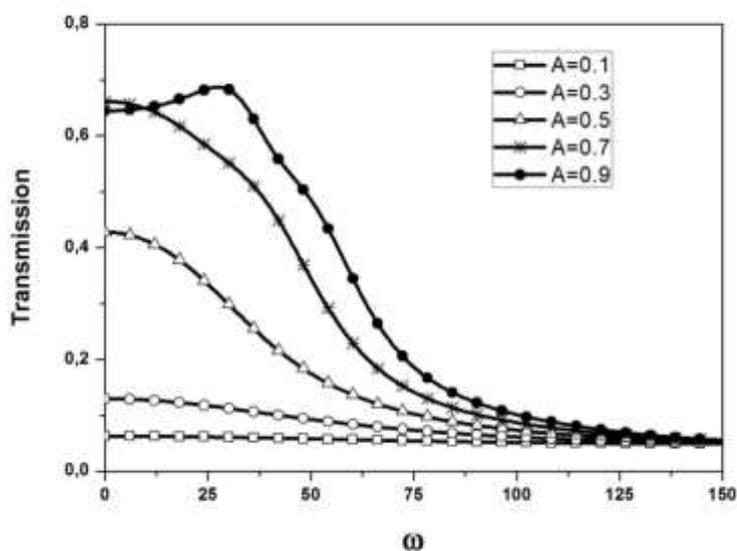


GRÁFICO 4.19 Curva de Transmissão em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_C$.

No gráfico 4.20 simulamos para 5 valores de Amplitude as frequências de modulação em estudo e obtemos uma curva crescente na transmissão na proporção que a amplitude vai aumentando seus valores.

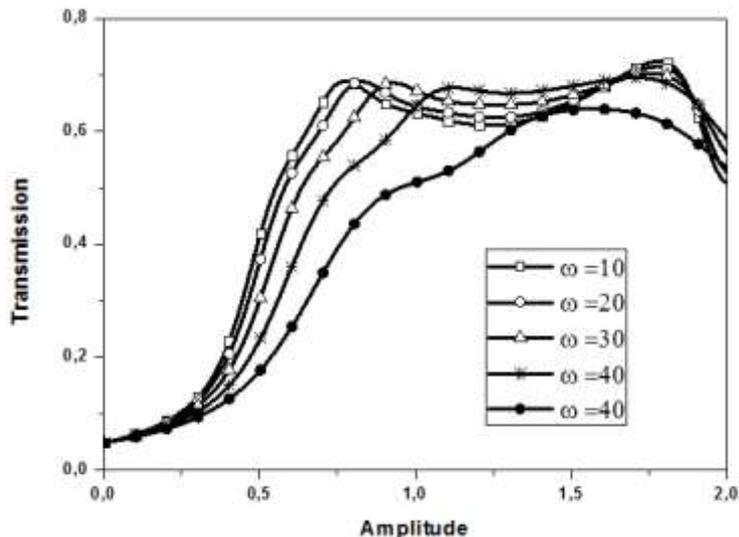


GRÁFICO 4.20 Curva de Transmissão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.

Ao executar a curva de transmissão em função da potência, foi obtido o gráfico 4.21, aonde é perceptível um considerável aumento da transmissão com o aumento dos valores da potência na fibra modulada.

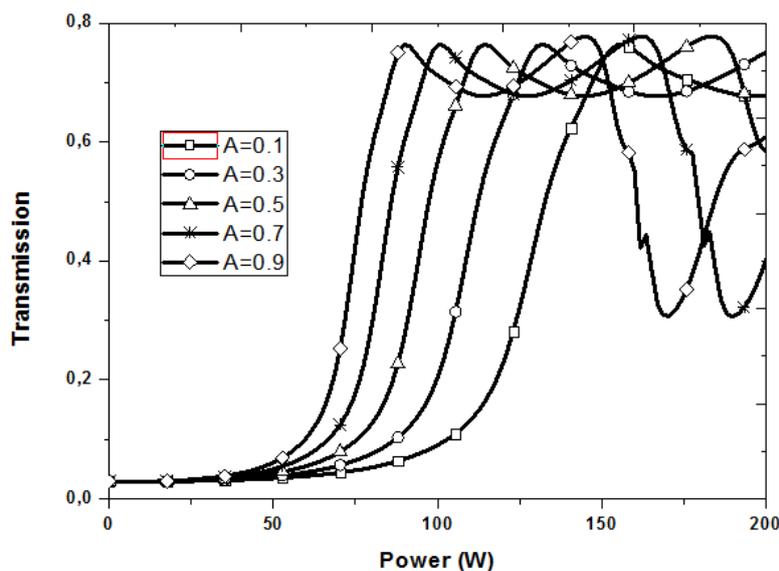


GRÁFICO 4.21 Curva de Transmissão em função da potência para vários valores de amplitude de modulação.

A taxa de extinção representada no gráfico da variação XRatio que apresentamos no gráfico 4.22 a seguir, varia com ω de 0 a 150, e podemos observar seus efeitos nas amplitudes de valores 0,1 a 0,9. Observamos a proporção de curvas de extinção que para $\omega < 125$ frequências Xratio depende modulação de amplitude não linearmente, de modo que para $\omega = 25$ para Xratio mudanças de -1,55 dB e 3,13 dB quando as mudanças de modulação de amplitude de 0,1 a 0,9, respectivamente

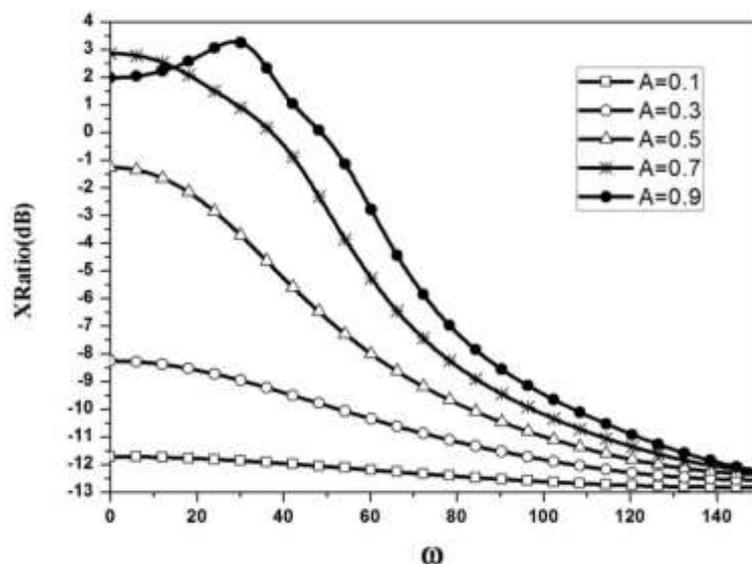


GRÁFICO 4.22 Extinction ratio (channel 2) as a function of modulation frequency for various values of amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_c$

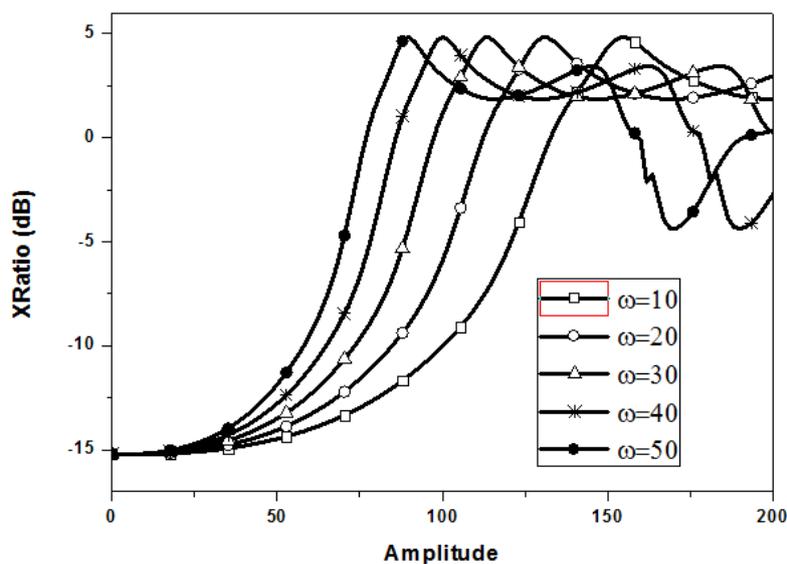


GRÁFICO 4.23 Medida do fator de compressão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.

Essa taxa determina a energia no canal 2 dividida pela energia no canal 1 do acoplador. Quando aumentamos a potência percebemos que a taxa de extinção fica negativa, ou seja, a energia com o aumento da potência passa do canal 1 para o canal 2, que temos no gráfico 4.24.

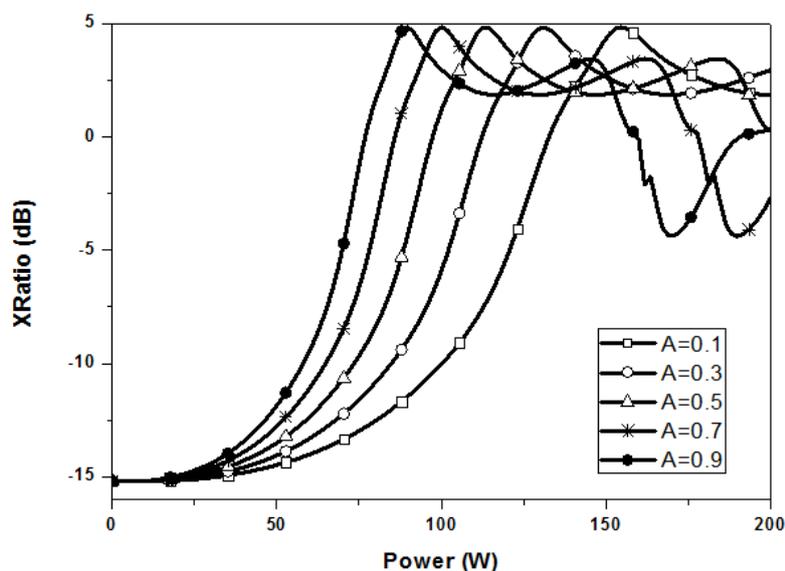


GRÁFICO 4.24 Medida do fator de compressão em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.

O gráfico 4.25 do nível Crosstalk mediu a taxa de energia indesejada transmitida no canal 1 (já que consideramos o canal 2 medidas de referência para a mudança). O Xtalk deve ser menos para que possamos ter uma potência máxima de transmissão no canal de referência.

O gráfico 4.25 mostra que, para baixas frequências do Xtalk modulação tende a diminuir durante a várias amplitudes A. Quando $\omega = 29,6$ e $A = 0,9$, o Xtalk apresenta um valor mais baixo, cerca de -4,93 dB. Para altas frequências a Xtalk tende a aumentar significativamente, de modo que para $\omega > 125$ Xtalk basicamente não dependem da modulação de amplitude , saturando em torno de -0,11 dB.

No gráfico 4.26 podemos observar que quando a potência é muito pequena o Xtalk tende a ser muito negativo. Assim, em baixas potências temos toda a energia no canal 2.

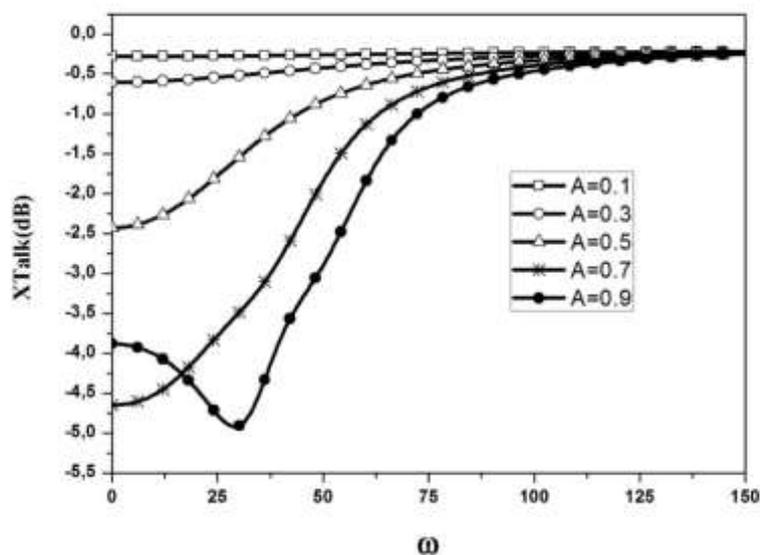


GRÁFICO 4.25 Nível Xtalk em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude. $P_o = 100W$, $L = 2L_C$

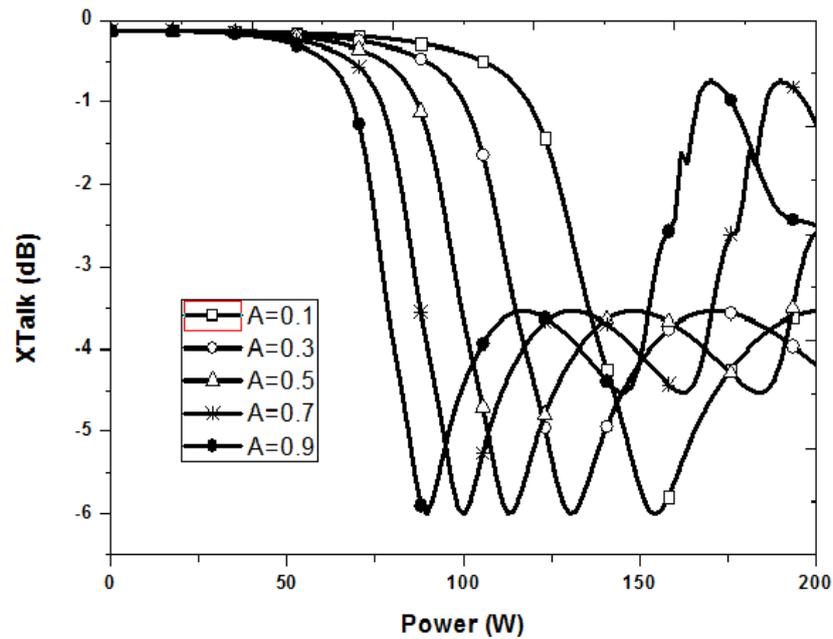


GRÁFICO 4.26 Nível Xtalk em função da frequência da potência para vários valores de amplitude de modulação.

Em baixas potências temos a energia toda no canal que temos como referência, que é o canal 2. Mas ao aumentarmos a potência, em todos os casos, a energia tende a ser chaveada para um guia que não temos como referência.

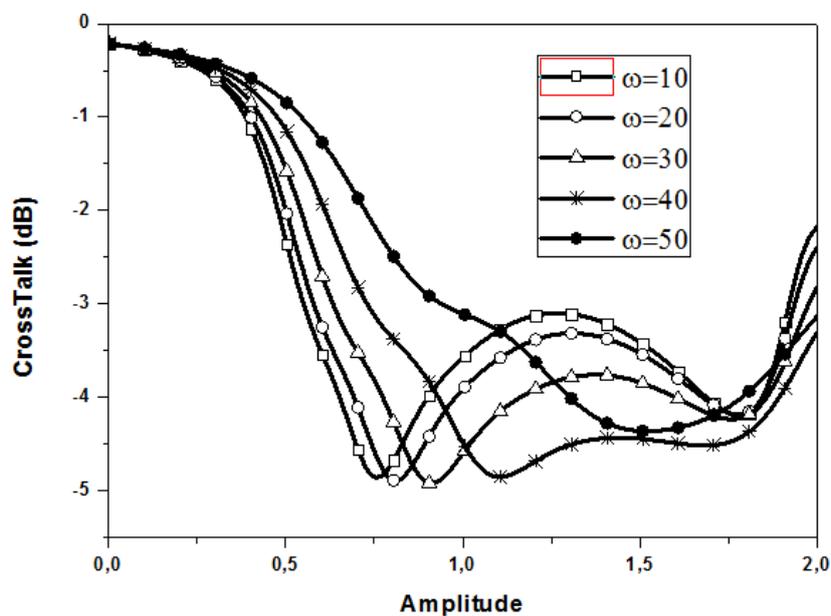


GRÁFICO 4.27 Nível Xtalk em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.

O fator de compressão é apresentado no gráfico 4.28 a seguir, variando com a frequência para vários valores da amplitude de modulação.

O perfil do mater pulso estendido em todos os casos de modulação de amplitude . As mudanças do fator de compressão e 3,94-2,4 quando a mudança amplitudes de modulação 0,9 , respectivamente , o pulso mostra menos extensa a maior modulação de amplitude .

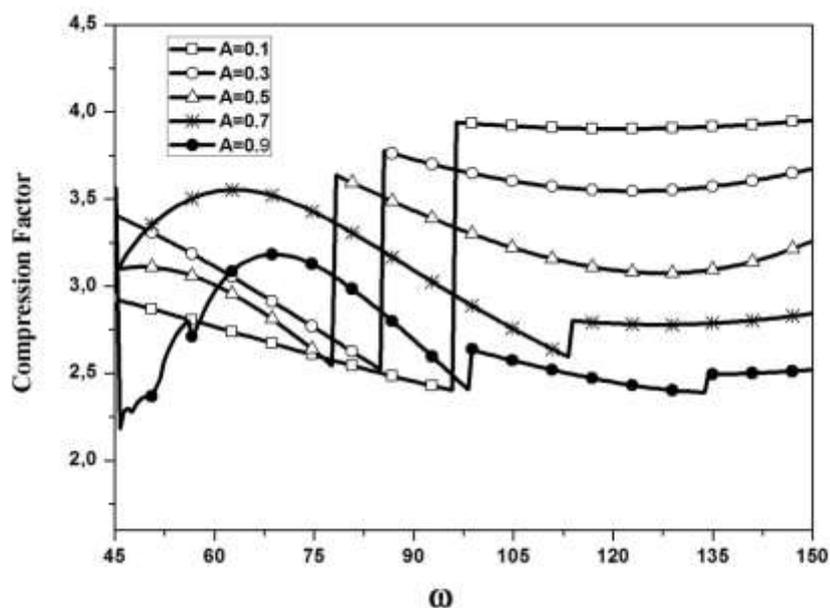


GRÁFICO 4.28 Medida do fator de compressão em função da frequência de modulação para vários valores de amplitude.

Como nosso estudo gira em torno do parâmetro da não-linearidade (γ) é de grande importância apresentar os gráficos 4.29 e 4.30 a seguir, que apresentam a variação do gama em função da frequência para vários valores de amplitude de modulação inicialmente e variação do gama em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação, respectivamente.

Um resultado interessante pode ser visto no gráfico 4.29, mostra o comportamento de não linearidade em função do parâmetro de modulação de frequência considerando várias amplitudes. A não linearidade varia periodicamente , em função da frequência de modulação . Quando $\omega = 43,7$ e $\omega = 131$ é o parâmetro de não-linearidade é a mesma para todos os casos considerados amplitudes . Isso otimiza o componente já que podemos usar um valor linearidade independente de modulação de amplitude e isso é observado em baixas e altas frequências.

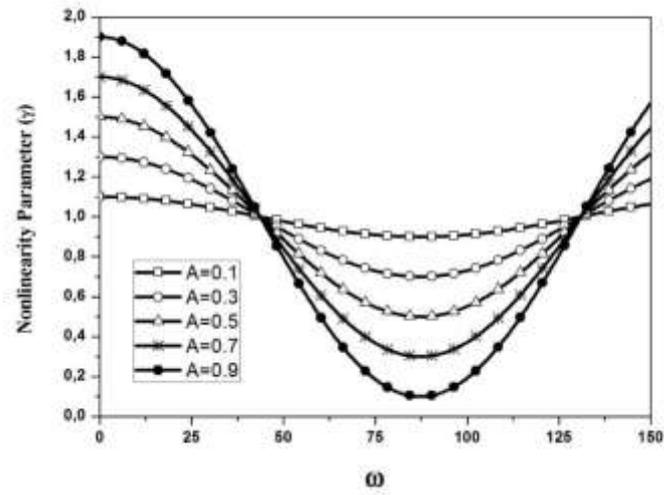


Gráfico 4.29 Parâmetro da não-linearidade em função da frequência para vários valores de amplitude de modulação.

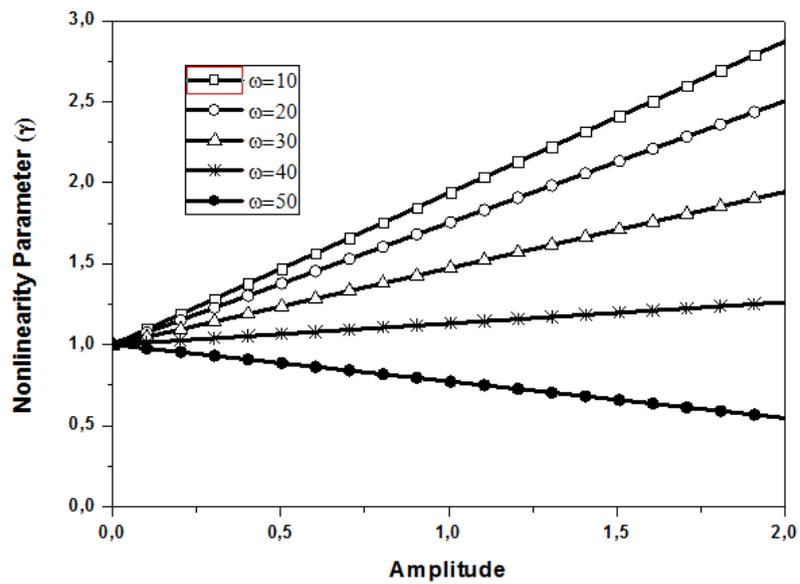


GRÁFICO 4.30 Parâmetro da não-linearidade em função da amplitude para vários valores de frequência de modulação.

6. CONCLUSÕES

Na primeira análise foi avaliada a importância dos efeitos de dispersão e não linearidade de altas ordens existentes para propagação de pulsos ultracurtos (100 fs). Para o acoplador descrito em questão vale ressaltar que o mesmo tem uma boa característica para operar em modo linear já que a sua potência crítica é alta.

Observou-se que para baixa modulação de amplitude, o aumento de potência crítica levam a um aumento da energia crítica e diminuição da eficiência de transmissão.

Uma análise do canal de referência (canal 2), conclui-se que a baixas frequências de modulação ocorre um aumento na potência de comutação aumentando a eficiência da transmissão. Para alta modulação frequências a eficiência energética transmitida perde . Os pulsos de comutação são mais fortes para a baixa frequência e alta amplitude de modulação. Observou-se também que o aumento de energia indesejados de alta frequência, para reduzir a medida da modulação de amplitude .

Ao obtermos os gráficos de Crosstalk e taxa de extinção observou-se que a medida que a potência vai aumentando a taxa de extinção vai diminuindo e o crosstalk aumenta, assim a energia acaba sendo chaveada no 2º guia que é o nosso guia de referência no acoplador. Assim, tal experimento nos mostra que o desempenho de um acoplador direccional não linear construido em nao linearidade e periodicamente modulado em fibras de cristais fotônicos faz com que o acoplador esteja suscetível a fortes variações na eficiência de transmissão.

7. PERSPECTIVAS

O estudo oferece possibilidades de conseguir a alta eficiência de transmissão em comutação ultra-rápida de processamento de sinal totalmente óptica, especialmente para os switches ópticos e transistores ópticos.

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

- encontrar o fator de compressão e as taxas X_{talk} e X_{ratio} em função da modulação de amplitude e frequência, razão das energias de entrada e energia crítica;
- gerar gráfico da intensidade do pulso e da energia para avaliar o desempenho da fibra, referente ao características do fator decompressão, de nível X_{talk} , nível X_{ratio} , energia crítica e transmissão quando comparado como padrão de acoplamento duplo.
- Efetuar a modulação de amplitude e de frequência em um acoplador triplo gerando os gráficos necessários para o estudo dos seus efeitos por completo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Poli, F., Cucinotta, A., Selleri, S. *Photonic Crystal Fibers*, Springer, 2007.
- [2] R. V. B. dos Santos Filho. *Análise de Sistemas CDMA Ópticos*, São Carlos, 2006. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2006.
- [3] P. R. Prucnal. *Optical Code Division Multiple Access – Fundamentals and Applications*. CRC Press Taylor & Francis. 2006.
- [4] PehChiongTeh, Periklis Petropoulos, Morten Ibsen, David J. Richardson. A Comparative Study of the Performance of Seven and 63-Chip Optical Code-Division Multiple-Access Encoders and Decoders Based on Superstructured Fiber Bragg Gratings, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, 9, setembro 2001.
- [5] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (Academic Press, San Diego, CA, 1991), Chap. 2.
- [6] J. S. Lee; L. E. Miller. *CDMA Systems Engineering Handbook*. Artech House, 1998.
- [7] Poli, F., Cucinotta, A., Selleri, S. *Photonic Crystal Fibers*, Springer, 2007.
- [8] J. C. Knight, “Photonic crystal fibres”, *Nature*, vol. 424, pp. 847-851, Aug. 2003.
- [9] P. St. J. Russell and R. Dettmer, “A neat idea [photonic crystal fibre]” *IEE Review*, vol. 47, pp. 19–23, Sept. 2001.
- [10] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, “Puresilica single-mode fibre with hexagonal photonic crystal cladding” in *Proc. Optical Fiber Communications Conference OFC 1996*, San Jose, California, USA, Feb. 25 – Mar. 1, 1996.

- [11] Yeh, P., A. Yariv, E. Marom. 1978. Theory of Bragg Fiber” J. Opt. Soc. Am. 68:1196-1201.
- [12] Knight, J. C., J. Broeng, T. A. Birks, P. Dt. J. Russel. 1998. “Photonic Band Gap guidance in Optical Fibers.” Science 282:1476-1478.
- [13] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N.Winn, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Princeton University Press, Princeton, NJ, 1995.
- [14] M. Liu, K.S. Chiang, ApplPhys B. **815**, 98 (2010).
- [15] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, Academic Press, San Diego, 1989.
- [16] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A .C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra. Opt. Commun. 276, 107 – 115 (2007).
- [17] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra, Opt. Commun.262 (1), 32-37 (2006).
- [18] F. Benabid, “Hollow-core photonic bandgapfibre: new light guidance for new science and technology,” Philos Transact A Math PhysEngSci 364(1849), 3439–3462 (2006).
- [19] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” Science 299(5605), 358–362 (2003).
- [20] Govind P. Agrawal. Applications of Nonlinear Fiber Optics.Academic Press 2001.
- [21] Kashyap, R. 1999. Fibre Bragg Gratings.London: Academic Press.
- [22] K.O. Hill *et al.*, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication”, *Applied Physics Letters*, V. 32, pp. 647 – 649, 1978.
- [23] M. E. Marhic, “Coherent optical CDMA networks,” *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 854–863, June 1993.

- [24] M. Liu, K.S. Chiang, *ApplPhys B.* **815**, 98 (2010).
- [25] In Sarwate, D. V. e Pursley, M. B., "Crosscorrelation Properties of Pseudorandom and Related Sequences", *Proceedings of the IEEE*, Maio de 1980, pp. 593-619.
- [26] G. F. Guimarães. ANÁLISE DE DESEMPENHO DE SISTEMA MODULADO PPM/PAM OPERANDO COM CODIFICAÇÃO OCDMA E CÓDIGOS GOLD SOB EFEITOS ÓPTICOS NÃO-LINEARES. Tese de Doutorado. Programa de Pós Graduação em Engenharia de Teleinformática da UFC (2011).
- [27] A.F.G.F. Filho, M.V.P. Lopes, T.S.M. Fernandes, A.S.B. Sombra. Sensor Óptico para Medidas de Altas Correntes em Geração e Transmissão Elétricas. Proc. do VI Congresso de Inovação Tecnológica em Energia Elétrica (CITENEL), ANAEEL, 17 a 19 de agosto, Fortaleza-CE (2011).
- [28] Wilton Bezerra de Fraga. Análise Numérica da Estabilidade de Sólitons Ópticos Espaço-Temporais (2+1) em um Guia Planar com Não Linearidade Cúbico-Quíntica e Efeito da Relaxação Temporal em Acoplador Direcional Duplo Assimétrico para Obtenção de Funções Lógicas. Universidade Federal do Ceará, Programa de Pós Graduação em Engenharia de Teleinformática. (Março de 2010)
- [29] K.S. Chiang, *Opt. Soc. Am. B* 14, 1437, 1997.
- [30] M.G. da Silva, A.M. Bastos, C.S. Sobrinho, E.F. de Almeida, A.S.B. Sombra. Analytical and numerical studies of the nonlinear directional fiber coupler with periodically modulated dispersion, 2005.
- [31] J. W. M. Menezes. J. R. R. Sousa. W. B. Fraga. V. C. M. Lopes · F. T. Lima · C. S. Sobrinho · S. B. Sombra. Spatiotemporal optical solitons in planar waveguide with periodically modulated cubic-quintic nonlinearity, 2011.

ANEXOS

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

A.1. Método Split Step Fourier

Soluções numéricas de propagação de pulsos em meios dispersivos e não-lineares podem ser obtidas através do método split-step, onde parte do cálculo é efetuado com auxílio da Transformada Rápida de Fourier FFT [14]. Os efeitos dispersivos são calculados no domínio das frequências, por outro lado os efeitos não-lineares no domínio temporal. Para obter o cálculo numérico exato, devemos multiplicar os resultados obtidos nos dois domínios. A equação de propagação de um campo $A(z, T)$ em um meio dispersivo e não linear é[33]:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Esta equação é básica do split-step, onde primeiro atua o operador \hat{N} , e logo depois o operador \hat{D} , independente um do outro.

Pela a Equação 7 o erro é da ordem de h^2 , que é a precisão do método, onde o operador erro é:

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

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

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

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

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

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

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

onde F^{-1} é a transformada inversa de Fourier. A Equação (12) é a base para a estrutura de um algoritmo computacional, onde inicialmente se aplica a não-linearidade, depois calcula-se a transformada de Fourier, em seguida se aplica a dispersão no espaço recíproco e por último retornamos ao espaço temporal através da transformada inversa de Fourier. O resultado desse procedimento é uma propagação do pulso para um dado

comprimento h . Note que utilizamos aqui somente o fator de dispersão de 2ª ordem e SPM. Basta utilizar o mesmo cálculo para mostrar como é o comportamento dos fatores de dispersão de 3ª ordem, dispersão de 4ª ordem, SS e RA para o método split-step.

A.2. Método de RungeKutta

Os métodos de Runge (Carl D. T. Runge) e Kutta (Martin W. Kutta) [34] são dos mais antigos já utilizados para solucionar equações diferenciais. Todas as fórmulas do método são destinadas à resolução de

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

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

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

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

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

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

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

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

ANEXO B: Trabalhos resultantes desta dissertação e durante o Mestrado

- MODULAÇÃO DA AMPLITUDE NO ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO LINEAR EM PROPAGAÇÃO DE FIBRA DE CRISTAIS FOTÔNICOS

A.G.L.S.O. Mendes, G.S. Batista, C.S. Sobrinho, A.S.B. Sombra

XXXI Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste, Campina Grande - PB, 2013

- ESTUDO DO DESEMPENHO DO ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO LINEAR DUPLO ASSIMÉTRICO DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

G.S. Batista, A.G.L.S.O. Mendes, A.S.B. Sombra

XXXI Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste, Campina Grande - PB, 2013

- ANÁLISE DO ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO LINEAR DUPLO ASSIMÉTRICO DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

Graciliano S. Batista, Ana G.L.S.O. Mendes, Antonio. F. G.F. Filho, Antonio S. B.

Sombra - 31o Simpósio Brasileiro de Telecomunicações