



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

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.

FORTALEZA
2010

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.

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

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

FORTALEZA
2010

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.

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

Aprovada em ___/___/_____

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Dr. Evandro Conforti
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP

Prof. Dr. Elnatan Chagas Ferreira
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP

Prof. Dr. Joao Cesar Moura Mota
Universidade Federal do Ceará - UFC

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

Prof. Dr. Giovanni Cordeiro Barroso (PPGETI/UFC)
Universidade Federal do Ceará - UFC

Dedico este trabalho a meus filhos Otoniel e Amana, a meus pais Wilton Fraga e Lélia, meus irmãos Welton e Leliane, e a minha esposa Rosiane.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus.

A minha Mamãe Lélia e meu Papai Wilton por todos os ensinamentos, suporte financeiro, compreensão, atenção e principalmente pelo apoio incondicional até mesmo quando eu acreditava estar correto.

A minha esposa Rosiane, pela compreensão, carinho, cuidado e paciência.

A meus filhos Otoniel e Amana, por me ensinarem o valor das coisas.

Aos meus irmãos Welton e Leliane, pela certeza do apoio incondicional e pelos momentos maravilhosos que sempre vivemos juntos.

A minha sogra Rosa, pela calma, confiança e paciência.

A minha avó Carlinda e minhas tias, pela atenção, colaboração e respeito.

A todos meus amigos do IFPI - Parnaíba, pelo incentivo e confiança.

Aos meus amigos de graduação Célio, Tiago, Antonio Filho, Rildo, Rose e Olavo, pela cumplicidade, amizade e por fazerem parte da minha vida.

Aos meus amigos Gigliane, Célio, Tiago, Izaque, e Olavo pelo aprendizado recíproco, paciência, cumplicidade e excelentes momentos de alegria.

Aos meus amigos Wally, Tiago Lima, Glendo, Antonio Filho, Cícero, Alisson, dentre outros, pela sempre disponibilidade para ajudar.

Sinceros agradecimentos a todos os meus amigos do grupo de ótica não-linear do qual participo.

Um agradecimento especial ao professor e orientador Antônio Sergio Bezerra Sombra, por ter me aceito como seu aluno, pelas idéias e ajuda na elaboração do projeto, sua dedicação e acompanhamento durante as etapas de desenvolvimento da dissertação.

Aos professores da pós-graduação da Engenharia de Teleinformática da UFC por todos os ensinamentos.

Agradeço também aos demais colegas da pós-graduação.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

"Mil vezes a dor do erro que a angustia da dúvida."
Wilton Fraga.

RESUMO

Neste trabalho, nós apresentamos uma análise numérica da estabilidade de sólitons bala (2+1), ou sólitons espaço-temporais (2+1), em um guia planar com não linearidade cúbico-quíntica. Os sólitons espaço-temporais são o resultado do balanço entre os parâmetros não linear, de dispersão (comprimento de dispersão L_D) e comprimento de difração L_d) com autofocalização temporal e espacial respectivamente. Com o objetivo de garantir a estabilidade e prevenir o colapso ou espalhamento do pulso, neste estudo nós exploramos a não linearidade cúbico-quíntica com os campos ópticos acoplados por XPM e consideramos diversos valores para o parâmetro não linear α . Nós também mostramos a existência de sólitons bala estáveis em um guia de onda planar com não linearidade cúbico-quíntica através da colisão de sólitons espaço-temporais. Também apresentamos uma análise numérica do acoplador duplo de fibras ópticas operando com não linearidade instantânea e relaxada para garantir a geração de portas lógicas e circuitos meio-somadores totalmente ópticos. Para implementar estes os circuitos óptico nós usamos o acoplador na estrutura assimétrica onde nós estamos interessados nas características de transmissão, taxa de extinção em função do tempo de relaxação (τ_R) e da diferença de fase ($\Delta\Phi$) entre os pulsos de entrada, a largura normalizada(LN), a figura de mérito das portas lógicas (FOMELG (dB)). Assim, garantimos a operação do acoplador duplo para geração das portas lógicas e circuitos meio-somadores totalmente ópticos operando com não linearidade instantânea e relaxada.

Palavras-Chave: sólitons bala, sólitons espaço-temporais, não linearidade cúbico-quíntica, portas lógicas ópticas, não linearidade instantânea e relaxada

ABSTRACTS

In this work, we have presented a numerical analysis of the stability of optical bullets (2+1), or spatiotemporal solitons (2+1), in a planar waveguide with cubic-quintic nonlinearity. The optical spatiotemporal solitons are the result of the balance between the nonlinear parameters, of dispersion (dispersion length, L_D) and diffraction (diffraction length, L_d) with temporal and spatial auto-focusing behavior respectively. With the objective of ensure the stability and preventing the collapse or the spreading of pulses, in this study we explore the cubic-quintic nonlinearity with the optical fields coupled by XPM and considering several values for the non linear parameter α . We have shown the existence of stable light bullets in planar waveguide with cubic–quintic nonlinearity through the study of spatiotemporal collisions of the light bullets. Also we have presented a numerical analysis of the dual-core fiber coupler operating with instantaneous and relaxation approximation of the Kerr model for generation of the all-optical logic gates and half-adder circuit. To implement this optical circuit we used the fiber coupler in a structure asymmetric where we are interested in the transmission characteristics, the Extinction Ratio as a function of the time relaxed (τ_R) and of the phase difference ($\Delta\Phi$) between the pulses inputs, the length normalized (LN), the figure-of-merit of the logic gates (FOMELG (dB) and thus ensure the operation of the dual-core fiber coupler for generation of the all- optical logic gates and the half-adder operating in relaxed and instantaneous nonlinear Kerr model.

Keywords: optical bullets, spatiotemporal solitons, cubic-quintic nonlinearity, optical logic gates, instantaneous and relaxation Kerr model.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 O alargamento de um pulso gaussiano causado pelo SPM. Os espectros estão especificados pelo máximo deslocamento de fase não-linear $\Phi_{\text{máx}}$ no pico do pulso [1].	34
Figura 3.1. Evolução da intensidade máxima do campo óptico $ u(0, z) $ em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,15; 0,19; 0,24; 0,26; 0,32 ; 0,36)$.	49
Figura 3.2. Evolução da duração temporal normalizada ($\tau=T/T_0$) do campo óptico em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,15; 0,19; 0,24; 0,26; 0,32 ; 0,36)$.	50
Figura 3.3. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.12$ observando o perfil temporal.	50
Figura 3.4. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.15$ observando o perfil temporal.	51
Figura 3.5. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.19$ observando o perfil temporal.	51
Figura 3.6. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.24$ observando o perfil temporal.	52
Figura 3.7. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.26$ observando o perfil temporal.	52
Figura 3.8. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.32$ observando o perfil temporal.	53
Figura 3.9. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.36$ observando o perfil temporal.	53
Figura 3.10. Máximo de intensidade do campo óptico $ u(0, z) $ em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,19; 0,26; 0,36)$ no caso de colisão.	54

Figura 3.11. Duração temporal normalizada ($\tau=T/T_0$) do campo óptico em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,19; 0,26; 0,36)$ no caso de colisão.	55
Figura 3.12. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ considerando seis distâncias de propagação $z = (0; 4L_d; 5.5L_d; 7.5L_d; 11L_d; 16L_d)$.	56
Figura 3.13. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.12$ em função da distância de propagação z .	57
Figura 3.14. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.19$ em função da distância de propagação z .	57
Figura 3.15. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ em função da distância de propagação	58
Figura 3.16. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.36$ em função da distância de propagação z .	58
Figura 3.17. Colisão de sólitons ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ em função da distância de propagação z observando um único sóliton.	59
Figura 3.18. Comparação entre as intensidades de entrada ($z=0$) e saída ($z=16L_D$) do sóliton espaço-temporal com $\alpha = 0.26$. No topo da figura temos a linha de (Linha de Erro (τ) = Intensidade ($z=0$) - ($z=16L_D$))	59
Figura 4.1a - Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) de fibra óptica com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico.	62
Figura 4.1b - Seção transversal do NLDC.	62

Figura 4.2 - Acoplador Simétrico.	64
Figura 4.3 - Acoplador Assimétrico. Os índices “M” e “m” referem-se respectivamente aos núcleos maior e menor	65
Figura 5.1 - Curva de transmissão instantânea para um acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_C=11,4$ W.	77
Figura 5.2 - Curva de transmissão na saída do canal 1 do acoplador direcional duplo simétrico relaxado, de comprimento L_C , em função do tempo de relaxação τ_R operando com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.	78
Figura 5.3 - Largura Normalizada (LN1) na saída do canal 1 em função de τ_R	78
Figura 5.4 - Curvas de transmissão do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2,2;3,2;5,0;8,0)ps$ variando a potência.	79
Figura 5.5 - Curvas de transmissão do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2,2;3,2;5,0;8,0)ps$ variando a potência.	80
Figura 5.6 - Largura Normalizada (LN1) na saída do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas, instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2,2;3,2;5,0;8,0)ps$ variando a potência.	81
Figura 5.7 - Taxa de extinção 1 (XR1) para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2,2;3,2;5,0;8,0)ps$ variando a potência.	82

Figura 5.8 - Taxa de extinção 2 (XR2) para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2, 2; 3, 2; 5, 0; 8, 0) ps$ variando a potência.	82
Figura 6.1: (a) Representação esquemática do meio-somador (<i>Half-Adder</i>) (b) Tabela Verdade.	88
Figura 6.2a - Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas, sendo o roteamento baseado por posição ou por intensidade. Figura 6.2b - Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.	90
Figura 6.3 - Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.	91
Figura 7.1 - Modelo de acoplador direcional duplo assimétrico de fibras ópticas, de comprimento LC, proposto para obtenção das portas lógicas.	94
Figura 7.2 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_1 = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(0; 1)]$.	97
Figura 7.3 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_1 = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(0; 1)]$.	97
Figura 7.4 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_1 = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1; 0)]$.	98
Figura 7.5 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_1 = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1; 0)]$.	99

Figura 7.6 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 100
Potência de entrada $P_1 = 6,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

Figura 7.7 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 100
Potência de entrada $P_1 = 6,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

Figura 7.8 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 101
Potência de entrada $P_1 = 11,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$

Figura 7.9 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 102
Potência de entrada $P_1 = 11,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

Figura 7.10 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 103
Potência de entrada $P_1 = 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

Figura 7.11 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a 103
Potência de entrada $P_1 = 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e
 $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

LISTA DE TABELAS

Tabela 6.1: Resumo portas lógicas.	86
Tabelas 7.1 – Tabelas Verdades ($\tau_R=2,4ps$) para $P_l = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\Phi$)=[1,33 π ; 1,72 π ; 0,68 π ; 1,38 π].	104
Tabelas 7.2 – Tabelas Verdades ($\tau_R=2,9ps$) para $P_l = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\Phi$)=[1,99 π ; 1,78 π ; 0,68 π ; π].	106
Tabelas 7.3 – Tabelas Verdades ($\tau_R=3,7ps$) para $P_l = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\Phi$)=[0,14 π ; 1,85 π ; 0,66 π ; 1,65 π].	107
Tabelas 7.4 – Tabelas Verdades ($\tau_R=8,0ps$) para $P_l = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\Phi$)=[0,16 π ; 1,95 π ; 0,38 π ; 1,72 π ; 1,07 π ; 0,08 π ; 0,19 π].	109
Tabela 7.5 - Tabelas resumo FOMELG (dB) para Portas Lógicas.	112
Tabela 7.6 - Tabelas resumo FOMELG (dB) para Meio-Somadores.	112

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

UFC	Universidade Federal do Ceará.
NLDC	Acoplador Direcional Não-Linear.
SPM	Auto modulação de fase.
XPM	Modulação de fase cruzada.
NLSE	Equação não-linear de Schorödinger.
GVD	Dispersão de velocidade de grupo.
EDFA	Amplificador a fibra dopado com Érbio.
SOA	Amplificador óptico semiconductor.
PPM	Modulação por posição do pulso.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	05
RESUMO	08
ABSTRACT	09
LISTA DE FIGURAS	10
LISTA DE TABELAS	15
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	16
Capítulo 1 - Apresentação	20
Introdução	20
Organização da Tese	21
Referencias Bibliográficas.....	24
Capítulo 2 - Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas e Sólitons Espaço-temporais	25
Introdução.....	25
2.1 Regimes de Propagação.....	25
2.2 Regime Dispersivo	28
2.3 Regime Não Linear.....	31
2.4 Regime Dispersivo e Não-Linear	34
2.5 Sólitons Ópticos Temporais	36
2.6 Sólitons Ópticos Espaço-temporais	37
2.7 Referências Bibliográficas.....	42
Capítulo 3 - Análise Numérica da Estabilidade de Sólitons Ópticos Espaço-Temporais (2+1) em um Guia Planar com Não Linearidade Cúbico-Quíntica	45
Introdução.....	45
3.1. Procedimentos Numéricos	46
3.2 Resultados Numéricos e Discussões	48
3.3. Conclusões do Capítulo.....	60

Capítulo 4 – Acopladores de Fibra	61
Introdução.....	61
4.1. Características dos acopladores.....	62
4.2 Acopladores Simétricos.....	63
4.3. Acopladores Assimétricos.....	64
4.4. Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC).....	65
4.5. Modelagem de acopladores.....	67
4.5.1. Acopladores Duplos.....	68
4.6. Referências Bibliográficas.....	69
Capítulo 5 - Análise Numérica das Características do Acoplador Direcional Duplo Simétrico Operando no Regime Não-Linear Instantâneo e Relaxado	70
Introdução.....	70
5.1. Relaxação Não-Linear.....	70
5.2. Procedimentos Numéricos.....	73
5.3. Resultados Numéricos e Discussões.....	76
5.4 Conclusões do Capítulo.....	83
5.5. Referências Bibliográficas.....	84
Capítulo 6 - Circuitos Lógicos	85
Introdução.....	85
6.1 Portas Lógicas – Eletrônica Digital.....	85
6.2 O Circuito Meio Somador (Half-Adder).....	88
6.3 Sistemas de Chaveamento Ultra - Rápidos.....	89
6.4 Portas Lógicas Ópticas.....	90
6.5 Referências Bibliográficas.....	92

Capítulo 7 - Acoplador Direcional Duplo Assimétrico Operando no Regime Não-Linear Instantâneo e Relaxado para Obtenção de Funções e Circuitos Lógicos Totalmente Ópticos	93
Introdução.....	93
7.1. Modelo Proposto para Implementação das portas Lógicas	94
7.2. Procedimentos Numéricos.....	95
7.3. Resultados Numéricos e Discussões	96
7.4 Tabelas Verdades, Portas Lógicas Ópticas e Meio-Somadores.	104
7.5. Tabelas Comparativas – FOMELG(dB) e Conclusões do Capítulo.....	112
7.5. Referências Bibliográficas.....	114
Capítulo 8 - Conclusões Gerais, Perspectivas e Trabalhos Decorrentes perspectivas futuras.	116
8.1. Conclusões Gerais.	116
8.2. Perspectivas.	117
8.3. Trabalhos Decorrentes.....	118

Capítulo 1 – Apresentação.

Introdução

Nos últimos anos a influência da Óptica tem gerado a necessidade e o interesse em se conseguir dispositivos totalmente ópticos, funcionando como peças capazes de tratar e/ou processar informação a velocidades ultra-rápidas. Para corresponder a essas demandas, pesquisadores têm estudado tecnologias de chaveamento ultra-rápido e desta forma, poucas são as dúvidas de que os dispositivos ópticos representam um impacto crescente em sistemas de comunicações.

Da mesma forma, no contexto das comunicações ópticas, os sólitons ópticos têm sido propostos e analisados como uma ferramenta promissora no tocante aos enlaces de altas taxas de bits em distâncias extremamente longas, e o conhecimento das suas características é de fundamental importância visto que os sólitons podem ser utilizados em comunicações a longa distância sem a necessidade de estações repetidoras além de aparecem em muitas áreas das ciências e na descrição de plasmas, ondas em águas rasas e profundas, relatividade geral, na física de alta energia, condensadores de Bose-Einstein, modelos biológicos dentre outras aplicações.

Diante de um vasto campo de estudo a ser explorado, no tocante aos sólitons ópticos e ao processamento de informações totalmente óptico, esta tese trata da análise numérica dos sólitons ópticos espaços-temporais analisando sua propagação, estabilidade e colisão considerando um guia de onda planar com não-linearidade cúbico quintica, acoplador direcional duplo simétrico com não linearidade instantânea e relaxada, e do acoplador direcional duplo assimétrico operando nos regimes Kerr não-linear instantâneo e relaxado proposto para geração de circuitos lógicos totalmente ópticos capazes de operar a taxas de transmissão muito maiores que as praticadas pelos atuais dispositivos eletrônicos e por uma das mais ambiciosas metas da óptica não linear que são os sistemas de computação óptica.

No segundo capítulo desta tese, estudaremos os sólitons espaços-temporais a propagação de sólitons em fibras ópticas, sobretudo os efeitos de dispersão da velocidade de

grupo (GVD) e da automodulação de fase (SPM), e suas influências sobre um pulso óptico se propagando na fibra.

No terceiro capítulo analisamos numericamente a propagação, estabilidade e colisão de sólitons espaços-temporais, ou sólitons balas (*optical bullets*) em um guia de onda planar com uma não-linearidade cúbico-quintica. A proposta é estudada em função da distância de propagação z , de diversos valores do parâmetro não-linear. Com o objetivo de assegurar a estabilidade e prevenir o colapso ou o espalhamento dos pulsos, exploramos uma não-linearidade cúbico-quintica. Posteriormente provocamos a colisão dos pulsos, com os campos ópticos acoplados por XPM, para assegurar que os mesmos são realmente sólitons. Para nossas simulações numéricas, as equações não-lineares de Schrödinger (ENLS), associadas aos sólitons ópticos espaços-temporais, foram numericamente resolvidas utilizando o método numérico *Split-Step Fourier*.

No quarto capítulo apresentaremos as principais características dos acopladores ópticos enfatizando princípios físicos, funcionamento, constituição e os modelos teóricos fundamentados nas equações não lineares de Schrödinger (NLSE).

No quinto capítulo será apresentado a análise numérica para o estudo das características de chaveamento de energia entre os guias do acoplador direcional duplo simétrico operando nos regimes Kerr não-linear instantâneo e relaxado. Aplicamos às entradas do acoplador pulsos solitônicos de 2ps de largura. As análises numéricas referem-se ao chaveamento de energia (transmissão), a taxa de extinção - XR, a largura normalizada (LN).

No sexto capítulo apresentaremos os conceitos fundamentais para o entendimento do funcionamento das portas lógicas digitais e do circuito meio somador, á nível elétrico, e posteriormente a fundamentação teórica relativa às chaves roteadoras e portas lógicas ópticas que são um dos objetivos desta tese quando tivermos tratando dos acopladores ópticos.

No sétimo capítulo, será formulado o modelo teórico para implementação das portas lógicas e meio-somadores totalmente ópticos a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) duplo assimétrico de fibras ópticas monomodo estando o canal 1 com não linearidade Kerr instantâneo, e o canal 2 com não linearidade Kerr relaxado. Para análise

numérica das características de chaveamento e implementação dos circuitos lógicos o sistema de equações não-lineares de Schrödinger, que caracterizam o acoplador duplo assimétrico, foi resolvido utilizando o método numérico Split-Step Fourier (Fourier de passos divididos) e para o modelo proposto aplicamos às entradas do acoplador sólitons de 2ps de largura. As análises numéricas referem-se a taxa de extinção - XRatio(dB), e a figura de mérito para portas lógicas - FOMELG(dB) .

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

Capítulo 2 – Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas e Sólitons Espaço-Temporais.

Introdução

O termo sólíton refere-se a uma classe especial de ondas que pode se propagar sobre longas distâncias sem sofrer alterações significativas em seu perfil e possuem a propriedade de permanecerem inalteradas mesmo após colidirem entre si. A razão para que isto ocorra, no caso de sólitons temporais, é que os efeitos dispersivos e não-lineares podem ser combinados (equilibrados) de forma que o pulso óptico possa se propagar ao longo da fibra mantendo seu perfil inalterado [1], e no caso dos sólitons espaço-temporais devemos ter um balanço entre os parâmetros de dispersão, difração e não-lineares [2].

Nos últimos trinta anos, os sólitons têm sido estudados em muitas áreas das ciências e aparecem na descrição de plasmas, ondas em águas rasas e profundas, relatividade geral, na física de alta energia, condensados de Bose-Einstein, modelos biológicos, comunicações ópticas dentre outras aplicações [1,2]. No contexto das comunicações ópticas, o sólíton é uma ferramenta promissora no tocante aos enlaces de altas taxas de bits em distâncias extremamente longas, e o conhecimento das suas características é de fundamental importância visto que os sólitons podem ser utilizados em comunicações a longa distância sem a necessidade de estações repetidoras, inclusive em comunicações transoceânicas [1-4].

Neste capítulo, primeiramente será apresentado à fundamentação teórica dos sólitons temporais, abordando os regimes de propagação, dispersivos e não-lineares que atuam sobre um pulso que se propaga através de uma fibra óptica, tendo como ponto de partida o estudo da Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE). Esta abordagem é necessária, pois estes sólitons serão utilizados nas simulações numéricas como sinais de entrada dos acopladores. Em seguida, será apresentado o formalismo referente a Equação Não-Linear de Schrödinger (2+1), que é a equação para sólitons espaço-temporais em um guia planar.

2.1 Regimes de Propagação

Partindo da Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE) que governa a propagação de pulsos ópticos dentro de fibras monomodo [1]

$$i\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2}A + \frac{1}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma|A|^2A \quad (2.1)$$

em que $A = A(z, T)$ é a amplitude do pulso transmitido como função de z e T , T é o tempo retardado ou a medida de referência movendo-se com o pulso na velocidade de grupo v_g ($T = t - (z/v_g)$). Os três termos no lado direito da Equação (2.1) governam, respectivamente, os efeitos de perda na fibra, dispersão e não-linearidade em pulsos propagando-se no interior de fibras ópticas. Dependendo da largura inicial T_0 e da potência de pico P_0 do pulso incidente, efeitos dispersivos ou efeitos não-lineares podem prevalecer ao longo da fibra. Dessa forma, sendo determinantes para um regime de propagação ou outro [1].

É útil introduzir duas escalas de comprimento, conhecidas como comprimento de dispersão L_D e o comprimento de não-linearidade L_{NL} . O comprimento de dispersão e o comprimento de não-linearidade fornecem as escalas de comprimento sobre as quais os efeitos dispersivos e não-lineares tornam-se importantes para a evolução do pulso numa fibra de comprimento L [3-4].

Tomamos o tempo normalizado como:

$$\tau_N = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{V_g}}{T_0} \quad (2.2)$$

e ao mesmo tempo, nós introduzimos a amplitude normalizada como

$$A(z, \tau_N) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z / 2) U(z, \tau_N) \quad (2.3)$$

e T_0 é considerado a meia largura na altura de $1/e$ da intensidade máxima do pulso.

Dessa forma, de (2.1) até (2.3), escrevemos a NLSE normalizada como:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} - \frac{\text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (2.4)$$

sendo $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ dependendo do sinal do parâmetro GVD β_2 e

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.5)$$

Dependendo dos valores relativos de L (comprimento da fibra), L_D e L_{NL} , o comportamento do pulso na propagação pode ser classificado em quatro categorias:

a) Quando o comprimento da fibra é tal que $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$, nem a dispersão e nem a não-linearidade serão importantes durante a propagação do pulso. Como resultado, na equação (2.4), obtém-se $U(z, \tau_N) = U(0, \tau_N)$, ou seja, o pulso mantém sua forma durante a propagação e a fibra comporta-se com um mero transportador do pulso óptico. Este regime é ideal para comunicação a pequena distância .

b) Quando o comprimento L é tal que $L \ll L_{NL}$ e $L \sim L_D$, a propagação do pulso é governada pela dispersão da velocidade de grupo (GVD) e a não-linearidade pode ser desprezada. O regime dominado pela dispersão é aplicável quando os parâmetros da fibra e do pulso são tais que

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (2.6)$$

c) Quando o comprimento L da fibra é tal que $L \ll L_D$ e $L \sim L_{NL}$, o termo de dispersão na equação (2.4) é desprezível comparado com a não-linearidade. Neste caso, a evolução do pulso é governada pela auto-modulação de fase (SPM) que gera um alargamento espectral no pulso [5,6]. O regime dominado pela não-linearidade é aplicável quando

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (2.7)$$

d) Quando o comprimento L da fibra é comparável com os comprimentos L_D e L_{NL} , a dispersão e a não-linearidade atuam juntos sobre o pulso. Sob estas condições GVD e SPM podem cooperar-se e esta interação permite que a fibra possa suportar pulsos solitônicos.

2.2 Regime Dispersivo

O estudo da propagação de pulsos ópticos em meios dispersivos é importante em muitas aplicações, incluindo a transmissão de pulsos ópticos através de fibras ópticas, usadas em sistemas de comunicações ópticas. Quando um pulso (com um certo perfil temporal inicial) propaga-se em uma fibra óptica apenas dispersiva, sofrerá um aumento gradativo na sua largura temporal. A quantidade de dispersão acumulada depende do comprimento propagado, e o espalhamento pode causar interferência intersimbólica, o que, por sua vez, implica em algumas penalidades no desempenho do sistema [7].

Dispersão é o nome dado a qualquer efeito no qual diferentes componentes do sinal transmitido propagam-se em velocidades diferentes através do meio, chegando em tempos diferentes no final de sua propagação. Como resultado desta diferença de velocidade, pode haver um certo espalhamento temporal no pulso propagado. A dispersão modal e a dispersão por modo de polarização (PMD), são fenômenos ópticos que também resultam em espalhamento do pulso propagado e são particularmente observados em fibras ópticas, devido às imperfeições adquiridas durante o seu processo de fabricação [8].

Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do meio, em geral, depende da sua frequência óptica ω . Em um nível fundamental, a origem da dispersão cromática está relacionada às frequências ressonantes características do meio, pelas quais ocorre a absorção da radiação eletromagnética, através das oscilações dos elétrons. Esta propriedade, referida como dispersão cromática ou material, manifesta-se através de uma dependência com a frequência do índice de refração linear do meio $n_L(\omega)$. Como a velocidade de uma onda eletromagnética em um determinado meio, tem uma dependência inversamente proporcional ao seu índice de refração, dada por $c/n_L(\omega)$, tem-se que diferentes componentes espectrais de um pulso óptico se propagarão em diferentes velocidades em um meio dispersivo [1]. No regime puramente dispersivo temos que $\gamma=0$, logo podemos escrever (2.4) como :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (2.8)$$

Esta equação pode ser resolvida utilizando o método da transformada de Fourier [1]:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \quad (2.8a)$$

que satisfaz a equação diferencial ordinária, aplicando a transformada em (2.8) temos:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U} \quad (2.9)$$

cuja solução é dada por :

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(i \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \quad (2.10)$$

a equação (2.10) mostra que o GVD muda o valor da fase de cada componente espectral do pulso, dependendo da distância propagada, do quadrado da frequência. Observa-se que essa mudança não afeta a banda espectral do pulso, ela pode modificar a forma do pulso [1].

A fim de determinar $\tilde{U}(0, \omega)$ necessitamos conhecer o pulso de entrada $U(0, T)$. $\tilde{U}(0, \omega)$ é a transformada de Fourier do campo incidente em $z=0$ e é obtida usando:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT \quad (2.11)$$

De acordo com os resultados anteriores, uma solução geral para a equação (2.8) é expressa por:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(i \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (2.12)$$

As equações (2.11) e (2.12) podem ser utilizadas para pulsos de entrada de formas arbitrárias.

Pulsos do tipo Gaussiano são um exemplo simples, do ponto de vista do cálculo analítico, e que podem ser utilizados como pulsos incidentes para estudar os efeitos dispersivos de um sistema composto por fibra e onda. Considerando o pulso Gaussiano [9]

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right) \quad (2.13)$$

Utilizando as equações (2.12) e (2.13) e resolvendo a integral, temos que a amplitude em qualquer ponto z ao longo da fibra é dada por:

$$U(z,T) = \left[\frac{T_0}{T_0^2 - i\beta_2 z}\right]^{1/2} \exp\left[-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right] \quad (2.14)$$

Logo, podemos observar que um pulso Gaussiano mantém sua forma durante a propagação. Mas, por outro lado, sua largura temporal T_1 e intensidade variam com a propagação obedecendo as equações dadas [1]:

$$T_1(z) = T_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2.15)$$

$$I_1(z) = \frac{1}{1 + (z/L_D)^2}$$

As Equações (2.11) e (2.12) não consideram mecanismo de perda de energia durante a propagação.

Comparando as Equações (2.13) e (2.14), notamos que, em virtude da propagação, o surgimento de uma fase para o pulso. Sendo assim, podemos expressar $U(z,T)$ como:

$$U(z,T) = |U(z,T)| \exp[i\Phi(z,T)] \quad (2.16)$$

onde

$$\Phi = -\text{sgn}(\beta_2) \frac{\left(\frac{z}{L_D}\right) T^2}{T_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)\right)} + \text{tg}^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right) \quad (2.17)$$

Observando a equação anterior, inferimos que cada frequência está deslocada da frequência central ω_0 , de:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Phi}{\partial T} = \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(2 \frac{z}{L_D}\right) T}{\left(1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)\right)^2 T_0^2} \quad (2.18)$$

A performance do pulso no tempo é alterada pelo deslocamento $\delta\omega$ ou *chirp*, que depende do comprimento da propagação z , do sinal de β_2 e do tempo retardado T [1].

2.3 Regime Não-Linear

Existem duas categorias de efeitos não-lineares. A primeira surge devido à interação de ondas de luz com fônons (vibrações moleculares) no meio da sílica – um dos diversos tipos de efeitos de espalhamento, nomeadamente, espalhamento Rayleigh. Os dois principais efeitos desta categoria são espalhamento *Brillouin estimulado* e espalhamento *Raman estimulado*. O segundo conjunto de efeitos não-lineares surge devido à dependência do índice de refração com a intensidade do campo elétrico aplicado, o qual por sua vez é proporcional ao quadrado da amplitude do campo. Os efeitos não-lineares mais importantes nesta categoria são a *automodulação de fase (SPM)* e a *mistura de quatro ondas (FWM)* [8].

A observação preliminar de SPM em fibras ópticas foi feita, primeiramente, com uma fibra cujo núcleo foi preenchido com CS_2 [10]. Em meios com não-linearidade Kerr, observamos o surgimento da SPM que depende tanto da intensidade, como do índice de refração não-linear do meio. A SPM é responsável pelo alargamento espectral do pulso, quando este se propaga numa fibra óptica [5,6]. Para uma melhor compreensão, devemos inicialmente analisar NLSE desprezando apenas o termo correspondente aos efeitos de

dispersão, ou seja, $\beta_2 = 0$. A situação mais adequada para estudar os efeitos da automodulação é aquela onde a dispersão pode ser ignorada contando somente com os efeitos não-lineares, logo, temos que [1].

$$L_D \gg L, \quad L_{NL} \ll L \quad (2.19)$$

A partir da equação (2.4) obtemos:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{\text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (2.20)$$

onde n_{NL} é o índice de refração não-linear. A solução para a expressão (2.20) é obtida [1]:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\Phi_{NL}(z, T)] \quad (2.21)$$

onde $U(0, T)$ é a amplitude do campo em $z=0$ e

$$\Phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{eff}}{L_{NL}} \right) \quad (2.22)$$

Sendo z_{eff} uma distância efetiva dada por :

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)] \quad (2.23)$$

z_{eff} é sempre menor que z , a distância propagada. Isto se atribui ao fato de existir perda óptica durante a propagação, na ausência da perda, ou melhor, $\alpha=0$ implica na igualdade $z_{eff}=z$.

A equação (2.21) nos mostra que SPM origina um deslocamento de fase que depende da intensidade e do comprimento propagado. Contudo, observamos que o surgimento deste deslocamento de fase não altera a forma do pulso em qualquer momento da propagação. O deslocamento de fase não-linear $\Phi_{NL}(z, T)$ sempre cresce com a propagação de z . O máximo

deslocamento de fase $\Phi_{\text{máx}}$ ocorre no centro do pulso $T=0$. Sendo, U a amplitude normalizada, onde $|U(0,0)|^2 = 1$, temos que:

$$\Phi_{\text{máx}} = \frac{z_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} = \gamma P_0 z_{\text{eff}} \quad (2.24)$$

O alargamento espectral induzido pelo SPM é uma consequência da dependência do tempo da fase $\Phi_{\text{NL}}(z,T)$. Isso pode ser entendido quando uma variação temporal desta fase, implica numa diferença de frequência óptica instantânea ao longo do pulso com relação à frequência central ω_0 . Essa diferença $\delta\omega$ é dada por:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi_{\text{NL}}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0,T)|^2}{\partial T} \frac{z_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} \quad (2.25)$$

o sinal negativo está relacionado com a escolha $\exp(-i\omega_0 t)$ na equação (2.17). A dependência do tempo de $\delta\omega$ é denominada como uma frequência ‘*chirping*’. O *chirp* induzido pelo SPM aumenta em magnitude com a distância propagada. Em outras palavras, novas componentes de frequência são geradas continuamente com o pulso se propagando ao longo da fibra. Estas componentes de frequência geradas pelo SPM alargam o espectro em relação à sua largura inicial em $z=0$.

Consideremos um pulso incidente do tipo Gaussiano:

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right) \quad (2.26)$$

A partir da equação (2.23) temos que o *chirp* $\delta\omega(T)$ é dado por:

$$\delta\omega(T) = \frac{2}{T_0} \frac{z_{\text{eff}}}{L_{\text{NL}}} \left[\frac{T}{T_0}\right] \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right] \quad (2.27)$$

A variação temporal do *chirp* $\delta\omega(T)$ tem algumas características. Primeira, $\delta\omega(T)$ é negativo na região onde $T < 0$ e positivo $T > 0$. Segunda, o “*chirp*” é linearmente crescente com T , ao longo da parte central.

A forma real do espectro do pulso é obtida fazendo uma transformada de Fourier da equação (2.21). Para um dado comprimento de fibra, $\Phi_{\text{máx}}$ cresce linearmente com a potência de pico P_0 de acordo com a equação (2.24) [1]. A Figura 2.1 mostra o espectro de um pulso Gaussiano para diversos valores do máximo deslocamento de fase $\Phi_{\text{máx}}$.

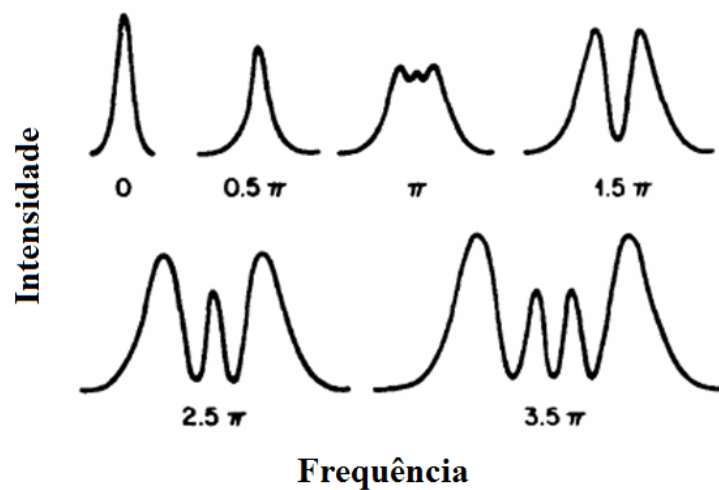


Figura 2.1 O alargamento de um pulso gaussiano causado pelo SPM. Os espectros estão especificados pelo máximo deslocamento de fase não-linear $\Phi_{\text{máx}}$ no pico do pulso [1].

2.4 Regime Dispersivo e Não-Linear

Quando os parâmetros T_0 e P_0 se combinam de tal forma que $L_D < |L_{\text{NL}}|$, tanto a dispersão quanto os efeitos não-lineares passam a ser importantes. Quando os pulsos tornam-se mais curtos e o comprimento de dispersão torna-se comparável ao comprimento da fibra, torna-se necessário considerar os efeitos combinados de GVD e SPM [11]. Novas características qualitativas surgem de uma interconexão entre os efeitos de dispersão da velocidade de grupo GVD e da automodulação de fase SPM. No regime de dispersão anômalo de uma fibra óptica, os dois fenômenos podem cooperar em uma tal forma que o pulso se propaga como um sóliton óptico. No regime de dispersão normal, os efeitos combinados de GVD e SPM podem ser usados para compressão de pulso [12,13]. O ponto de partida para o estudo dessa combinação é a equação de propagação normalizada

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} - N^2 \text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z) |U|^2 U \quad (2.28)$$

onde ξ e τ_N representam a distância e o tempo normalizados.

$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau_N = \frac{T}{T_0} \quad (2.29)$$

e o parâmetro N dado por:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.30)$$

O parâmetro N tem uma considerável influência sobre os efeitos GVD e SPM que atuam diretamente no pulso em evolução. Para $N \ll 1$, o pulso se propaga sob um domínio totalmente dispersivo. Por outro lado, caso $N \gg 1$ teremos o domínio dos efeitos relacionados com SPM. Quando N tem valor próximo da unidade, tanto os efeitos dispersivos quanto os não-lineares terão igual importância.

Na equação (2.28), o $\text{sgn}(\beta_2)$ pode ser positivo ou negativo. Dependendo do sinal de β_2 , obteremos características diferentes para dispersão: regime dispersivo normal para $\text{sgn}(\beta_2) = 1$ e anômalo para $\text{sgn}(\beta_2) = -1$. No regime de dispersão normal, as ondas eletromagnéticas de frequências menores se propagam mais rápido que as maiores. Entretanto, no regime de dispersão anômalo, são as frequências maiores que viajam mais rapidamente, ou seja, a velocidade de grupo de cada componente do campo cresce com a frequência.

Quando $n_{NL} > 0$ a automodulação de fase gera frequências maiores na borda posterior do pulso ($T > 0$) e menores na anterior ($T < 0$).

É combinando estas características de dispersão e não-linearidade que obtemos comportamentos diferentes para dinâmica do campo que evolui numa fibra óptica.

Quando um sinal se propaga sob efeitos de regime dispersivo normal e com índice de refração não-linear n_{NL} positivo, temporalmente o pulso é alargado. Nesta condição, o alargamento temporal se torna mais rápido do que quando causado somente pela dispersão. Isto ocorre devido ao surgimento de frequências mais rápidas na borda anterior ($T < 0$) e lentas na borda posterior ($T > 0$).

Uma situação diferente ocorre quando o pulso é submetido a um regime de dispersão anômala com índice de refração não-linear n_{NL} positivo. Devido ao fato das componentes do campo de frequência mais rápida se encontrarem na borda posterior e as mais lentas na borda anterior o pulso tende a se comprimir temporalmente. Simultaneamente, o sinal sofre um alargamento causado pela dispersão. Estes dois comportamentos tendem a se equilibrar, propiciando estabilidade ao pulso e criando uma situação favorável ao surgimento de sólitons.

2.5 Sólitons Ópticos Temporais

Um fenômeno interessante de uma fibra óptica não-linear acontece no regime de dispersão anômala onde podemos obter um sóliton óptico devido à interação entre a dispersão e os efeitos não-lineares. O sóliton é de fundamental interesse, além do grande número de aplicações no campo da comunicação, através de fibras ópticas.

A equação que descreve o comportamento do sóliton numa fibra é a Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE) [1].

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (2.31)$$

onde $\beta_2 < 0$.

Podemos normalizar equação anterior usando as seguintes transformações:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}} \quad (2.32a)$$

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (2.32b)$$

$$\tau_N = \frac{T}{T_0} \quad (2.32c)$$

A partir destas transformações obtemos:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} + N^2 |U|^2 U = 0 \quad (2.33)$$

onde P_0 é a potência de pico, T_0 a meia largura do pulso incidente e o parâmetro N definido anteriormente nas equações (2.28) e (2.30). Podemos eliminar N de (2.33) fazendo a seguinte substituição :

$$u(\xi, \tau_N) = NU(\xi, \tau_N) \quad (2.34)$$

assim temos:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau_N^2} + |u|^2 u = 0 \quad (2.35)$$

A equação (2.35) tem solução conhecida [14]

$$u(\xi, \tau_N) = A \operatorname{sech}(A \tau_N) \exp\left(-i \frac{A^2 \xi}{2} + i \Phi\right) \quad (2.36)$$

onde A representa a amplitude do pulso, Φ a fase arbitrária. N pode assumir qualquer valor real, entretanto para $N=1$, as amplitudes u e U são iguais, o sóliton é então chamado de primeira ordem ou fundamental; $N=2$, segunda ordem, e assim sucessivamente.

2.6 Sólitons ópticos Espaço-Temporais.

Existe um crescente interesse no estudo da propagação de um feixe óptico em um guia planar não linear [15,16]. Tais feixes ópticos, são comumente conhecidos como sólitons espaciais [17-24]. A explicação física da existência dos sólitons espaciais, em um meio não

linear auto-focalizante, é determinado primeiro, devido o feixe ter uma tendência inata de espalhar-se (difratar) conforme sua propagação em um meio homogêneo. Contudo, a difração dos feixes pode ser compensada se o índice de refração do material é aumentado na região dos feixes [17], desta forma, sólitons ópticos espaciais podem ser obtidos a partir do equilíbrio entre os parâmetros de difração e não-linearidade.

O interesse em sólitons espaço-temporais tem atratividade devido sua aplicação em chaveamento óptico ultra rápido, óptica fundamental, telecomunicações, incluindo uma gama de efeitos tais como colapso espaço-temporal, divisão do feixe e a formação de *light bullets* [25-28].

Os sólitons ópticos espaço-temporais, são simultaneamente o resultado do balanço entre os parâmetros de dispersão, difração e não linearidade auto-focalizante [28]. Em particular, os sólitons espaciais e espaço-temporais são instáveis em um meio com não linearidade cúbica $\chi^{(3)}$, por causa da ocorrência de colapsos [28]. Algumas alternativas para contornar este problema, é o uso de uma fraca não-linearidade, uma não linearidade saturável, uma cúbico-quítica, ou quadrática $\chi^{(2)}$ [2, 29-37].

A partir da equação (2.37), pode-se generalizar ambos os efeitos espaciais e temporais para descrição da propagação de pulsos ópticos em um meio não linear, cujas dimensões transversas são muito maiores que largura espacial do feixe. Neste caso, pode-se incluir simultaneamente os efeitos de difração, dispersão e não lineares.

A forma geral da equação NLS (3+1), é a principal equação que governa a evolução de campos ópticos em um meio não linear. Esta equação NLS tem dimensão (3+1), onde o termo 3 corresponde ao número de dimensões transversas (X, Y) e temporal (T), e o termo +1 o indica propagação na direção z.

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2\beta_0} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial Y^2} \right) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^{2m} A = 0 \quad (2.37)$$

onde A é amplitude do campo óptico, T é o tempo reduzido, $\beta_0 = n_0 w/c$ é a constante de propagação, β_2 é o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo (GVD) cujo sinal depende da natureza da dispersão do meio sendo positivo para uma dispersão normal (ND) e negativo

para uma dispersão anômala (AD). O parâmetro não linear, responsável pela auto modulação de fase (SPM) é $\gamma(|A|^{2m}) = \frac{\beta_0}{n_0} \delta_n(|A|^{2m})$ onde para $m=1$, temos $\delta_n(|A|^2) = n_2(|A|^2) + n_4(|A|^4)$ que é o parâmetro que provoca uma mudança no índice de refração, e para o caso $n_4 \neq 0$ temos uma não linearidade cúbico-quíntica [38].

A dimensão da equação NLS pode mudar, dependendo da forma do meio não linear, por exemplo, quando o meio não linear é um guia planar, o campo óptico é confinado em uma direção transversa, digamos o eixo vertical y . Na ausência dos efeitos não-lineares, o feixe poderá espalhar somente ao longo da direção x . Portanto, a forma geral da equação NLS de dimensão (3+1) assume a forma da equação (2.38)

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2\beta_0} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \right) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^{2m} A = 0 \quad (2.38)$$

que é a equação NLS de dimensão (2+1), onde o termo 2 corresponde a dimensão transversa no eixo x e a dimensão temporal (com o campo óptico confinado no eixo y), e o termo +1 indica propagação na direção z .

Em óptica não linear diversos tipos de não linearidade saturada são discutidas [39]. Neste e no próximo capítulo trabalharemos com a dinâmica de campos ópticos espaço-temporais em um meio não linear cúbico-quíntico onde na subsequente análise nós consideraremos um termo na forma $f(|A|^{2m})$, assim a equação (2.38) torna-se:

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} + \frac{1}{2\beta_0} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial X^2} \right) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + f(|A|^{2m}) A = 0 \quad (2.39)$$

Introduzindo as seguintes normalizações [40] em (2.39): $z = Z/L_d$, $x = X/w_0$, $\tau = T/(w_0^2 \beta_0 \beta_2)^{1/2} = T/T_0$, $f(|u|^{2m}) = L_d \gamma(|A|^{2m})$, $L_d = \beta_0 w_0^2 e$ $u = (\gamma L_d)^{1/2} A$, nós encontramos

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) - \frac{s}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + f(|u|^{2m}) u = 0 \quad (2.40)$$

onde $u = (\gamma L_d)^{1/2} A$ é a amplitude do campo óptico, $s = \text{sgn}(\beta_2)$, w_0 é a largura espacial transversa inicial e L_d é o comprimento de difração. Na subsequente análise consideraremos $m = 1$, e β_2 no regime de dispersão anômalo em um meio não linear pelo fato dele oferece a possibilidade de observarmos sólitons espaço-temporais e a forma da função $f(|u|^2)$ depende dos detalhes do mecanismo de saturação que para o caso cúbico-quintico esta função assume a forma:

$$f(|u|^2) = |u|^2 - \alpha |u|^4 \quad (2.41)$$

sendo α a relação entre n_4 e n_2 do índice de refração não-linear cúbico-quintico $n_{nl}(I) = n_2 I + n_4 I^2$, onde n_2 e n_4 tem sinais opostos. Para $n_2 > 0$, mas $n_4 < 0$ temos a competição entre a ocorrência de auto-focalização, para baixas intensidades, e auto-defocalização, para altas intensidades e o oposto ocorre para $n_2 < 0$, mas $n_4 > 0$ [40], logo (2.40) assume a forma

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) - \frac{s}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (|u|^2 - \alpha |u|^4) u = 0 \quad (2.42)$$

Esta equação representa, a propagação de um campo óptico ao longo do eixo z e auto-focalização ao longo da direção transversa x, estando o campo confinado na direção y.

Com o objetivo de comprovar a formação de sólitons ópticos provoca-se a colisão de dois pulsos ópticos [2]. Este processo de colisão, envolve dois sólitons que se propagam em sentidos contrários ou com velocidades de grupo diferentes no mesmo sentido.

2.7 Referências Bibliográficas

- [1] G. P. Agrawal (2001). “*Nonlinear Fiber Optics*”. Academic Press. Terceira edição.
- [2] Yuri S. Kivshar, G.P. Agrawal.: *Optical Sólitons*. 1st edn. Academic Press, Boston (2003).
- [3] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, e A. S. Chirkin, *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (American Institute of Physics, New York, 1992), Chap.1.
- [4] G. P. Agrawal, in *Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, ed. (Springer-Verlag, Heidelberg, 1989), Chap. 3.
- [5] F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* 19, 1097 (1967).
- [6] R. H. Stolen e C. Lin, *Phys. Rev. A* 17, 1448 (1978).
- [7] L. Kazovsky, S. Benedetto e A. Willner (1996). “*Optical Fiber Communication Systems*”. Artech House, Inc. Primeira edição.
- [8] R. Ramaswami e K. N. Sivarajan (1999). “*Optical Networks: A practical perspective*”. The M. K. Series in networking. Segunda edição.
- [9] D. Marcuse, *Appl. Opt.* 19, 1653 (1980).
- [10] E. P. Ippen, C. V. Shank, and T. K. Gustafson, *Appl. Phys. Lett.* 24, 190 (1974).
- [11] R. A. Fisher e W. K. Bischel, *J. Appl. Phys.* 46, 4921 (1975).
- [12] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, e A. C. Balant, *Phys. Rev. Lett.* 47, 910 (1981).
- [13] P. Weidner e A. Penzkofer, *Opt. Quantum Electron.* 25, 1(1993).
- [14] Peng G. D., Ankiewicz A., *International Journal of Nonlinear Opt. Phys.* 1, 1 (1992).
- [15] R. McLeod, K. Wagner, and S. Blair.: (3+1)-dimensional optical soliton dragging logic. *Phys. Rev. A* 52, 3254-3278 (1995).
- [16] N. Akhmediev and J. M. Soto-Crespo.: Generation of a train of three-dimensional optical sólitons in a self-focusing médium. *Phys. Rev. A* 47, 1358 - 1364 (1993);
- [17] R. Y. Chiao, E. Garmire and C. H. Townes.: Self-Trapping of Optical Beams *Phys. Rev. Lett.* 13, 479-482 (1964).
- [18] P. Kelley.: Self-Focusing of Optical Beams. *Phys. Rev. Lett.* 15, 1005 - 1008 (1965).
- [19] Y. R. Shen.: *Progress in Quantum Electronics*. 4, 1 (1975).

- [20] J. H. Marburger.: Self-focusing: Theory. Progress in Quantum Electronics. 4, 35-110 (1975).
- [21] Z. K. Yankauskas.: Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz. 9, 412 (1966).
- [22] A. V. Gorbach and D. V. Skryabin.: Spatial sólitons in periodic nanostructures. Phys. Rev. A 79, 053812 (2009).
- [23] N. G. Vakhitov and A. A. Kolokolov.: Izv Vyssh. Uchebn. Zaved. Radiofiz. 16, 1020 (1973).
- [24] J. J. Rasmussen and K. Rypdal.: Phys. Scr. 33, 481 (1986).
- [25] Hidetsugu Sakaguchi and Boris A. Malomed.: Channel-guided light bullets Phys. Rev. A 75, 063825 (2007).
- [26] Shihua Chen and John M. Dudley.: Spatiotemporal Nonlinear Optical Self-Similarity in Three Dimensions. Phys. Rev. Lett. 102, 233903 (2009).
- [27] N. B. Aleksić, V. Skarka, D. V. Timotijević, and D. Gauthier.: Self-stabilized spatiotemporal dynamics of dissipative light bullets generated from inputs without spherical symmetry in three-dimensional Ginzburg-Landau systems. Phys. Rev. A 75, 061802 (2007).
- [28] L. Bergé.: Self-focusing dynamics of nonlinear waves in media with parabolic-type inhomogeneities. Phys. Plasmas 4, 1227 (1997).
- [29] Andrey A. Sukhorukov and Yuri S. Kivshar.: Slow-Light Optical Bullets in Arrays of Nonlinear Bragg-Grating Waveguides. Phys. Rev. Lett. 97, 233901 (2006).
- [30] I. N. Sisyakyan e A. B. Shvartsburg, *Sov. J. Quantum Electron.* 14, 1146 (1984).
- [31] R. H. Enns, and S. S. Rangnekar. Bistable spheroidal optical sólitons. Phys. Rev. A 45, 3354 - 3357 (1992).
- [32] A. Desyatnikov, A. Maimistov, and B. Malomed.: Three-dimensional spinning sólitons in dispersive media with the cubic-quintic nonlinearity, Phys. Rev. E 61, 3107 - 3113 (2000).
- [33] A. A. Kanashov and A. M. Rubenchik.: On diffraction and dispersion effect on three wave interaction. Physica D 4, 122-134 (1981).
- [34] K. Hayata and M. Koshiba.: Multidimensional sólitons in quadratic nonlinear media Phys. Rev. Lett. 71, 3275 - 3278 (1993).
- [35] B. A. Malomed, P. Drummond, H. He, A. Berntson, D. Anderson, and M. Lisak.: Spatiotemporal sólitons in multidimensional optical media with a quadratic nonlinearity. Phys. Rev. E 56, 4725-4735 (1997).
- [36] X. Liu, L. J. Qian, and F. W. Wise.: Generation of Optical Spatiotemporal Sólitons. Phys. Rev. Lett. 82, 4631-4634 (1999).

- [37] I. Towers and B. A. Malomed.: Stable (2+1)-dimensional sólitons in a layered medium with sign-alternating Kerr nonlinearity. *J. Opt. Soc. Am. B* 19, 537-543 (2002).
- [38] G. Nehmetallah and P.P. Banerjee.: Numerical modeling of spatio-temporal sólitons using an adaptive spherical Fourier Bessel split-step method. *Optics Communications* 257, 197–205 (2006).
- [39] D. Anderson.: Variational approach to nonlinear pulse propagation in optical fibers. *Phys. Rev. A* 27, 3135 - 3145 (1983).
- [40] Yu. S. Kivshar and G. P. Agrawal.: *Optical Sólitons: From Fibers to Photonic Crystals*. Academic Press, San Diego (2003).

Capítulo 3 - Análise Numérica da Estabilidade de Sólitons Ópticos Espaço-Temporais (2+1) em um Guia Planar com Não Linearidade Cúbico-Quíntica

Introdução

A propagação de pulsos ópticos ultracurtos tem recebido muita atenção ao longo desta última década, influenciado pela interação de vários mecanismos físicos, sendo os mais importantes a difração, a dispersão, o efeito Kerr não linear, e a absorção não-linear. O interesse em sólitons ópticos espaço-temporal é devido suas potenciais aplicações em comutação totalmente óptica e nesta área de investigação, é cada vez mais crescente o interesse no estudo de efeitos como o colapso, divisão do feixe óptico e a formação de sólitons ópticos espaços-temporais.

Como visto no capítulo anterior, seção 2.6, os sólitons ópticos espaços-temporais, são resultado do equilíbrio entre os parâmetros de dispersão (comprimento de dispersão, LD) e de difração (comprimento difração de, Ld), com auto-focalização temporal e espacial, respectivamente.

Neste capítulo, será analisada numericamente a propagação, estabilidade e colisão de sólitons espaços-temporais, ou sólitons balas (optical bullets) em um guia de onda planar com uma não-linearidade cúbico-quíntica. A proposta é estudada em função da distância de propagação z , de diversos valores do parâmetro não-linear α (que é a relação entre os índices de refração não-linear cúbico-quíntico n_4 e n_2).

Com o objetivo de assegurar a estabilidade e prevenir o colapso ou o espalhamento dos pulsos, exploramos uma não-linearidade cúbico-quíntica. E ao longo de toda a propagação e evolução dos pulsos ópticos, analisamos suas intensidades, duração temporal normalizada e formas tridimensionais dos pulsos, onde encontramos algumas situações aparentemente estáveis, e com os campos ópticos acoplados por XPM, provocamos a colisão dos pulsos para assegurar que os mesmos são realmente sólitons.

As equações não-lineares de Schrödinger (ENLS) associadas aos sólitons ópticos espaços-temporais foram numericamente resolvidas utilizando o método numérico Split-Step Fourier (Fourier de passos divididos).

Nas seções seguintes, apresentamos os procedimentos numéricos, resultados e discussões referentes as simulações e as condições específicas aplicadas aos casos analisados, os quais foram selecionados com a intenção de garantir a estabilidade e a formação de sólitons espaços-temporais (2+1) em um guia de onda planar com uma não-linearidade cúbico-quíntica.

3.1 Procedimento Numérico

Para o caso da propagação, resolveremos numericamente a equação (2.42), abaixo renumerada para (3.1)

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) - \frac{s}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + (|u|^2 - \alpha |u|^4) u = 0 \quad (3.1),$$

Esta equação representa a propagação de um campo óptico ao longo do eixo z e auto-focalização ao longo da direção transversa x, estando o campo confinado na direção y. Com o intuito de estudar a estabilidade do sóliton óptico espaço-temporal, foi testado diversos valores do parâmetro não-linear α (relação entre n_4 e n_2 do índice de refração não-linear cúbico-quíntico) e foi selecionado o melhor α para geração do sóliton espaço-temporal que servirá de referência para os casos onde a modulação periódica foi aplicada.

Ainda objetivando assegurar a formação dos sólitons espaços-temporais, foi realizado a colisão de dois pulsos ópticos com amplitudes iguais e que se propagam em sentidos contrários. Neste estudo estes dois pulsos ópticos estão acoplados por XPM. Portanto, para satisfazer estas condições, foi adotado o seguinte conjunto de equações:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} \right) - \frac{s}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + (|u_1|^2 + \sigma |u_2|^2 - \alpha |u_1|^4) u_1 = 0 \quad (3.2)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} \right) - \frac{s}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \left(|u_2|^2 + \sigma |u_1|^2 - \alpha |u_2|^4 \right) u_2 = 0 \quad (3.3).$$

Em ambos os casos testamos vários valores de α (relação entre n_4 e n_2 do índice de refração não-linear cúbico-quíntico) com o intuito de estudar a estabilidade do sóliton óptico espaço-temporal. Para o primeiro caso, equação (3.1), consideramos como sinal de entrada a expressão:

$$u(0, x, \tau) = A_0 \exp(-x^2/2) \operatorname{sech}(\tau) \quad (3.4)$$

onde A_0 é a amplitude inicial, com $x = 100 \mu m$ e $\tau = 150 fs$.

O acoplamento não-linear entre os dois campos ópticos, u_1 e u_2 , é governado pela modulação de fase cruzada (*cross-phase modulation: XPM*) contendo o parâmetro de acoplamento XPM, σ . Para nosso caso consideramos o parâmetro de acoplamento $\sigma = 2/3$ e que os dois campos têm a mesma frequência, porém diferentes velocidades V . Dependendo do problema físico, o parâmetro σ pode mudar e esta diferença tem sua origem no tensor de terceira ordem da susceptibilidade não-linear $\chi^{(3)}$.

Para o procedimento de colisão dos pulsos ópticos serão considerados os sinais de entrada na forma:

$$u_1(0, x, \tau) = A_0 \exp(-x^2/2) \operatorname{sech}(\tau - \Delta\tau) \exp(-iV\tau) \quad (3.5)$$

$$u_2(0, x, \tau) = A_0 \exp(-x^2/2) \operatorname{sech}(\tau + \Delta\tau) \exp(iV\tau) \quad (3.6)$$

onde $\Delta\tau$ representa a separação média entre os campos u_1 e u_2 , com $\Delta\tau = 270 fs$ e sendo $V = 0.35$ a velocidade transversal de propagação, também conhecida como a velocidade de direção do sóliton.

Para monitorar o comportamento dos pulsos ópticos durante sua propagação e colisão será utilizado a Duração Temporal Normalizada (DTN) que será definida como a razão entre

a duração temporal do pulso de saída pela duração temporal do pulso de entrada (pulso incidente), desta forma:

$$DTN = \frac{\tau_{SAIDA}}{\tau_{INCIDENTE}} = \frac{T}{T_0} \quad (3.8)$$

Para equação (3.8) se $DTN > 1$ o pulso sofre um alargamento ao passo que para $DTN < 1$ o pulso sofre uma compressão. Quando $DTN = 1$ o pulso mantém sua forma original.

3.2 Resultados e Discussões

Nesta seção serão apresentados os resultados das simulações numéricas da equação não linear (3.1), com a condição inicial apresentada na equação (3.4). Foi realizado simulações com diversos valores para o parâmetro α com intenção de estudar a estabilidade de sólitons espaço-temporais, medindo suas intensidades, sua duração temporal normalizada e a forma dos pulsos ao longo de toda a sua propagação.

A Figura 3.1 mostra a evolução da intensidade do pulso $|u(0, z)|$ ao longo da propagação de dezesseis comprimentos de difração ($16L_d$), considerando diversos valores para o parâmetro não linear $\alpha = (0,12; 0,15; 0,19; 0,24; 0,26; 0,32; 0,36)$. Para $\alpha = 0,12$ a intensidade cresce até um máximo de 3.78 em $z = 3,05$, apresentando flutuações e um comportamento instável, chegando ao fim de sua propagação com uma intensidade de 1.67. Situação similar ocorre para $\alpha = 0,15$. Com o crescimento dos valores de α as curvas tendem a procurar uma maior estabilidade apresentando um melhor comportamento para $\alpha = 0,26$, a intensidade do soliton espaço-temporal, durante a propagação, é mais estável com pequenas flutuações na intensidade. Para maiores valores de α , no início das curvas ocorrem um pequeno crescimento na intensidade seguido por uma redução da mesma. Esta diminuição na intensidade está relacionada com um alargamento do pulso durante a sua propagação. O comportamento destas curvas indica o intervalo de valores que podem fornecer sólitons espaço-temporais.

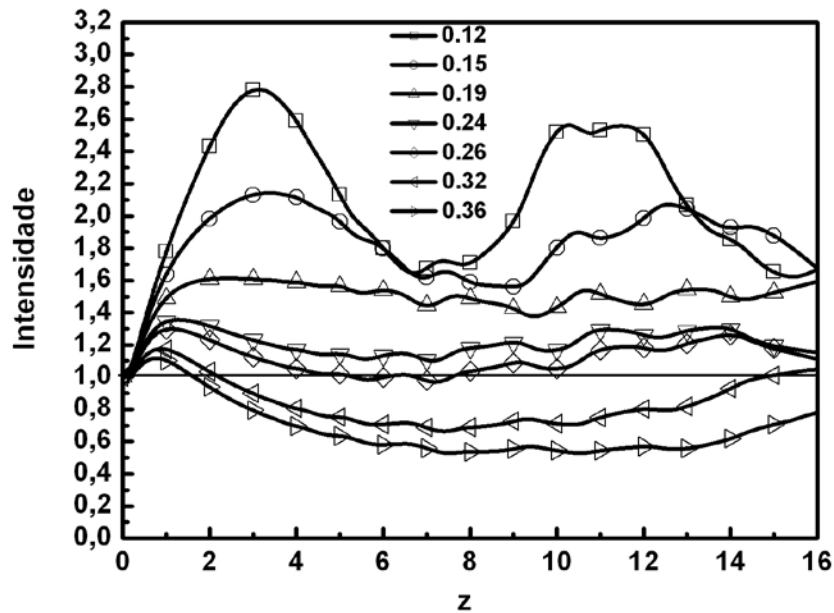


Figura 3.1. Evolução da intensidade máxima do campo óptico $|u(0, z)|$ em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,15; 0,19; 0,24; 0,26; 0,32 ; 0,36)$.

Para os mesmo valores de α analisamos a evolução da duração temporal normalizada (DTM) do sinal em função da distância de propagação z , como mostrado na Figura 3.2, com o objetivo de encontramos um sóliton espaço-temporal estável. A duração temporal normalizada indicará em quais pontos o pulso mantém sua forma inicial, sofre compressões ou alargamentos. Tais comportamentos dependem do equilíbrio entre os efeitos de difração, dispersão e da não linearidade cúbica-quíntica que tem dependência direta do parâmetro α como pode ser visto na equação (3.1). Em nosso caso os valores acima da linha de referência, fixada em 1, indica que o pulso está alargando e os valores abaixo indicam que o pulso está comprimindo. Para $\alpha = 0,12$ o pulso inicia com uma compressão no tempo atingindo cerca de 40% de compressão em $z=2 L_D$ e sofre flutuações ao longo de toda sua propagação. Com o crescimento do parâmetro α a compressão é menos intensa, e para $\alpha = 0,26$, a compressão está em torno de 10% ao longo de toda a propagação. Para maiores valores do parâmetro α , ($\alpha = 0,32$ e $\alpha = 0,36$), os pulsos apresentam uma compressão no início da propagação e para $z > 4L_D$ os pulsos apresentam alargamento sendo que para $\alpha = 0,32$ ele volta a comprimir a partir de $z=13,5L_D$.

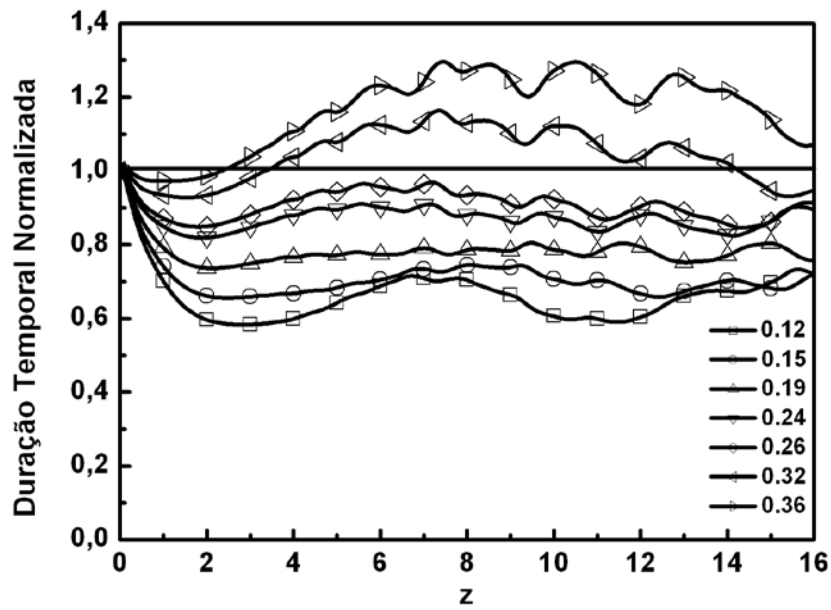


Figura 3.2. Evolução da duração temporal normalizada ($\tau=T/T_0$) do campo óptico em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,15; 0,19; 0,24; 0,26; 0,32 ; 0,36)$.

As Figuras 3.3 a 3.9 apresentam uma visão tridimensional do perfil temporal da propagação dos pulsos para todos os valores α analisados, onde pode-se observar que as formas tridimensionais retratam os mesmos comportamentos (alargamentos, compressões e flutuações) mostrados nas Figuras 3.1 e 3.2.

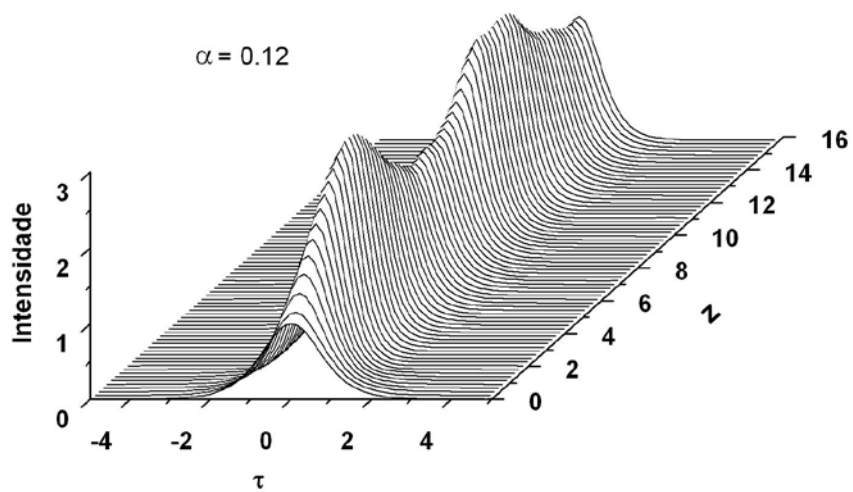


Figura 3.3. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0,12$ observando o perfil temporal.

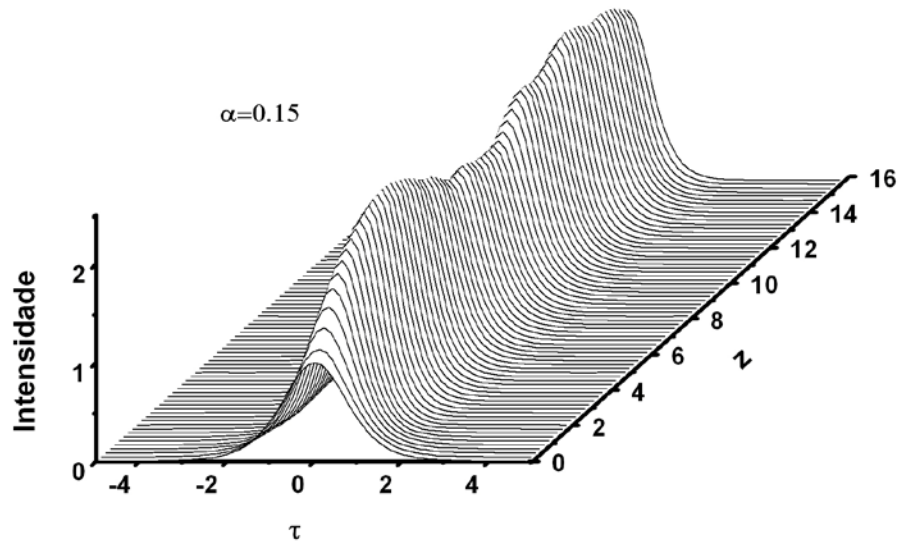


Figura 3.4. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.15$ observando o perfil temporal.

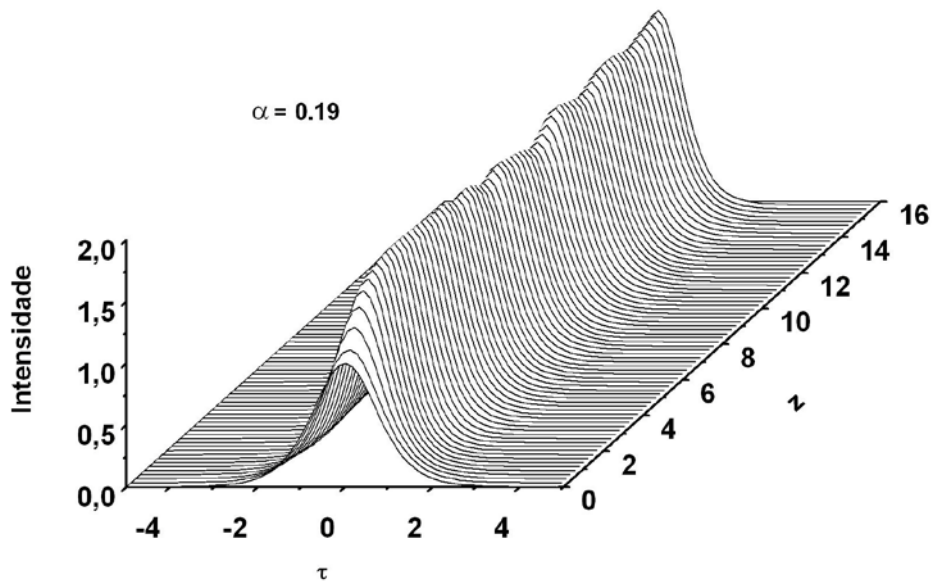


Figura 3.5. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.19$ observando o perfil temporal.

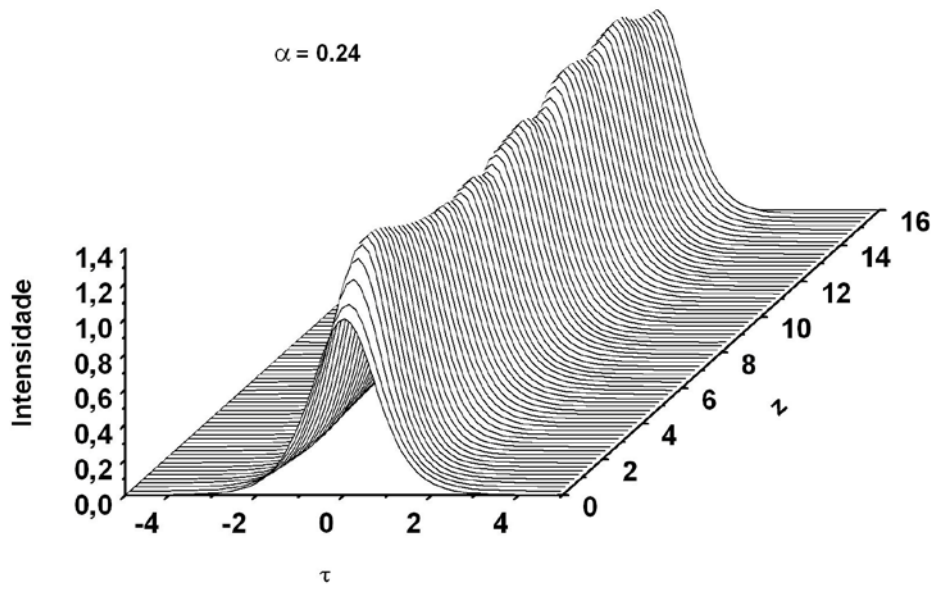


Figura 3.6. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.24$ observando o perfil temporal.

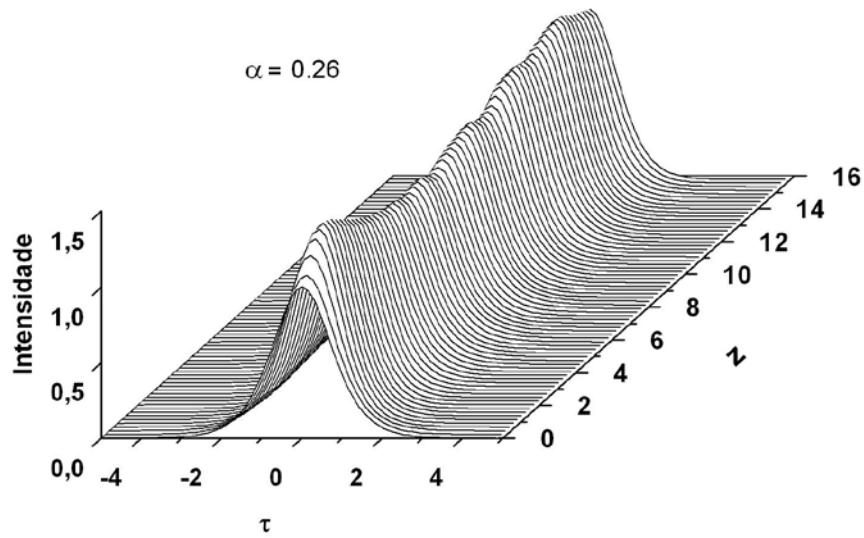


Figura 3.7. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.26$ observando o perfil temporal.

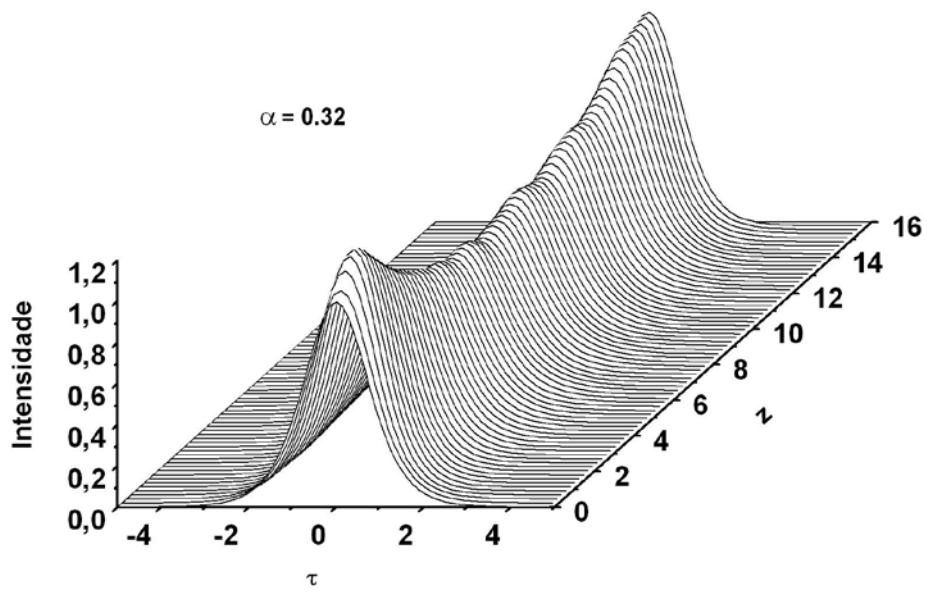


Figura 3.8. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.32$ observando o perfil temporal.

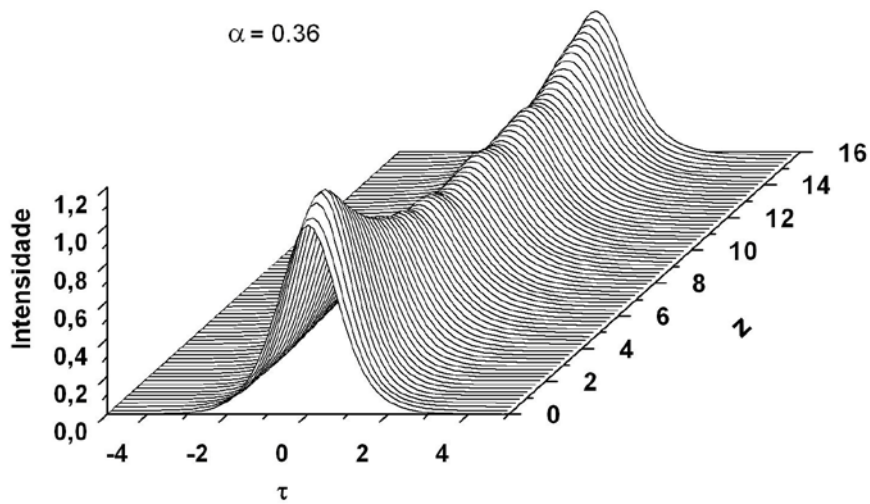


Figura 3.9. Evolução do pulso óptico com $\alpha = 0.36$ observando o perfil temporal.

O procedimento de colisão de pulsos ópticos é uma técnica utilizada para comprovar e garantir que os sinais ópticos são sólitons. Com base nas análises anteriores selecionamos quatro valores de α , ($\alpha = 0,12$; $\alpha = 0,19$; $\alpha = 0,26$; $\alpha = 0,36$), para realizar o procedimento de colisão de dois pulsos ópticos com o objetivo de termos a melhor condição para a formação de sólitons espaço-temporais.

Na Figura 3.10 continuamos analisando a intensidade dos pulsos durante todo o processo de colisão. Nesta simulação utilizamos dois pulsos idênticos e propagamos de $z=0$ até $z=16L_D$ onde a colisão ocorre em $z \approx (7L_D; 8L_D)$. Durante a colisão as maiores intensidades ocorrem para $\alpha = 0,12$ e com o crescimento do parâmetro α ocorre uma diminuição dos picos de intensidade com o mínimo para $\alpha = 0,36$. Em comparação com os demais parâmetros a colisão para o parâmetro $\alpha = 0,12$ apresenta maiores flutuações enquanto para $\alpha = 0,19$ e $\alpha = 0,36$ o pulso apresenta baixas intensidades após a colisão. As curvas que mais se aproximam da linha de referência fixada em 1, após a colisão, são aquelas que garantem a maior estabilidade do pulso e uma maior probabilidade de formação de sólitons ópticos espaço-temporais. Esta situação é obtida considerando $\alpha = 0,26$, porém devemos ainda analisar o comportamento relativo à duração temporal normalizada para todos os parâmetros α , o que será verificado na Figura 3.11

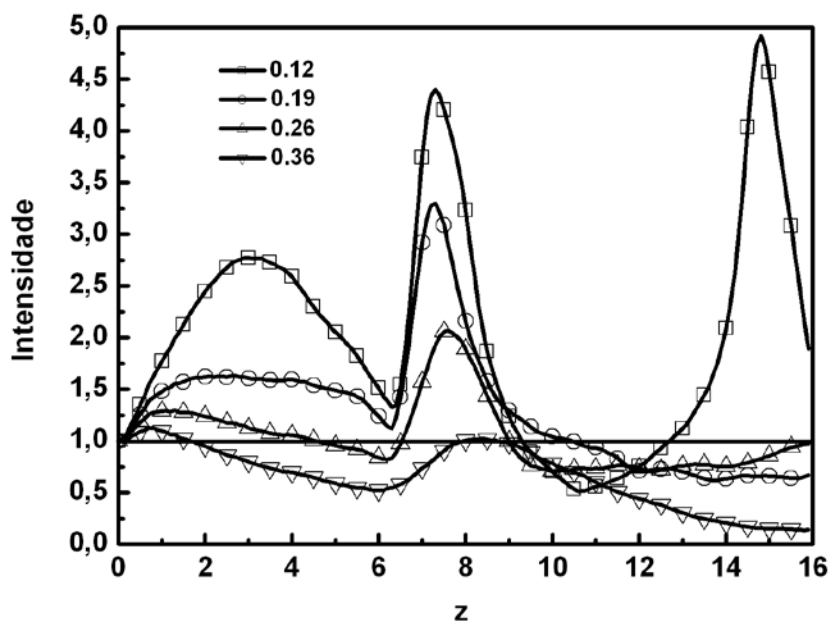


Figura 3.10. Máximo de intensidade do campo óptico $|u(0, z)|$ em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,19; 0,26; 0,36)$ no caso de colisão.

Na Figura 3.11 temos a duração temporal normalizada dos pulsos durante o processo de colisão, como discutido na Figura 3.10. Durante o processo de colisão, os pulsos sofrem alargamento em $z \approx 6L_D$ e em seguida uma compressão em $z \approx 7L_D$. Para $\alpha = 0,12$ o pulso permanece alternando alargamentos e compressões, já com $\alpha = 0,19$ e $\alpha = 0,26$ os pulsos mantêm-se em torno da linha de referência, porém com $\alpha = 0,19$ a intensidade diminui e o pulso sofre um maior alargamento ao passo que, para $\alpha = 0,26$ o pulso apresenta quase a mesma duração temporal normalizada do início da propagação o que sugere uma maior estabilidade do e uma maior probabilidade de formação de sólitons ópticos espaço-temporais, já com $\alpha = 0,36$ o pulso sofre espalhamento perdendo sua forma.

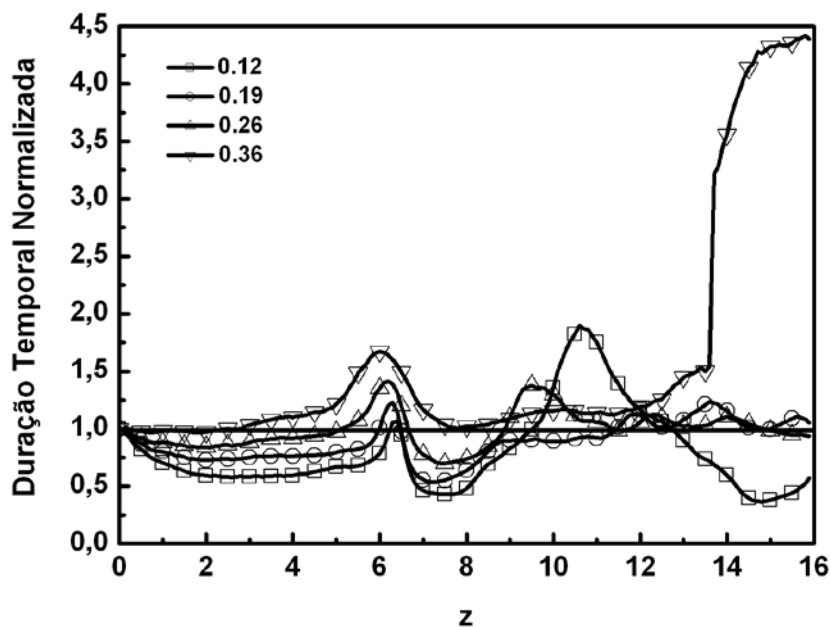


Figura 3.11. Duração temporal normalizada ($\tau=T/T_0$) do campo óptico em função da distância de propagação z para $\alpha = (0,12; 0,19; 0,26; 0,36)$ no caso de colisão.

A Figura 3.12 mostra as formas tridimensionais do processo de colisão entre dois pulsos ópticos idênticos com $\alpha = 0,26$. Em $z=0$ os pulsos estão separados por 440fs e seguem em rumo à colisão até que em $z=7,5L_D$ os pulsos colidem, logo em seguida afastam-se e em $z=16L_D$ voltam a sua forma inicial o que mostra que os pulsos são sólitons óptico espaço-temporais. Podemos ainda verificar através das Figuras 3.13 a 1.17, que mostram o perfil temporal destas interações, sob as mesmas condições, que $\alpha = 0,26$ forneceu a melhor estabilidade.

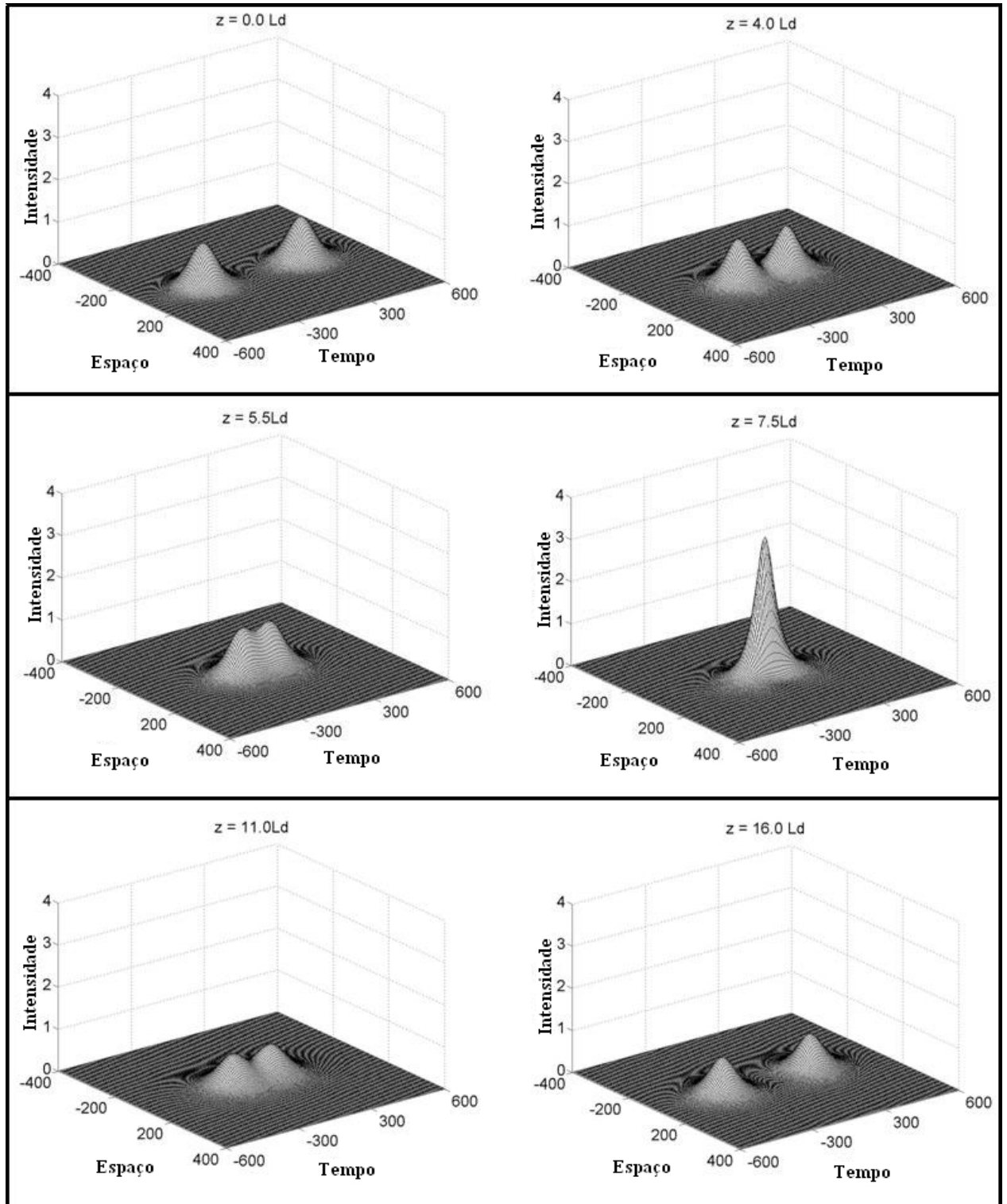


Figura 3.12. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ considerando seis distâncias de propagação $z = (0; 4L_d; 5.5L_d; 7.5L_d; 11L_d; 16L_d)$.

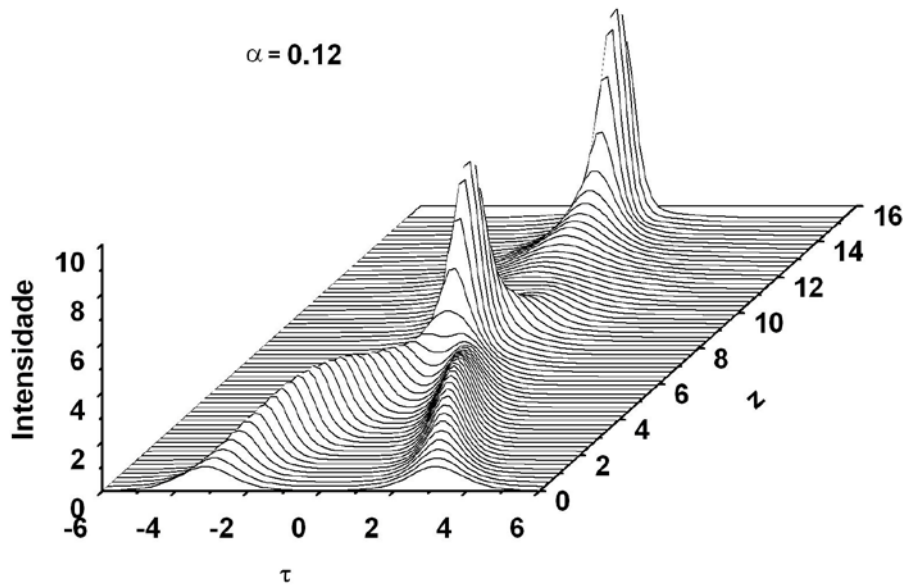


Figura 3.13. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.12$ em função da distância de propagação z .

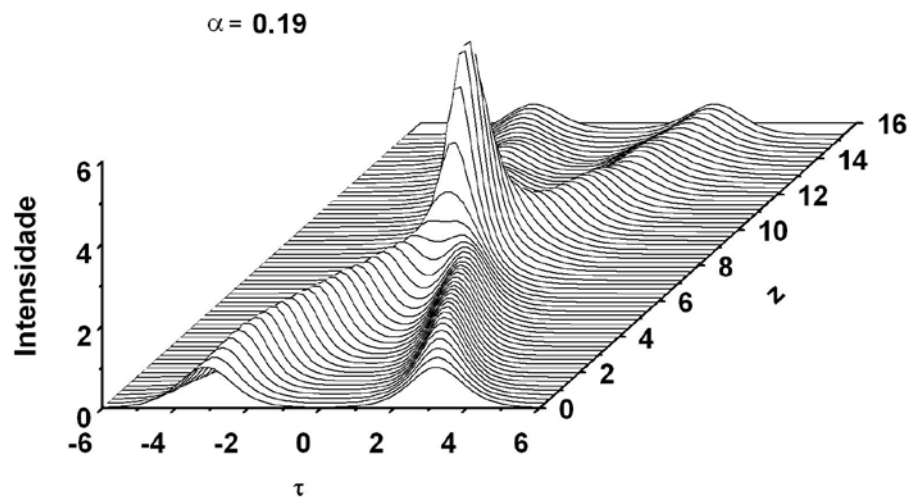


Figura 3.14. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.19$ em função da distância de propagação z .

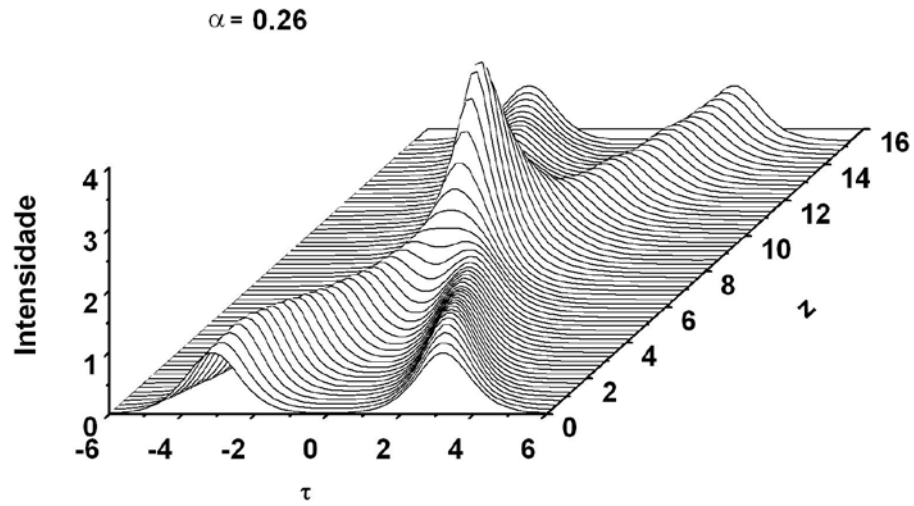


Figura 3.15. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ em função da distância de propagação z .

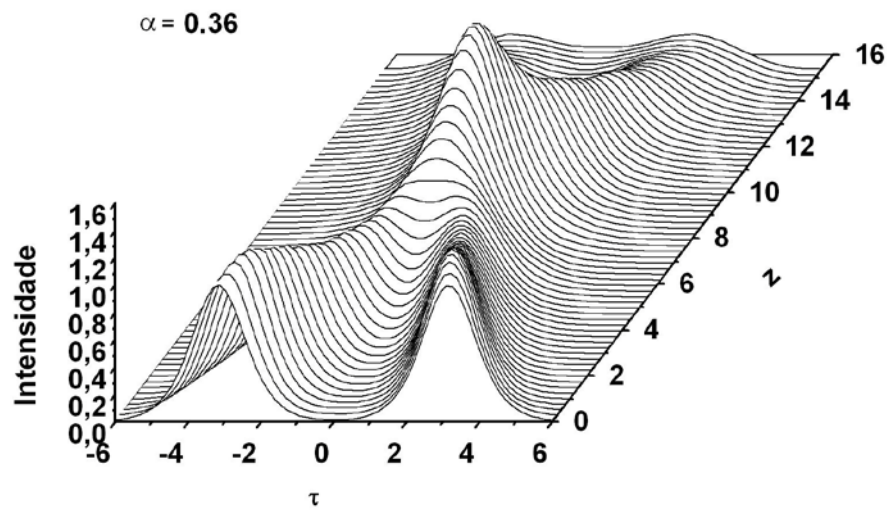


Figura 3.16. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.36$ em função da distância de propagação z .

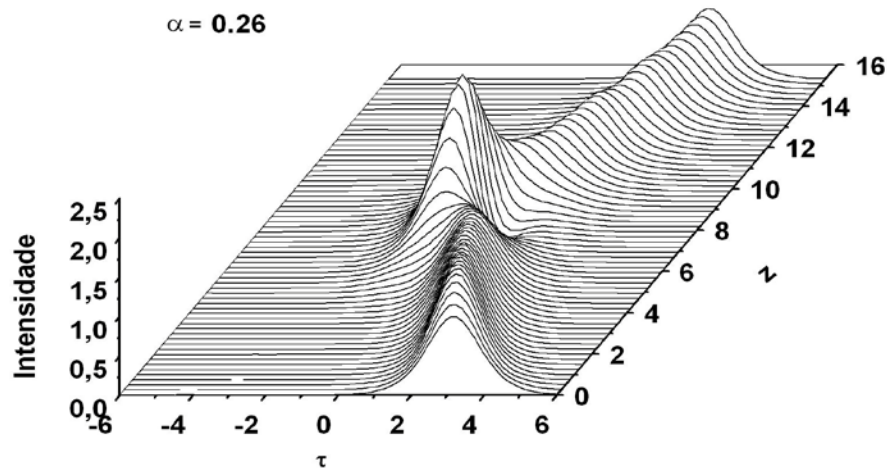


Figura 3.17. Colisão de sólitos ópticos espaço-temporais com $\alpha = 0.26$ em função da distância de propagação z observando um único sólito.

A Figura 3.18 compara o perfil temporal do pulso de entrada no início da propagação ($z = 0$), junto com o pulso de saída ($z = 16L_d$), após a colisão. O sólito espaço-temporal apresenta praticamente o mesmo perfil temporal, intensidade e forma que podem ser evidenciados pela linha de erro, que varia suas intensidades no intervalo $(-0.1; 0.1)$.

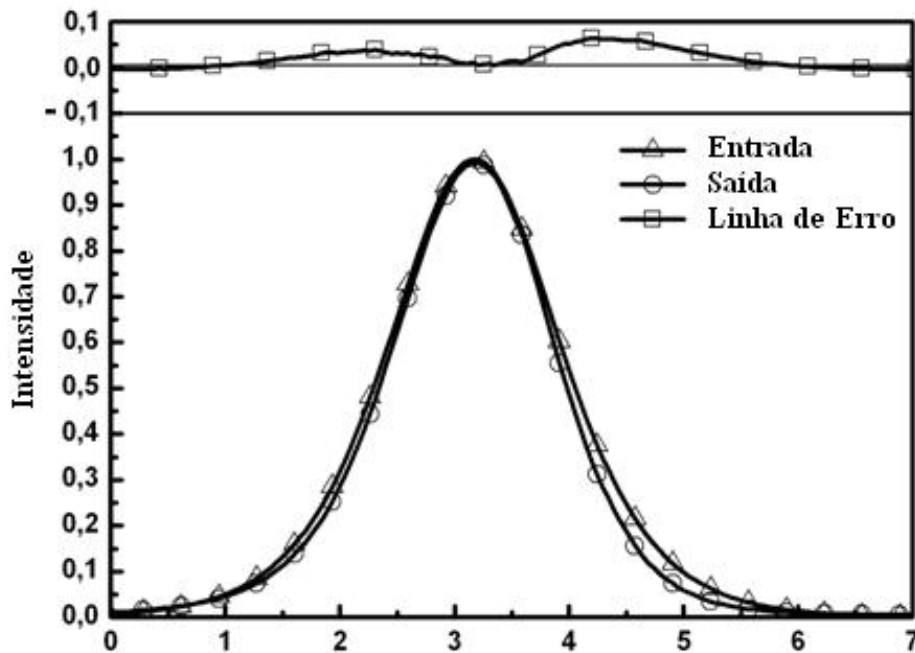


Figura 3.18. Comparação entre as intensidades de entrada ($z=0$) e saída ($z=16L_D$) do sólito espaço-temporal com $\alpha = 0.26$. No topo da Figura temos a linha de (Linha de Erro) $(\tau) = \text{Intensidade}(z=0) - (z=16L_D)$

3.3 Conclusões do Capítulo

Para todos os casos analisados, diversos parâmetros relevantes tais como: o parâmetro não-linear α (que é a relação entre os índices de refração não-linear cúbico-quíntico n_4 e n_2), a distância de propagação z , o parâmetro σ de acoplamento XPM, a separação média $\Delta\tau$ entre os campos u_1 e u_2 , a velocidade transversal V de propagação, a intensidade, a duração temporal normalizada (DTN) e as formas tridimensionais dos pulsos foram analisados ou utilizados e assim foi possível mostrar a propagação, colisão, estabilidade e formação de sólitons ópticos espaço-temporais estáveis e sem a significativa presença de quebras, colapsos, oscilações e pulsos satélites indesejáveis.

Dos diversos valores do parâmetro não-linear α considerando, concluímos que $\alpha = 0.26$, junto com todos os outros parâmetros citados, forneceu um sóliton espaço-temporal estável que foi comprovado através da colisão dos pulsos e da comparação dos perfis temporais dos pulsos de entrada e saída.

Capítulo 4 – Acopladores Fibra.

Introdução

Neste capítulo serão apresentadas as principais características dos acopladores ópticos enfatizando princípios físicos, funcionamento, constituição e os modelos teóricos fundamentados nas equações não lineares de Schrödinger (NLSE).

Acopladores fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são um dos dispositivos essenciais em sistemas ópticos e são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão do feixe óptico em outros dois feixes coerentes, mas fisicamente separados (e vice-versa). Embora a maioria das aplicações de acopladores fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultra-rápido.

Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de forma a construir uma estrutura multicamadas. No caso de acopladores baseados em fibra, é necessária uma modificação na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos na literatura:

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

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

4.1 Características dos acopladores.

Acopladores fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância “d”, conforme mostram as Figuras 5.1a e 5.1b. [1-5].

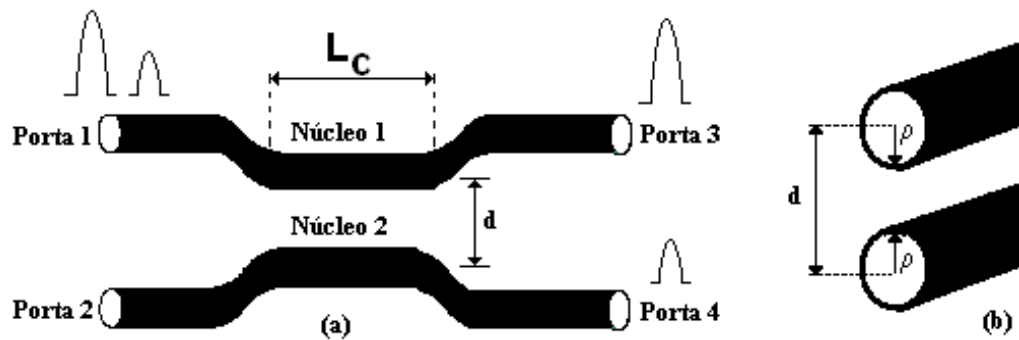


Figura 4.1a - Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) de fibra óptica com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. Figura 4.1b - Seção transversal do NLDC.

Seus núcleos são bastante próximos de maneira que os modos fundamentais de propagação de cada núcleo sobrepõem-se parcialmente na região da casca entre os dois núcleos. Tal acoplamento, entre os dois modos, provoca a transferência da potência óptica de um núcleo para o outro. Esta transferência de potência está diretamente relacionada com a potência crítica P_C , que é a potência necessária para se obter uma transferência de 50% entre os guias do acoplador. A potência crítica para um acoplador é dada por:

$$P_C = \frac{S\lambda}{n_{NL}L_c} \quad (4.1)$$

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

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

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

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

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

Para o acoplador das Figuras 4.1a e 4.1b, temos que “ d ” é a separação entre os centros dos núcleos das fibras e “ ρ ” o raio dos núcleos. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação d/ρ usualmente varia entre 2 e 4, ou seja, a relação d/ρ deve ser, no mínimo, da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [6,7].

4.2. Acopladores Simétricos.

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

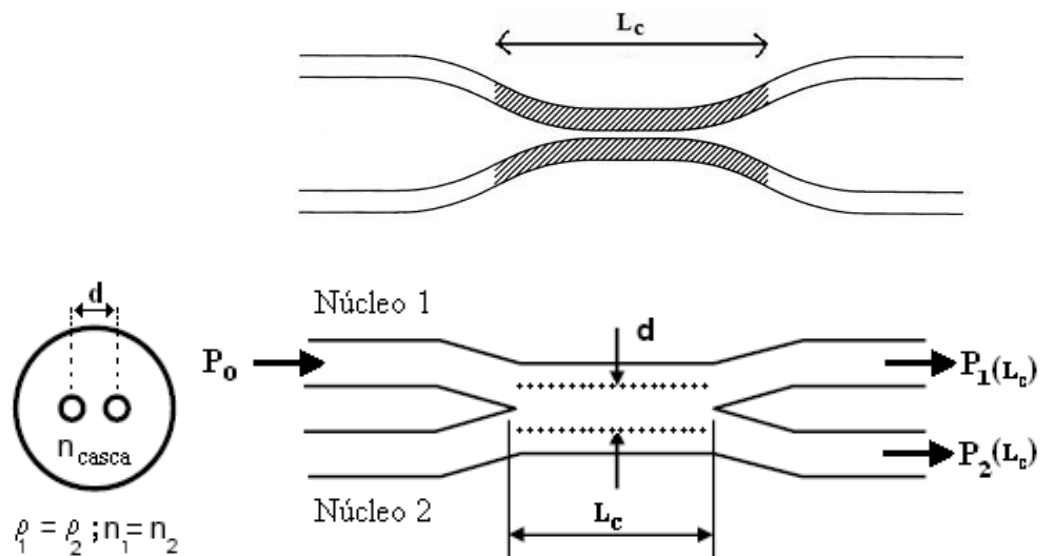


Figura 4.2 - Acoplador Simétrico.

4.3. Acopladores Assimétricos.

A Figura 4.3 mostra uma das estruturas para um acoplador assimétrico. Existem diversas formas pelas quais os núcleos de um acoplador tornam-se diferentes. Por exemplo, os núcleos podem ter diferentes formas ou tamanhos, diferentes propriedades dispersivas, podem ter diferentes dopagens ou bombeamento, ou ainda, um ou mais núcleos podem ser integrados com redes de Bragg, por este motivo os efeitos não-lineares, em acopladores assimétricos, têm atraído crescente interesse nos últimos anos [8-12]. O processo de acoplamento em um acoplador direcional assimétrico ocorre de uma forma mais complicada, comparativamente ao acoplador simétrico, devido a diferentes velocidades de fases nos dois núcleos.

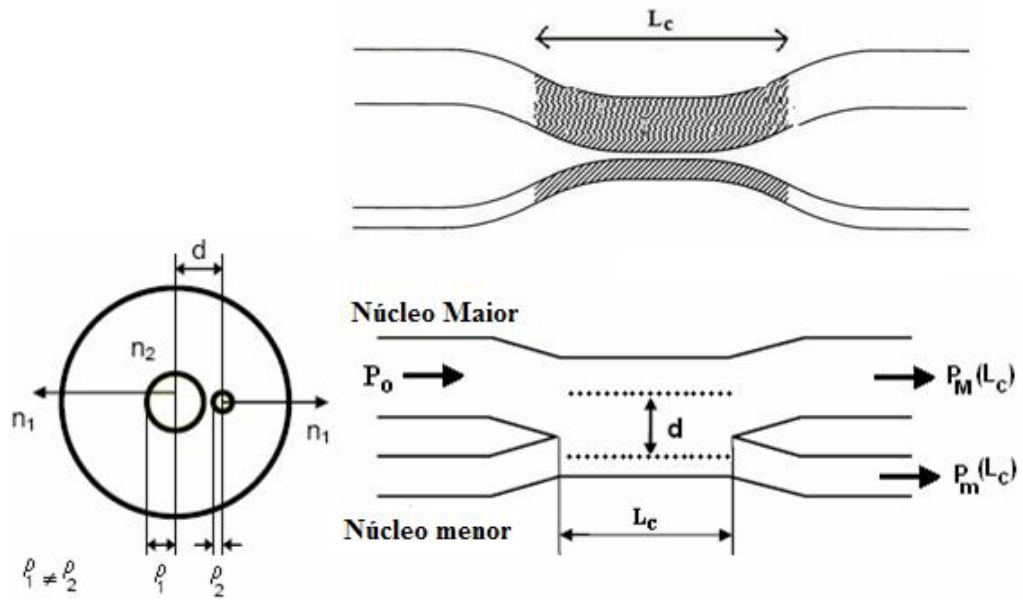


Figura 4.3 - Acoplador Assimétrico. Os índices “M” e “m” referem-se respectivamente aos núcleos maior e menor.

4.4. Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC).

A partir das equações de Maxwell, é possível obter uma equação de onda para campos que se propagam em um meio dielétrico. Numa fibra óptica, onde há ausência de cargas livres e propriedades magnéticas apreciáveis, temos que tanto a densidade de corrente J_f quanto a densidade de cargas são nulas. A equação de onda que descreve a evolução de um campo óptico em um meio dielétrico é dada por [13]:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \left[\frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{E})}{\partial t^2} \right] \quad (4.3)$$

onde \mathbf{E} é o vetor campo elétrico, μ_0 é a permeabilidade do vácuo, \mathbf{P} é a densidade de polarização em função do campo elétrico e c é a velocidade da luz em função da permissividade ϵ_0 , sendo representada por:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (4.4)$$

A polarização $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ pode ser escrita em duas partes, uma linear, \mathbf{P}_L , e outra não linear, \mathbf{P}_{NL}

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) \quad (4.5)$$

que são respectivamente dadas por:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (4.6)$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \otimes \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}_z(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (4.7)$$

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. Em particular, a parte real de $\chi^{(3)}$ está relacionada com o efeito Kerr ao passo que a parte imaginária relaciona-se com o efeito Raman.

Na presença de $\chi^{(3)}$, pode-se observar que o índice de refração $\mathbf{n}(\omega)$ depende do índice de refração não linear \mathbf{n}_{NL} e da intensidade do campo. Este tipo de não linearidade é conhecida como Kerr. Em particular, pode-se escrever o índice de refração como:

$$\mathbf{n}(\omega) = n_o(\omega) + n_{NL} |E|^2 \quad (4.8)$$

aonde [13]

$$n_{NL} = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}_{jkz}}{n_o(\omega)} \quad (4.9)$$

A não-linearidade Kerr dá origem a vários efeitos, dependendo das condições com que o sinal óptico é bombeado no guia. Dentre eles estão a automodulação de fase (SPM - Self Phase Modulation), a modulação de fase cruzada (XPM - Cross Phase Modulation) e a instabilidade modulacional. Inúmeras são as aplicações para esses efeitos, dentre elas pode-se

citar o chaveamento óptico, implementação de portas lógicas ópticas e compressão de pulsos [13].

De posse das equações (4.3) a (4.7), a teoria dos modos acoplados tem provado ser útil para descrever a operação de um acoplador não-linear com perturbações não lineares não muito intensas e guias satisfatoriamente separados, sendo já bastante discutida e aceita. Jensen [14], em 1982, foi o primeiro a propor e a desenvolver uma equação que representasse a evolução da onda no acoplador duplo não-linear. A propagação de uma onda contínua num acoplador duplo não linear, como o da Figura 4.1a, é dado por [14]:

$$i \frac{dA(z)}{dz} = i\alpha A + Q(z)|A|^2 A + KB \quad (4.10a)$$

$$i \frac{dB(z)}{dz} = i\alpha B + Q(z)|B|^2 B + KA \quad (4.10b)$$

em que onde \mathbf{A} e \mathbf{B} são as amplitudes dos campos nos núcleos, α representa a perda ou amplificação ao longo do acoplador, \mathbf{Q} é o coeficiente de automodulação de fase (SPM), que é dado por [14]:

$$Q = \pm \frac{4Kn_{NL}L_C}{S\lambda} \quad (4.11)$$

sendo S a área de seção transversal efetiva do guia de onda, λ o comprimento de onda no vácuo, n_{NL} o índice de refração não linear e $L_C = \pi/2K$ o comprimento do acoplador.

4.5. Modelagem de acopladores

Para descrever a propagação de pulsos no acoplador é necessária uma equação de evolução para cada uma das fibras que constituem o dispositivo, e cada equação deve conter o termo de acoplamento entre os guias. Nossa abordagem somente considera a presença dos efeitos devido a não-linearidade do tipo Kerr e a dispersão de velocidade de grupo, β_2 . A modelagem do acoplador é feita por um sistema de equações diferenciais acopladas e este

sistema está fundamentado na equação não-linear de Schrödinger (NLSE) sendo o sistema que descreve um acoplador de n fibras semelhantes dado por [15]:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \gamma |A_j|^2 A_j + S_j(A_k, A_j, A_k^*, A_j^*) = 0 \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \text{ e } k \neq j \quad (4.12)$$

Este sistema de equações para um acoplador com n núcleos acoplados terá n equações diferenciais. O índice j refere-se ao pulso que se propaga na fibra j , k nas demais fibras, e o asterisco representa o complexo conjugado do campo. O termo de acoplamento S_j depende do tipo de acoplamento considerado. Esses processos de acoplamento podem ser lineares ou não lineares nas amplitudes dos pulsos dos guias e ainda podem conter termos cruzados que dependem simultaneamente da amplitude do pulso em evolução e dos demais campos.

4.5.1. Acopladores Duplos.

Para acopladores duplos, como o da Figura 4.1a, as equações que descrevem sua dinâmica são dadas por:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (4.13a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (4.13b)$$

sendo A_j a intensidade de campo no guia j ($j=1,2$), γ o coeficiente de automodulação de fase e β_2 a dispersão de velocidade de grupo.

O parâmetro β_2 na equação (4.12) 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. No sistema de equações (4.13a e 4.13b) consideramos β_2 negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala.

4.6 Referências Bibliográficas

- [1] AGRAWAL, G. P., *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York, 2001.
- [2] TEKIPPE, V. J., *Fiber Integ. Opt.* 9, 97 (1990).
- [3] GRENN, P. E., *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. 1993, Chap. 3.
- [4] HECHT, J., *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. 1999, Chap. 15.
- [5] GHATAK, A. K. and THYAGARAJAN, K., *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, New York, 1999, Chap. 17.
- [6] CHIANG, K. S., *Opt. Lett.* 20(9) (1995), 997.
- [7] DROULIAS, S. and *et al.*, *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, *Opt. Comm.*, vol 240, pp. 209-219, 2004.
- [8] HANSEN, P. B., and *et al.*, *Opt. Commun.*, 119, 178, 1995.
- [9] MALOMED, B. A., *Phys. Rev. E.* 51, R.864, 1995.
- [10] MALOMED, B. A., and *et al.*, *Phys. Rev. E.* 53, 4084, 1996.
- [11] KAUP, D. J., and *et al.*, *Asymmetric solitons in mismatched dual-core optical fibers*, *J. Opt. Soc. Am B* vol14, pp 1199, 1997.
- [12] KAUP, D. J. and MALOMED, B. A., *J. Opt. Soc. Am. B.*15, 2838, 1998.
- [13] AGRAWAL, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, third Edition, Academic Press, New York, 2001.
- [14] JENSEN, S. M., *The nonlinear coherent coupler*, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol QE-18, pp. 1580-1583, 1982.
- [15] PENG, G. D. and ANKIEWICZ, A., *Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber coupler*, *Int. J. Non. Opt. Phy.* 1, 135, 1992.

Capítulo 5 - Análise Numérica das Características do Acoplador Direcional Duplo Simétrico Operando no Regime Não-Linear Instantâneo e Relaxado.

Introdução

Os acopladores ópticos operando no regime instantâneo têm sido analisados e propostos para aplicações em roteadores, funções e chaveamentos ultra-rápidos. Uma das razões para o crescente interesse em dispositivos totalmente ópticos tem sido o fato de que eles são capazes de operar a taxas de transmissão muito maiores que as praticadas pelos atuais dispositivos eletrônicos e tais taxas serão necessárias no futuro para as comunicações a altas velocidades, principalmente pela crescente demanda por serviços de telecomunicações e por uma das mais ambiciosas metas da óptica não linear que são os sistemas de computação óptica.

Neste capítulo, será apresentado a análise numérica para o estudo das características de chaveamento de energia entre os guias do acoplador direcional duplo simétrico operando nos regimes Kerr não-linear instantâneo e relaxado. O trabalho com a não-linearidade relaxada, ou seja, de resposta lenta, em sistemas de comunicações e sistemas ópticos em geral, é algo que tem despertado a atenção de muitos pesquisadores por este motivo estendemos seu estudo e aplicação aos acopladores ópticos, sendo este tópico aprofundado no decorrer do capítulo.

Para a análise numérica das características de chaveamento dos acopladores instantâneo e relaxado o sistema de equações não-lineares de Schrödinger que os caracterizam, foi resolvido utilizando o método numérico Split-Step Fourier e aplicamos às entradas do acoplador pulsos solitônicos de 2ps de largura. As análises numéricas referem-se ao chaveamento de energia (transmissão), a taxa de extinção - XR, a largura normalizada (LN).

5.1 Relaxação Não-Linear.

As diferentes formas das equações não-lineares de Schrödinger (ENLS) podem descrever diferentes tipos de propagação de sólitons em um meio não-linear. A mais simples ENLS, a de (1+1) dimensão, demonstra que sólitons temporais estáveis podem ser obtidos

quando existe um balanceamento entre os efeitos dispersivos (GVD) e não lineares (SPM) em um meio com não linearidade Kerr, onde o índice de refração muda com a intensidade das ondas. Conforme descrito no primeiro capítulo, a propagação de um sóliton em um meio com não-linearidade Kerr instantânea pode ser descrita pela ENLS,

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A \quad (5.1)$$

onde $A=A(z,T)$ é a amplitude do campo transmitido como função de z e T , T é o tempo retardado ou a medida de referência movendo com o pulso na velocidade de grupo v_g ($T=t' - (z/v_g)$). Os dois termos no lado direito da equação. (5.1) governam respectivamente, os efeitos de dispersão de velocidade de grupo (GVD) e auto-modulação de fase (SPM) que representa a não-linearidade em pulsos propagando-se no interior de fibras ópticas. O termo de GVD é responsável pelo alargamento do pulso óptico e o termo de SPM (não linearidade Kerr) é responsável pela compressão do pulso óptico.

Para meios não-lineares relaxados ou não instantâneos, por causa do atraso no tempo de resposta em tais materiais/estruturas, perturbações da ENLS são adicionadas e o comportamento dinâmico é afetado, por isso nos últimos anos o fenômeno da não-linearidade relaxada tem ocupado um espaço relevante nos domínios experimental e teórico, e uma questão importante permanece ainda a ser discutida que é sobre os efeitos de um tempo de relaxação finito (ou desligado) do índice não-linear.

Um pulso do tipo sóliton propagando-se em um meio Kerr unidimensional, que tem propriedade não-linear relaxada (não instantânea) caracterizada pelo tempo de resposta τ_R poderá sofrer distorções na sua forma em uma escala de grandeza que é determinada pela intensidade da perturbação e em materiais ressonantes tais como semicondutores, vidros dopados com semicondutores, o tempo de resposta da não-linearidade pode variar de dezenas de picosegundos a centenas de nanosegundos [1-10]. Desprezando os efeitos de perda, por exemplo, escreve-se a equação ENLS equação (5.1), como um sistema de equações acopladas da seguinte forma:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma N A \quad (5.2a)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\tau}(-N + |A|^2) \quad (5.2b)$$

onde $N = N(t, z)$ representa o parâmetro de relaxação do índice não-linear do meio com o tempo. A dinâmica do meio é descrita por um simples modelo de relaxação na equação (5.2b), algumas vezes chamado modelo de relaxação de Debye [2-5] e o parâmetro τ_R é o tempo de resposta do meio. A dinâmica de N está relacionada com a intensidade do campo local $|A|^2$ e o tempo de resposta do meio Kerr [2]. Com este modelo modificado, a influência do meio Kerr relaxado (não instantâneo) na propagação da onda solitônica pode ser estudada.

Para resolver a equação (5.2a) mais uma vez utilizaremos o método numérico split-step Fourier ou método espectral [2,3]. Neste método as partes linear e não-linear da equação diferencial parcial são separadas e manipuladas em passos separados. Dessa forma, nós reescrevemos a equação (5.2a) na seguinte forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma NA = [\tilde{D} + \tilde{N}]A \quad (5.3)$$

com

$$\tilde{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad e \quad \tilde{N} = -i\gamma N \quad (5.4)$$

sendo \tilde{D} e \tilde{N} os operadores linear e não-linear, respectivamente.

O passo linear deste método pode facilmente ser feito no domínio da frequência e o passo não-linear pode ser tratado no domínio do tempo. Métodos de Transformada de Fourier rápida são aplicados para resolver as equações dinâmicas. A solução de segunda ordem para A na distância incrementada $z + \Delta z$ é encontrada ser [1,2,11]

$$A(t, z + \Delta z) = \exp\left(\frac{\Delta z D}{2}\right) \exp(\Delta z N) \exp\left(\frac{\Delta z D}{2}\right) A(t, z) \quad (5.5)$$

A precisão da solução numérica depende de ambos os domínios tempo e frequência e dos tamanhos dos passos ao longo da direção de propagação.

A forma integral da solução da equação. (5.2b) [2] é

$$N(t, z) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} |A(t', z)|^2 dt' \quad (5.6)$$

onde o parâmetro de relaxação $N = N(t, z)$ será aplicado ao coeficiente não-linear da fibra γ quando quisermos tornar o canal (guia) do acoplador duplo tenha um perfil relaxado.

5.2 Procedimentos Numéricos.

Nesta seção será apresentado o formalismo numérico necessário a análise do acoplador duplo instantâneo e relaxado. Iniciamos com o conceito de potência crítica e posteriormente definiremos as ferramentas de análise do chaveamento dos pulsos no dispositivo, que são

Transmissão: Mostra como os campos ópticos são chaveados entre os guias (núcleos) do acoplador de acordo com a potência de entrada;

Taxa de Extinção - XR: Que informa em decibel (dB) a relação entre as energias nas saídas utilizadas pelo acoplador para geração dos circuitos lógicos ópticos;

Largura Normalizada (LN): Que indica, em relação ao pulso de entrada, onde o pulso de saída sofreu compressão, alargamento ou manteve sua forma idêntica ao pulso de entrada;

Em nosso estudo, consideramos a influência dos efeitos da dispersão de velocidade de grupo (β_2) e que o acoplador é constituído por fibras idênticas, sob todos os aspectos, com não linearidade descrita pelo efeito Kerr instantâneo e relaxado, desconsiderando perdas e ganhos sendo a dinâmica do acoplador instantâneo descrita pelas equações (5.7a – 5.7b)

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + K(A_2) = 0 \quad (5.7a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + K(A_1) = 0 \quad (5.7b)$$

e do acoplador relaxado descrita pelas equações (5.8a – 5.8b)

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + N\gamma |A_1|^2 A_1 + K(A_2) = 0 \quad (5.8a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + N\gamma |A_2|^2 A_2 + K(A_1) = 0 \quad (5.8b)$$

Simulamos numericamente a propagação de um sóliton de primeira ordem com 2ps de largura e as condições iniciais para os pulsos na entrada dos guias dadas por:

$$A_1(0, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau) \quad (5.9a)$$

$$A_2(0, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau) \quad (5.9b)$$

e sendo A_1 e A_2 os pulsos aplicados as entradas 1 e 2 respectivamente.

A partir das equações (5.7a – 5.7b), caso instantâneo, e (5.8a – 5.8b), caso relaxado, podemos obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada, para um acoplador de comprimento L_C , e, desta forma, quantificar o valor da energia chaveada entre os núcleos em função da energia de entrada. Primeiramente obteremos as características de transmissão para o acoplador instantâneo e posteriormente para o acoplador relaxado já que neste último caso, deveremos analisar primeiramente como o acoplador se comporta para determinados tempos de relaxação τ_R e só então depois desta análise, obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada.

A definição da transmissão na fibra “i” (T_i) em função das energias do sinal como a razão entre a energia no final do acoplador na fibra “i” pela energia incidente na fibra “1”, como mostra a equação (5.10)

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(0)|^2 dt} \quad (5.10)$$

com $i=1$ e 2 e sendo A_i e A_1 as amplitudes dos campos em unidades solitônicas.

Para obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada para o acoplador instantâneo, consideramos a utilização de um único canal de entrada com o sinal aplicado ao guia “1”, ou seja, a condição inicial será $A_1(0, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau)$, $A_2(0, \tau) = 0$ e, sendo A_1 e A_2 as amplitudes dos pulsos que se propagam nos guias 1 e 2 respectivamente, logo nestas condições o guia “1” é o canal ativo do acoplador.

A largura normalizada (LN) é obtida depois de propagar o pulso no acoplador. É definida como a razão entre a largura do pulso após propagação ao longo do dispositivo e a largura do pulso incidente. Este parâmetro numérico de medida é importante para monitorar o comportamento dos pulsos ópticos durante sua propagação no dispositivo, assim temos que:

$$LN_i = \frac{T_i(L_C)}{T_0} = \frac{\tau_{SAIDA}}{\tau_{INCIDENTE}} \quad (5.11)$$

onde $i=2$ e 3 para os pulsos chaveados nos guias 2 e 3, respectivamente. Na equação (5.11) se $LN > 1$ o pulso sofre um alargamento, se $LN < 1$ o pulso sofre uma compressão e se $LN = 1$ o pulso mantém sua forma original.

A taxa ou coeficiente de extinção de um chaveamento “on-off” é a razão entre a potência de saída no estado “on” e a potencia de saída no estado “off”. Esta razão pode ser tão grande (ou tão pequena) quanto possível, dependendo da magnitude das energias nas saídas

do acoplador. Calculamos numericamente a taxa de extinção, nesta tese denominada $XRatio(dB)$, a partir das saídas 1 e 2 sendo que, para saída 1 ela é expressa por:

$$[XRatio(dB)]_1 = 10 \log_{10} \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L_C)|^2 dt} \right] \quad (5.12a)$$

e para saída 2, expressa por:

$$[XRatio(dB)]_2 = 10 \log_{10} \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L_C)|^2 dt} \right] \quad (5.11b)$$

Contudo, ao longo desta dissertação, denominaremos a taxa de extinção por $XR1(dB)$ (para saída 1) e $XR2(dB)$ (para saída 2).

5.3 Resultados Numéricos Discussões.

A Figura 5.1, a seguir, mostra as características de transmissão para um acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas, onde verificamos que a potência crítica encontrada foi $P_c = 11,4W$. As curvas de transmissão nos informa que para baixa potência (potências abaixo de P_c), o sinal é completamente chaveado para o canal 2, com aumento da potência o sinal retorna para o canal 1.

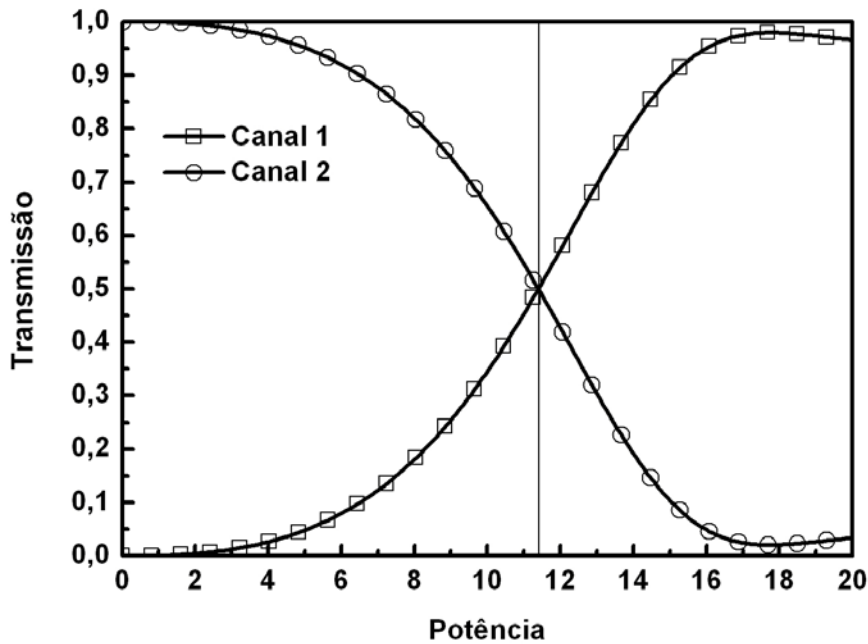


Figura 5.1 - Curva de transmissão instantânea para um acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_C=11,4$ W.

No sentido de obtermos as curvas de transmissão em função da potência de entrada para o acoplador relaxado, examinamos o chaveamento de energia entre seus canais considerando três potências de entrada $P_I = (6,4; 11,4; 16,4)$ selecionadas a partir do gráfico da Figura 5.1, estando $P_I = 16,5$ acima da potência crítica, $P_I = 11,4$ exatamente na potência crítica, e abaixo da potência crítica com $P_I = 6,4$. A Figura 5.2, a seguir, mostra este resultado numérico para a saída do canal 1 respectivamente com o tempo de relaxação τ_R variando de 2ps a 10ps. Onde podemos observar que com o aumento do tempo de relaxação toda a energia tende a ser transferida para o canal 2, mesmo quando temos uma potência acima da crítica. Isso se deve ao fato de que com o aumento de τ_R os pulsos alargam progressivamente, o que pode se verificado na Figura 5.3, já que para todas as potências as curvas ficaram acima da linha 1.

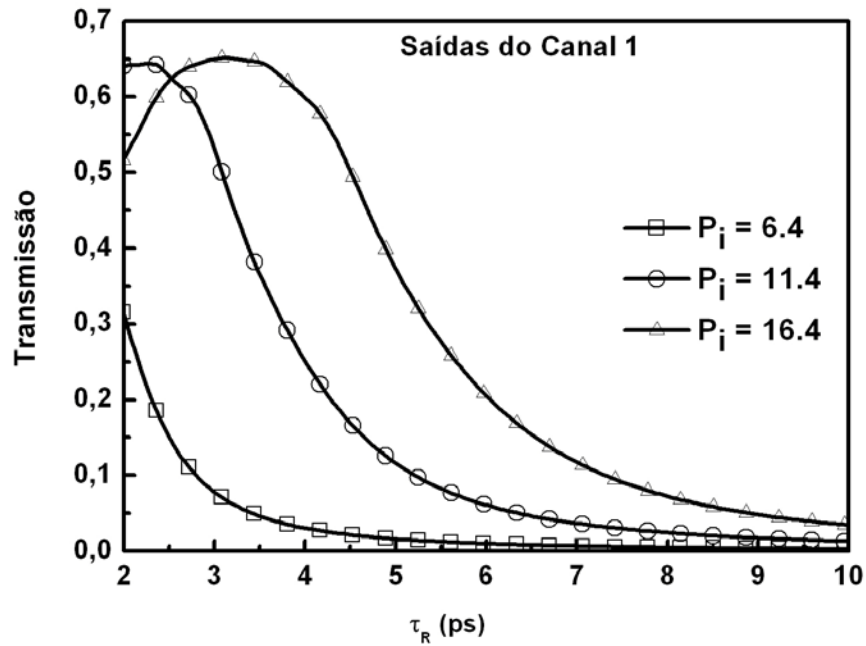


Figura 5.2 - Curva de transmissão na saída do canal 1 do acoplador direcional duplo simétrico relaxado, de comprimento L_C , em função do tempo de relaxação τ_R operando com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.

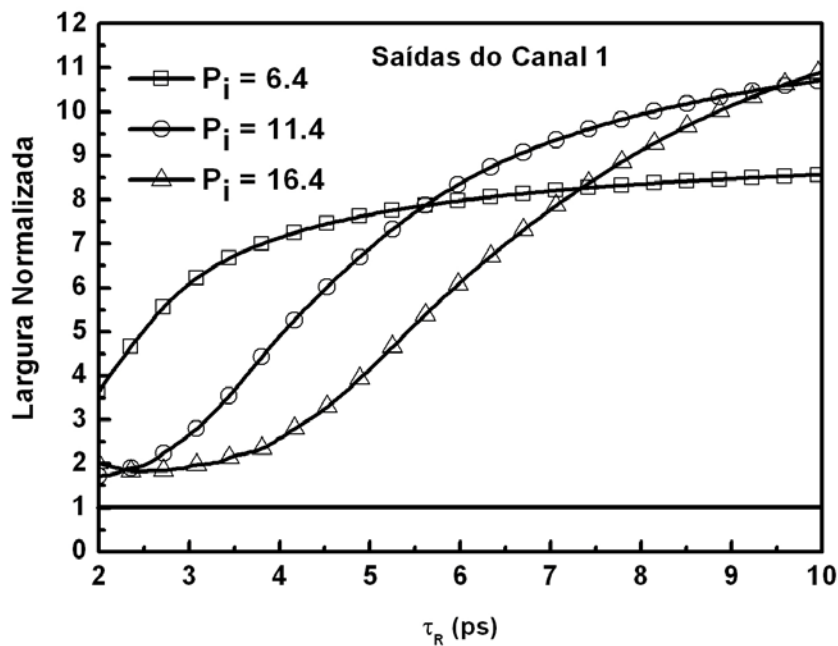


Figura 5.3 - Largura Normalizada (LN1) na saída do canal 1 em função de τ_R

Da observação das Figuras 5.2 e 5.3, selecionamos alguns tempos de relaxação para o estudo do acoplador direcional duplo simétrico relaxado e comparar os respectivos resultados do acoplador duplo instantâneo, para que com isso possamos entender o comportamento do acoplador duplo relaxado, visto que isso ainda não consta na literatura, para implementarmos posteriormente as funções lógicas com o melhor desempenho. Os τ_R 's escolhidos para essa análise foram $\tau_R = 2,2 ps$, primeiro ponto de máximo ($P_1=11,4$), $\tau_R = 3,2 ps$, segundo ponto de máximo ($P_1=16,4$), $\tau_R = 5,0 ps$, onde todos tinham uma tendência de chavear para canal 2 e, $\tau_R = 8,0 ps$, as energias estavam quase completamente no canal 2.

As Figuras 5.4 e 5.5 apresentam então as curvas de transmissão dos canais 1 e 2 em função da potência de entrada considerando, para fins de comparação, o acoplador instantâneo e o acoplador relaxado para os quatro tempos de relação selecionados: $\tau_R = (2,2; 3,2; 5,0; 8,0) ps$. Podemos perceber que com exceção de $\tau_R = 2,2 ps$, a potencia crítica tende a aumentar com o respectivo aumento de τ_R , também pode ser verificado uma enfraquecimento no chaveamento, visto que quando $\tau_R = 8,0 ps$ o pulso permanece quase completamente no canal 2.

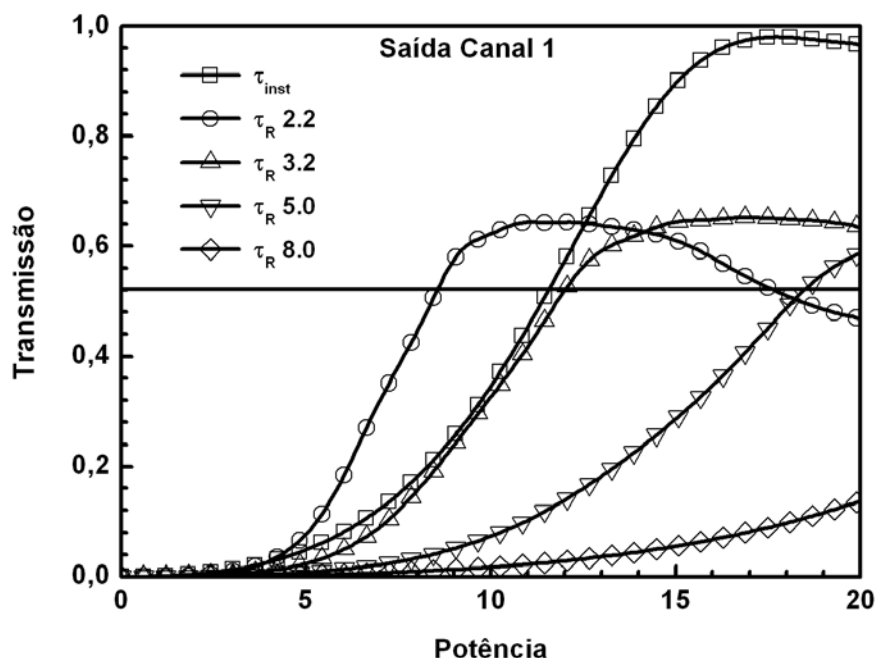


Figura 5.4 - Curvas de transmissão do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2,2; 3,2; 5,0; 8,0) ps$ variando a potência.

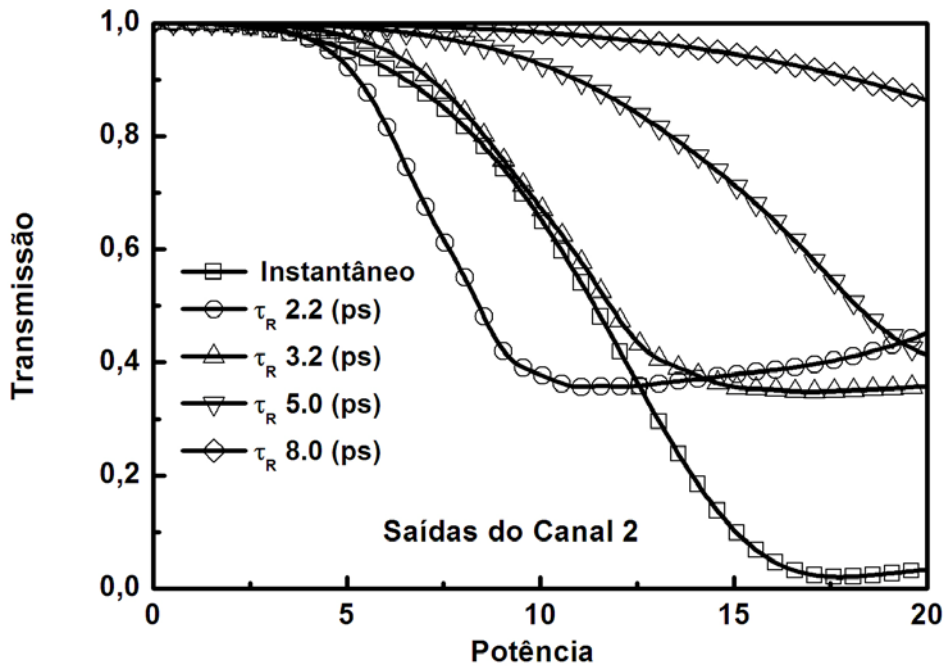


Figura 5.5 - Curvas de transmissão do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2, 2; 3, 2; 5, 0; 8, 0)$ ps variando a potência.

Na Figura 5.6, podemos observar uma leve compressão do sinal para todos os casos seguido por um alargamento, aqui também pode ser percebida uma tendência mais forte de alargamento para os acopladores relaxados, mesmo o acoplador relaxado com $\tau_R = 2,2$ ps que tenta voltar a comprimir, não consegue retornar a sua largura inicial, permanecendo mais largo que o pulso do acoplador instantâneo, visto que com o aumento de potência e o retorno de energia para o canal 1 o sinal retorna a sua largura inicial por volta de uma $P_I=17$.

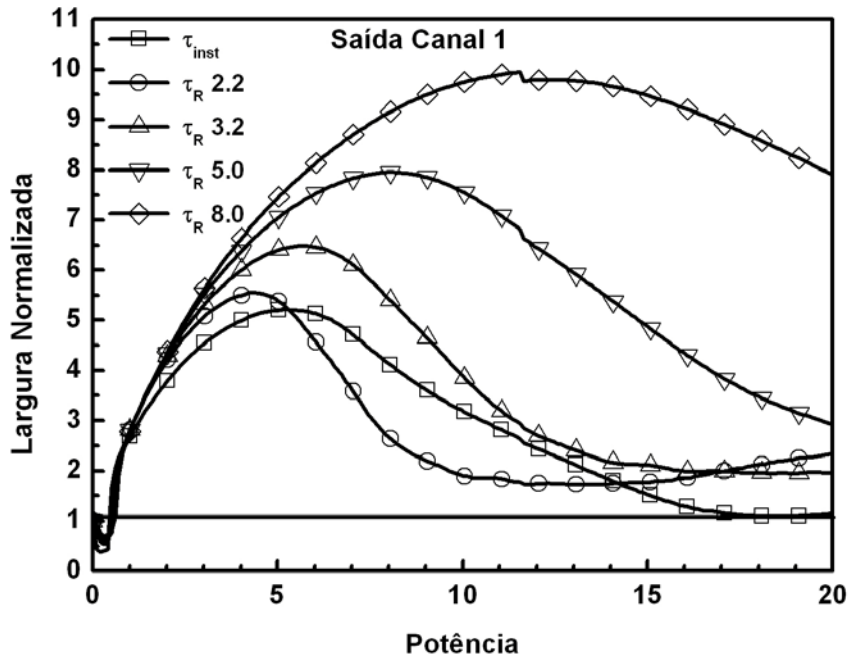


Figura 5.6 - Largura Normalizada (LN1) na saída do canal 1 para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas, instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2, 2; 3, 2; 5, 0; 8, 0) ps$ variando a potência.

Na Figuras 5.7 , estudamos a taxa de extinção, já que esta será nossa ferramenta para implementação das portas lógicas, podemos perceber uma diferença fundamental entre o comportamento das curvas de extinção do acoplador instantâneo e dos acopladores relaxados, pois quando olhamos a saída 1, temos uma XR1 positivo enquanto que as curvas dos acopladores relaxados ou se aproximam de zero ou são negativos. O mesmo ocorre na Figura 5.8 de forma oposta, já que as curvas são simétricas.

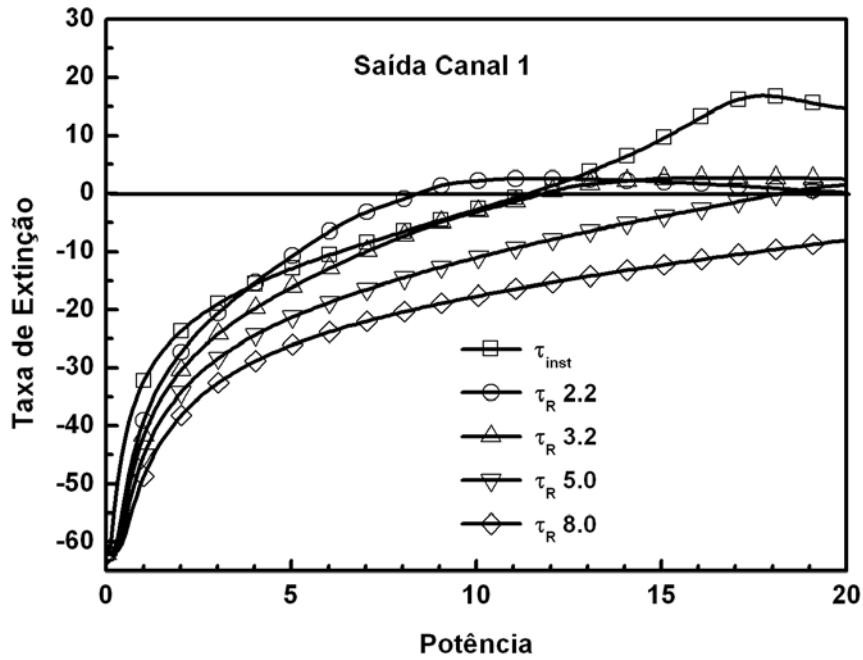


Figura 5.7 - Taxa de extinção 1 (XR1) para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2, 2; 3, 2; 5, 0; 8, 0)$ ps variando a potência.

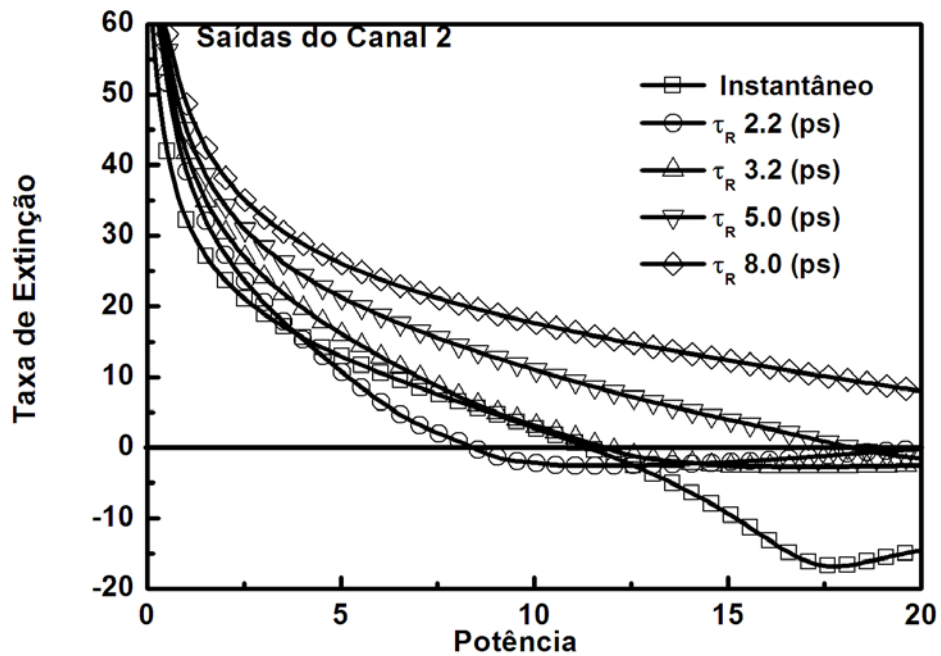


Figura 5.8 - Taxa de extinção 2 (XR2) para acoplador direcional duplo simétrico de fibras ópticas instantâneo e relaxado com $\tau_R = (2, 2; 3, 2; 5, 0; 8, 0)$ ps variando a potência.

5.4 Conclusões do Capítulo.

Podemos perceber um perfeito funcionamento dos acopladores relaxados simétricos, ou seja, com os dois canais idênticos e com relaxação na não linearidade. Entretanto, não seria possível a implementação de portas lógicas com acopladores duplos simétricos, sendo necessário alguma forma de assimetria, e da análise dos resultados podemos concluir ser possível a construção de uma estrutura de um acoplador duplo assimétrico, onde um dos canais terá não linearidade instantânea e o outro canal uma não linearidade relaxada, possivelmente possibilitando a formação de portas lógicas e meios somadores, mostrando a relevância do estudo dos acopladores com relaxação temporal, pois este ainda não pode ser encontrado na literatura.

5.5 Referências Bibliográficas.

- [1] S. Trillo, S. Wabnitz, G. I. Stegeman, and E. M. Wright, “Parametric amplification and modulational instabilities in dispersive nonlinear directional couplers with relaxing nonlinearity,” *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 889–900 (1989).
- [2] X. Liu, J. W. Haus, and S. M. Shahriar, “Modulation instability for a relaxational Kerr medium,” *Opt. Commun.* **281**, 2907–2912 (2008).
- [3] G. L. da Silva, Iram Gleria, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Modulational instability in lossless fibers with saturable delayed nonlinear response”, *Journal of Society America B*, **26** (1) 183-188 (2009).
- [4] C. Cambournac, H. Maillotte, E. Lantz, J. M. Dudley and M. Chauvet, “Spatiotemporal behavior of periodic arrays of spatial solitons in a planar waveguide with relaxing Kerr nonlinearity”, *Journal of Opt. Society America B*, **19** (3) 574-585 (2002).
- [5] M. J. Potasek, “Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation” *Optics Letters* **12** (11) 921-923 (1987).
- [6] E. Lantz, C. Cambournac, H. Maillotte, “Spatiotemporal dynamics of soliton arrays generated from spatial noise in a planar waveguide with relaxing Kerr nonlinearity”, *Optics Express*, **10** (18) 942-948 (2002).
- [7] M. Nurhuda and E. van Groesen, “Effects of delayed Kerr nonlinearity and ionization on the filamentary ultrashort laser pulses in air,” *Phys. Rev. E* **71**, 066502 (2005).
- [8] K. J. Blow and D. Wood, “Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.* **24**, 2665–2673 (1989).
- [9] E. A. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, “Unified analysis of 4-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman-scattering under various polarization conditions in fibers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 92–101 (1994).
- [10] S. B. Cavalcanti and M. L. Lyra, “Modulational instability of ultrashort pulses via a generalized nonlinear Schrödinger equation with deviating argument,” *Phys. Lett. A* **211**, 276–280 (1996).
- [11] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, New York: Academic Press (2002).

Capítulo 6 – Circuitos Lógicos.

Introdução

A eletrônica digital está baseada no sistema numérico binário que estão presentes em todos os tipos de dispositivos e circuitos lógicos digitais, sendo as portas lógicas digitais necessárias para realizar as operações de álgebra Boole.

Nas seções seguintes, serão apresentados os conceitos fundamentais para o entendimento do funcionamento das portas lógicas digitais, do circuito meio somador, e posteriormente a fundamentação relativa ao chaveamento ultra-rápido e portas lógicas ópticas, que são um dos objetivos desta tese, quando tivermos tratando dos acopladores ópticos.

As seções estão divididas de forma a apresentar as características de cada sistema, sendo as seções 6.1 e 6.2 relativas ao domínio elétrico e as seções 6.3 e 6.4 ao domínio óptico.

6.1. Portas Lógicas – Eletrônica Digital.

As portas lógicas são os componentes básicos para criar circuitos lógicos digitais como, por exemplo, as unidades lógicas aritméticas, os registradores de deslocamento, os contadores binários e até mesmo circuitos integrados complexos como os processadores e microcontroladores. Como em eletrônica digital apenas dois estados são permitidos, “1” e “0”, os dispositivos digitais funcionam pela “abertura” ou “fechamento” de chaves admitindo ou rejeitando a passagem de um sinal lógico [1,2]. Considerando a lógica positiva o estado alto corresponde ao bit “1” e o estado baixo ao bit “0”.

O comportamento das portas lógicas é ditado pela sua Tabela verdade, que apresenta os estados lógicos das entradas e das saídas relativos a uma determinada porta lógica. Temos sete tipos de portas lógicas, são elas: E (*AND*), NÃO-E (*NAND*), OU (*OR*), NÃO-OU (*NOR*), OU - Exclusivo (*XOR*), NÃO - OU - Exclusivo (*NXOR*) e NÃO (*NOT*). A tabela 6.1, a seguir, apresenta um resumo para estas portas lógicas.

Tabela 6.1: Resumo portas lógicas.

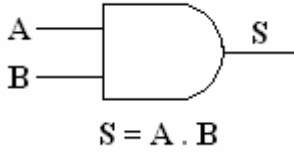
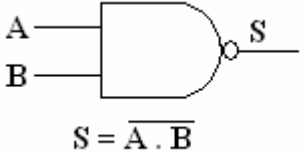

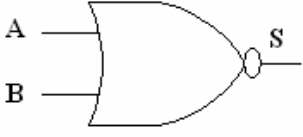
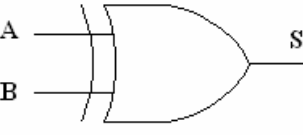
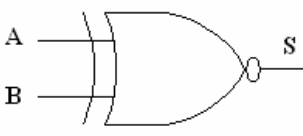

Porta	Diagrama Lógico Expressão Booleana	Descrição Geral	Tabela Verdade															
<u>E</u> (AND)	 <p>$S = A \cdot B$</p>	<p>Produz uma saída “1”, se todos os sinais de entrada forem “1” caso qualquer um dos sinais de entrada for “0”, a porta produzirá um sinal de saída igual a zero.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	0	0	1	0	1	0	0	1	1	1
A	B	S																
0	0	0																
0	1	0																
1	0	0																
1	1	1																
<u>NÃO-E</u> (NAND)	 <p>$S = \overline{A \cdot B}$</p>	<p>Produz uma saída que é o inverso da saída produzida pela porta E (AND), assim sua saída será sempre “0” quando todos os valores de entrada forem iguais a “1”. Caso contrário, o valor da sua saída será “1”.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	1	0	1	1	1	0	1	1	1	0
A	B	S																
0	0	1																
0	1	1																
1	0	1																
1	1	0																
<u>OU</u> (OR)	 <p>$S = A + B$</p>	<p>Produz uma saída “1”, se qualquer um dos sinais de entrada for igual a “1”; e produzirá um sinal de saída igual a “0” apenas se todos os sinais de entrada forem “0”.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	0	0	1	1	1	0	1	1	1	1
A	B	S																
0	0	0																
0	1	1																
1	0	1																
1	1	1																

Tabela 6.1: Resumo portas lógicas.

Porta	Diagrama Lógico Expressão Booleana	Descrição Geral	Tabela Verdade															
<u>NÃO-OU</u> (NOR)	 $S = \overline{A + B}$	<p>Produz uma saída que é o inverso da saída produzida pela porta OR, assim sua saída será sempre “1” quando todos os valores de entrada forem iguais a “0”. Caso contrário, o valor da sua saída será “0”.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	1	0	1	0	1	0	0	1	1	0
A	B	S																
0	0	1																
0	1	0																
1	0	0																
1	1	0																
<u>OU - Exclusivo</u> (XOR)	 $S = (A+B) \cdot \overline{(A \cdot B)} = A \oplus B$	<p>Produz saída “0” quando todos os bits de entrada são iguais, e saída “1” quando os bits de entrada são diferentes.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	0	0	1	1	1	0	1	1	1	0
A	B	S																
0	0	0																
0	1	1																
1	0	1																
1	1	0																
<u>NÃO - OU Exclusivo</u> (NXOR)	 $S = \overline{(A+B) \cdot \overline{(A \cdot B)}} = A \oplus B$	<p>Produz saída “1” quando suas entradas possuírem o mesmo valor e “0” quando elas forem diferentes.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>B</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </tbody> </table>	A	B	S	0	0	1	0	1	0	1	0	0	1	1	1
A	B	S																
0	0	1																
0	1	0																
1	0	0																
1	1	1																
<u>NÃO</u> (NOT)	 $S = \overline{A}$	<p>Inverte o valor da variável de entrada. Se o sinal de entrada for “0” ela produz uma saída “1”, se a entrada for “1” produz uma saída “0”.</p>	<table border="1"> <thead> <tr> <th>A</th> <th>S</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	A	S	0	1	1	0									
A	S																	
0	1																	
1	0																	

6.2 O Circuito Meio Somador (*Half-Adder*).

O meio-somador é um circuito bastante conhecido em eletrônica digital e é a base para uma variedade de circuitos de processamento mais complexos, tais como registradores de deslocamento, contadores binários, unidade lógica aritmética (ULA) dos microprocessadores, conversores série-paralelo e paralelo-série, dentre outros [1,2].

Na Figura 6.1, abaixo, são mostrados o diagrama lógico eletrônico e a tabela verdade do meio-somador utilizando os símbolos eletrônicos convencionais das portas lógicas. O meio somador tem duas entradas e duas saídas. As entradas (A; B) são os bits ("0" ou "1") e as saídas (S, T) são respectivamente a Soma (S) e o Transporte (T) também denominado de “vai um” [1,2].

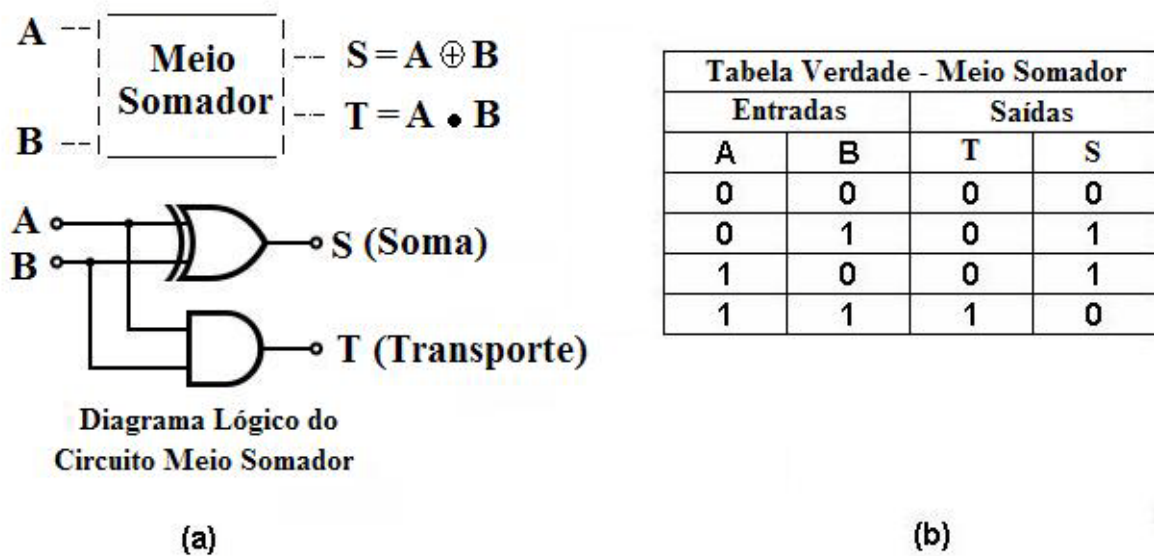


Figura 6.1: (a) Representação esquemática do meio-somador (*Half-Adder*) (b) Tabela Verdade.

As funções Booleanas que caracterizam o meio-somador e que são derivadas da tabela de verdade são as seguintes:

$$Soma(S) = \bar{A}\bar{B} + \bar{A}B + A\bar{B} = A \oplus B \quad (6.1)$$

$$Transporte(T) = A \cdot B \quad (6.2)$$

Estas funções coincidem exatamente para o caso da saída S com a porta OU-Exclusivo (XOR) e para a saída T com a porta E(AND) .

6.3 Sistemas de Chaveamento ultra-rápidos

São esperados que os sistemas de chaveamentos futuros processem dados de rede a taxas de terabit por segundo (Tbits/s). O terabit por segundo, do ponto de vista das pesquisas, é significativo porque implica que os sistemas requererão dispositivos e arquiteturas diferentes das usadas atualmente. Estes sistemas futuros podem usar alguns aspectos do chaveamento fotônico e tirar proveito de propriedades inerentes à óptica. A óptica pode ser benéficamente utilizada, por exemplo, em: (1) interconexões fotônicas, (2) operações lógicas paralelas e (3) dispositivos de chaveamento ultra-rápido [3]. Nas duas primeiras aplicações, os processamentos em terabit podem ser alcançados usando arranjos paralelos de dispositivos opto – eletrônicos operando em velocidades de megahertz. Em oposição, a terceira aplicação é serial por natureza e necessita utilizar dispositivos com velocidades próximas do terabit por segundo. Aplicações nas quais dispositivos seriais poderão ser importantes incluem os sistemas de telecomunicações de alta performance e redes locais de fibra óptica.

Dispositivos ultra-rápidos podem ser divididos em duas categorias gerais, conforme ilustra a Figura 6.2[4]. A primeira categoria, Figura 6.2a, é a chave roteadora, que se caracteriza por ter sua porta de entrada ligada a uma das diversas portas de saída, sendo que o roteamento está baseado nas intensidades dos sinais ou por um controle externo. Se somente uma porta de saída é empregada, então a chave roteada trabalha como uma chave liga-desliga. Também se for baseada na intensidade da entrada, então o dispositivo pode ser usado como um limitador. A outra categoria são as portas lógicas, Figura 6.2b, na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.

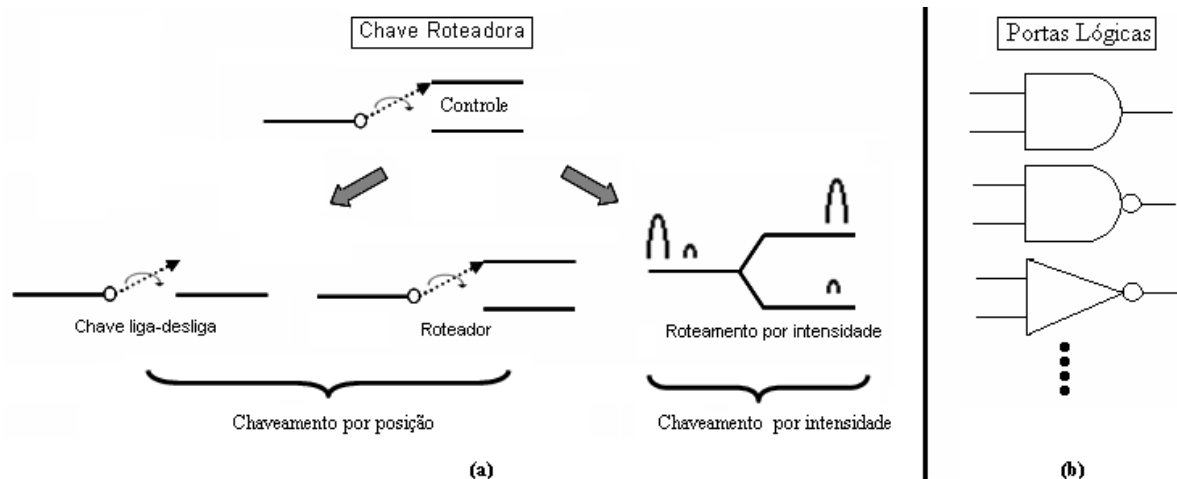


Figura 6.2a - Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas, sendo o roteamento baseado por posição ou por intensidade. Figura 6.2b - Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada[4].

Dispositivos e sistemas totalmente ópticos estão ainda em estágio inicial de desenvolvimento e existem diversas áreas tecnológicas que requerem maiores inovações antes de poder prosperar. Novos materiais não lineares estão sendo estudados para fazer dispositivos mais compactos, com menor tempo de retardo e com melhor estabilidade térmica, sendo as fibras ópticas um meio muito atrativo para uso em dispositivos de chaveamentos ultra-rápidos pois elas exibem interessantes fenômenos físicos como dispersão, não linearidade e ganho Raman, dentre outros [4], e isso tem estimulado que diversos grupos estudem as propriedades ópticas de semicondutores e materiais orgânicos [4-8].

6.4 Portas Lógicas Ópticas

O princípio de operação de uma porta lógica óptica, está baseado na alteração das propriedades de transmissão de um meio não linear através de pulsos de controle óptico, sendo que todos os meios que apresentam não linearidade óptica podem ser usados para gerar portas lógicas ópticas.

Dois diferentes tipos de efeitos não lineares podem ser usados para construir portas lógicas ópticas. O primeiro tipo inclui efeitos não lineares em que novas componentes de frequências são geradas por dados e sinal de controle incidente no meio. O segundo tipo inclui efeitos não lineares em que a fase ou a amplitude do sinal propagado através do meio é

alterada por mudança do índice de refração não linear ou ganho, induzido por sinal óptico de controle [9].

O efeito Kerr óptico desempenha uma função importante em óptica não linear, e numa porta do tipo Kerr o pulso altera o índice de refração do material, e desse modo, muda a polarização de um segundo pulso. Entre algumas aplicações desse efeito está a sua utilização como uma porta óptica rápida para pulsos, como um modulador ultra-rápido ou um demultiplexador e se uma única entrada é usada com pulsos tipo sólitons, então a porta Kerr pode também atuar como um discriminador de intensidade ou um limitador óptico [9].

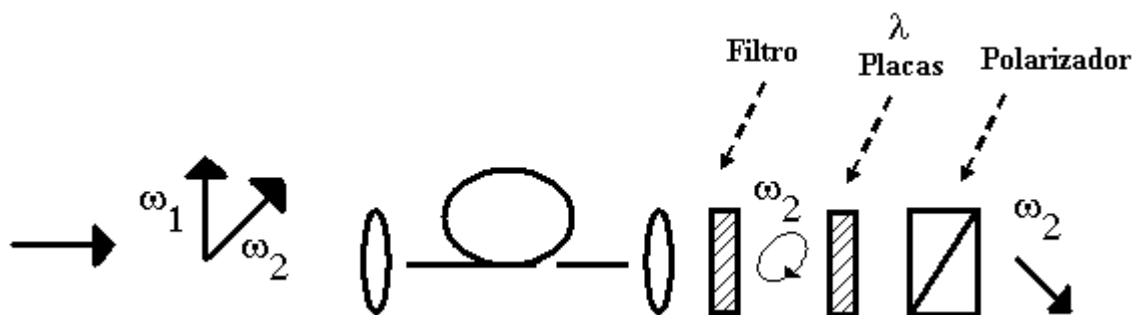


Figura 6.3 - Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.

A configuração típica de um modulador Kerr é mostrada na Figura 6.3, acima. Uma fonte de bombeio intensa na frequência ω_1 está polarizado ao longo de um eixo de uma fibra que preserva a polarização, enquanto que o sinal fraco na frequência ω_2 está polarizado a 45° deste eixo. O filtro de frequência na saída da fibra remove a frequência de bombeio ω_1 . As placas de onda são ajustadas de modo que o polarizador possa bloquear o sinal fraco na ausência do bombeio e aumentar a transmissão pela birrefringência opticamente induzida.

6.5 Referências Bibliográficas

- [1] IDOETA, I. V. e CAPUANO. F. G. e, Elementos de eletrônica Digital, Editora Érica, 2002.
- [2] BARRY PATON., *Fundamentals of Digital Electronics*, Dalhousie University, Copyright © 1998 by National Instruments Corporation, 6504 Bridge Point Parkway, Austin, Texas 78730-5039.
- [3] MILLER, D. A. B., *Device requirements for digital optical processing in Digital Optical Computing*, Ed. R. A. Athale, SPIE Critical Reviews of Optical Science and Technology, CR35, 68 ,1990,
- [4] ISLAM, M. N., and *et al.*, *J. Appl. Phys.* 71, 1927, 1992.
- [5] ISLAM, M. N., and *et al.*, Nonlinearity Near Half-Gap in Bulk and Quantum Well GaAs/AlGaAs Waveguides, to be published in Proc. Of the VIIth International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy, ed. A. Laubereau (Bristol, England: Adam Hilger).
- [6] Ho, S. T., and *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2558, 1991.
- [7] VILENEUVE, A., and *et al.*, *Nonlinear absorption processes at half the band gap in GaAs based semiconductors*, in Technical Digest on Nonlinear Guidedwave Phenomena, 1991, Optical Society of America, Washington, D.C., 1991), vol. 15, pp 222-5.
- [8] TSANG, H. K., and *et al.*, *Field dependent all-optical switching in GaAs quantum well waveguides operating beyond the to photon absorption limit*, in Technical Digest on Nonlinear Guidedwave Phenomena, 1991, Optical Society of America, Washington, D.C., 1991), vol. 15, pp Pd4-1-Pd4-4.
- [9] ISLAM, M. N., *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*, Cambridge University Press, AT&T 1992.

Capítulo 7 - Acoplador Direcional Duplo Assimétrico Operando no Regime Não-Linear Instantâneo e Relaxado para Obtenção de Funções e Circuitos Lógicos Totalmente Ópticos.

Introdução

Uma das razões para o crescente interesse em dispositivos totalmente ópticos tem sido o fato de que eles são capazes de operar a taxas de transmissão muito maiores que aquelas praticadas pelos atuais dispositivos eletrônicos. Com a crescente demanda por serviços de telecomunicações, tais taxas serão necessárias no futuro para as comunicações a altas velocidades [1], principalmente para sistemas de computação óptica, uma das mais ambiciosas metas da óptica não linear.

A capacidade de chavear e processar informações à velocidade ultra-rápida é uma das principais características dos acopladores direcionais não lineares (NLDC) de modo que sua potencial aplicação em sistemas de comunicação e processamento ópticos tem sido largamente pesquisada a partir dos primeiros estudos realizados por Jensen [2,3-5]. Diferentes implementações baseadas em acopladores duplos, ou de múltiplos guias acoplados ($n > 2$) têm sido propostas e analisadas para aplicações em chaveamentos e operações lógicas ópticas [6, 7,8-24].

Neste capítulo, será formulado o modelo teórico para implementação das portas lógicas e meio-somadores totalmente ópticos a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) duplo assimétrico de fibras ópticas monomodo estando o canal 1 com não linearidade Kerr instantâneo, e o canal 2 relaxado.

O trabalho com a não-linearidade relaxada, ou seja, de resposta lenta, em sistemas de comunicações e sistemas ópticos em geral, é algo que tem despertado a atenção de muitos pesquisadores, por este motivo entende-se seu estudo e aplicação aos acopladores ópticos, e sua conseqüente aplicação na implementação de circuitos lógicos.

Para análise numérica das características de chaveamento e implementação dos circuitos lógicos o sistema de equações não-lineares de Schrödinger, que caracterizam o

acoplador duplo assimétrico, foi resolvido utilizando o método numérico Split-Step Fourier (Fourier de passos divididos) e para o modelo proposto foi aplicado às entradas do acoplador sólitons de 2ps de largura. As análises numéricas referem-se a taxa de extinção - XRatio(dB), e a figura de mérito para portas lógicas - FOMELG(dB) .

7.1. Modelo Proposto para Implementação das portas Lógicas.

A figura 7.1, abaixo, apresentam o modelo proposto para implementação das portas lógicas e circuitos meio-somadores totalmente ópticos a partir da utilização de um acoplador direcional duplo assimétrico de fibras ópticas monomodo, com as fibras configuradas paralelamente e separadas por uma distância “d”. O acoplador é constituído por fibras diferentes, onde o canal 1 tem não linearidade descrita pelo efeito Kerr instantâneo, e o canal 2 relaxado.

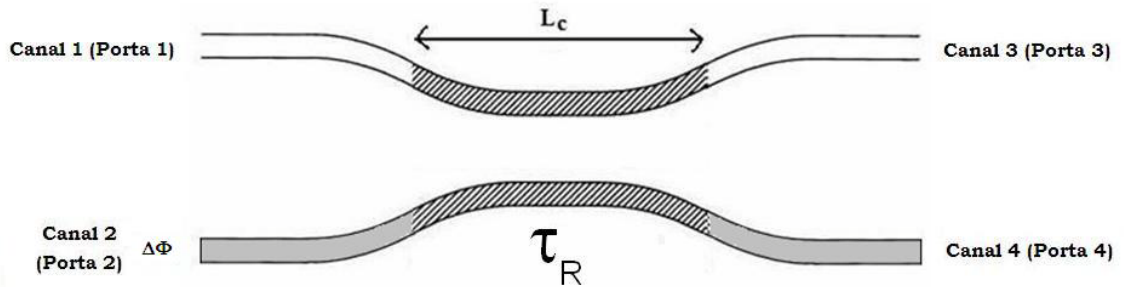


Figura 7.1 - Modelo de acoplador direcional duplo assimétrico de fibras ópticas, de comprimento Lc , proposto para obtenção das portas lógicas.

Em nosso estudo, foi considerado a influência dos efeitos da dispersão de velocidade de grupo (β_2), não linearidade instantânea e com relaxação temporal, desconsiderando perdas e ganhos, sendo a dinâmica do nosso acoplador descrita pelas equações (7.1a – 7.1b)

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + K(A_2) = 0 \quad (7.1a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + N \gamma |A_2|^2 A_2 + K(A_1) = 0 \quad (7.1b)$$

7.2. Procedimentos Numéricos.

Nesta seção resolvemos numericamente o sistema de equações diferenciais adequadas ao nosso dispositivo, equações (7.1a – 7.1b) com as condições iniciais dadas por:

$$A_1(0, \tau) = A_j \operatorname{sech}(A_j \tau) \quad (7.2a)$$

$$A_2(0, \tau) = B_j \operatorname{sech}(B_j \tau) \exp(i\Delta\phi) \quad (7.2b)$$

sendo A_1 e A_2 as amplitudes dos campos em unidades solitônicas e $\Delta\phi$ o defasamento entre os dois sinais de entrada.

Diversas combinações foram utilizadas para excitar o acoplador. Primeiro foi ativado apenas o canal 1, ou seja, o guia com não linearidade instantânea, depois apenas o canal 2, o guia com relaxação temporal, e por fim, ambos os canais foram excitados simultaneamente estando o canal 2 com o defasamento $\Delta\phi$ em relação ao canal 1.

O critério fundamental para implementação dos circuitos lógicos é a taxa de extinção, que informa em decibel (dB) a relação entre as energias nas saídas, definida anteriormente através das equações (5.12a – 5.12b). Com o objetivo de comparar o desempenho dos circuitos lógicos, foi criada uma figura de mérito definida em função dos módulos dos coeficientes de extinção para cada saída das portas lógicas e dos meiosomadores. Desta forma, a figura de mérito quando temos as combinações lógicas de entradas $[(I_1, I_2)] = [(0;0), (0;1), (1;0), (1,1)]$ é dada por:

$$FOMELG(dB) = |XR(0,1)| + |XR(1,0)| + |XR(1,1)| \quad (7.3)$$

a ausência do termo para $|XR(0,0)|$ deve-se ao fato de que a combinação $[I_1; I_2] = [0;0]$ significa que não há energia nos dispositivos.

7.3 Resultados Numéricos e Discussões.

Para implementação das portas lógicas, foi considerado que os valores positivos de XR1(dB) ou XR2(dB), do ponto de vista da lógica booleana, referem-se ao bit “1”, enquanto que os valores negativos de XR1(dB) ou XR2(dB) estão associados ao bit “0”.

Na figura 7.2, foi medido a taxa de extinção 1 (XR1) em função da variação do tempo de relaxação τ_R , com a combinação de entrada $[(I_1, I_2)] = [(0; 1)]$, para três potências de entrada $P_I = (6, 4; 11, 4; 16, 4)$. Foi observado alguns τ_R relevantes, quando $\tau_R = 2,4 ps$ temos um mínimo relativo para as potências 11,4 e 16,4, com XR1 = -2dB, já para $\tau_R = 2,9 ps$, foi obtido situações diferentes para as três potências, valor mínimo da taxa de extinção, aproximadamente -3dB, para $P_I = 16,4$, XR1 = 0 dB para $P_I = 11,4$ e um valor positivo, XR1 = 14,1dB com $P_I = 6,4$, essa situação diversificada poderá nos ajudar na formação dos circuitos lógicos. Com $\tau_R = 3,7 ps$ foi alcançado o valor máximo para a taxa de extinção, XR1 = 16,48dB, quando $P_I = 6,4$, podendo este caso fornecer poucas portas lógicas, contudo mais eficientes. E em $\tau_R = 8,0 ps$ foi experimentado uma circunstância onde foi encontrado todos os gráficos com taxa de extinção positivas.

A figura 7.3 apresenta uma análise semelhante a que foi feita na figura 7.2, também foi medido a taxa de extinção na saída 2 em função da variação do tempo de relaxação τ_R , com as mesma combinação de entrada $[(I_1, I_2)] = [(0; 1)]$, e as mesmas potências. Pode ser verificado que os gráficos são simétricos aos gráficos da figura 7.2, justificando e confirmando com isso nossas análises e opções.

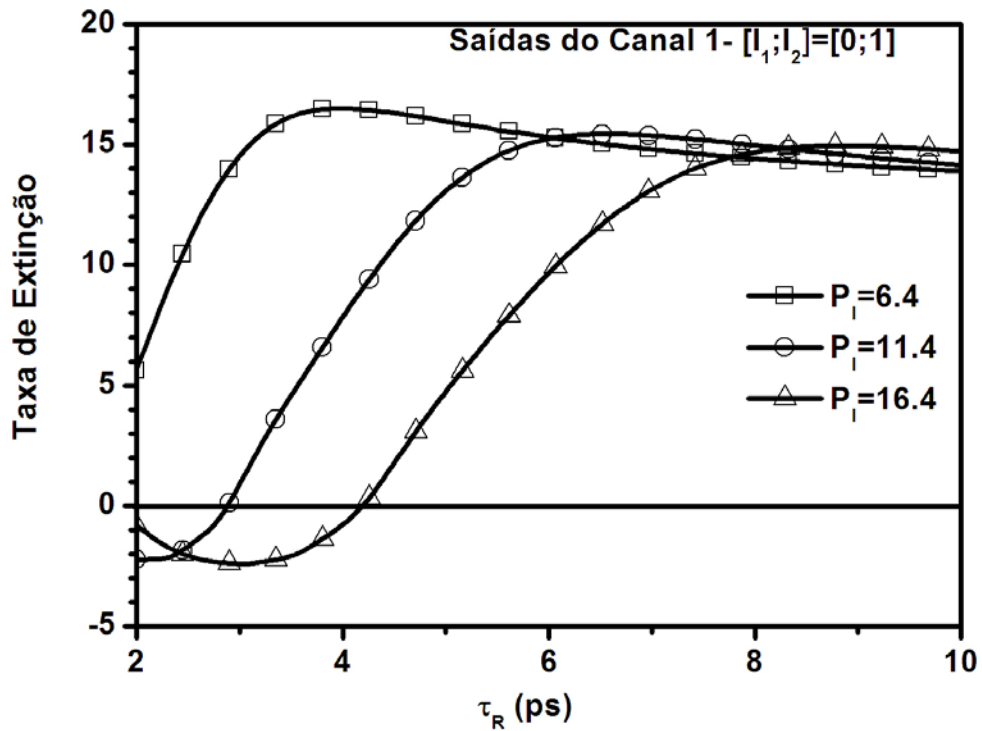


Figura 7.2 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_i = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(0; 1)]$.

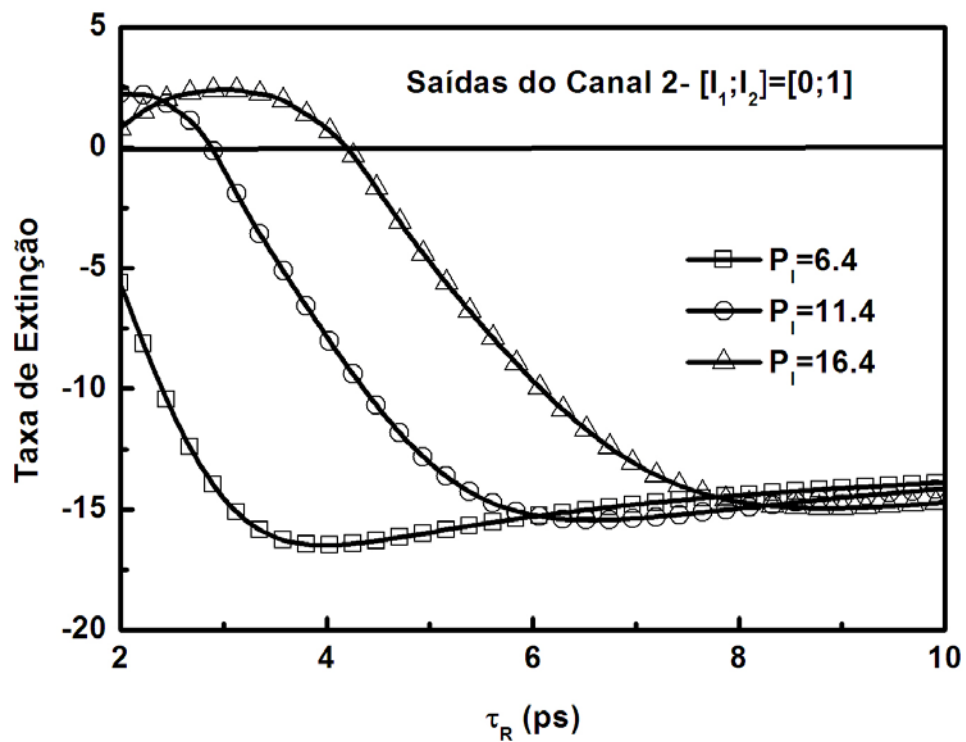


Figura 7.3 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_i = 6,4; 11,4; 16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(0; 1)]$.

Na Figura 7.4, foi estudado a taxa de extinção com a variação de τ_r para as mesmas potências incidentes, porém, agora foi excitado apenas o canal 2, $[(I_1, I_2)] = [(1; 0)]$, ou seja, o guia com não linearidade relaxada. Pode-se perceber que mesmo com a mudança no tempo de relaxação não ocorrem flutuações na taxa de extinção, para $P_i = 6,4$ a energia transferiu-se para o canal 2, visto que XR1 é negativo, permanecendo no guia 2, e as outras duas potências, $P_i = 11,4$ e $P_i = 16,4$, continuaram com suas energias no mesmo canal onde incidiram. Nesta configuração, não foi encontrado nenhuma situação especial para o tempo de relaxação, assim não será preciso confrontar estes resultados com os τ_r escolhidos na figura 7.2, podendo conservá-los para a próxima etapa de nosso trabalho. Os mesmos resultados podem ser verificados na figura 7.5 de forma simétrica.

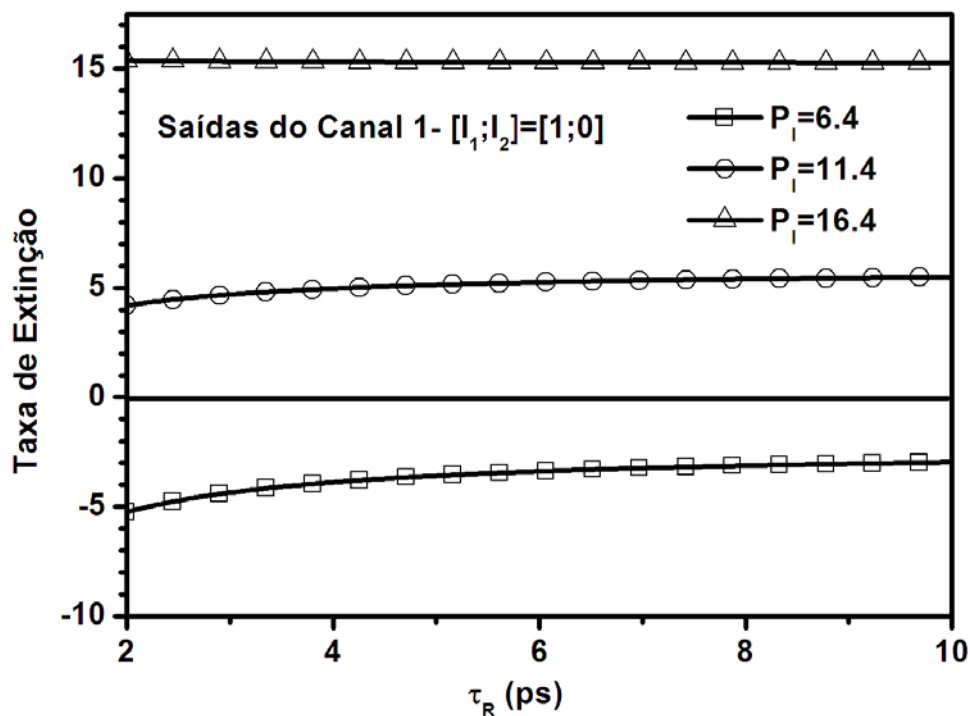


Figura 7.4 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_{i=6,4;11,4;16,4}$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1; 0)]$.

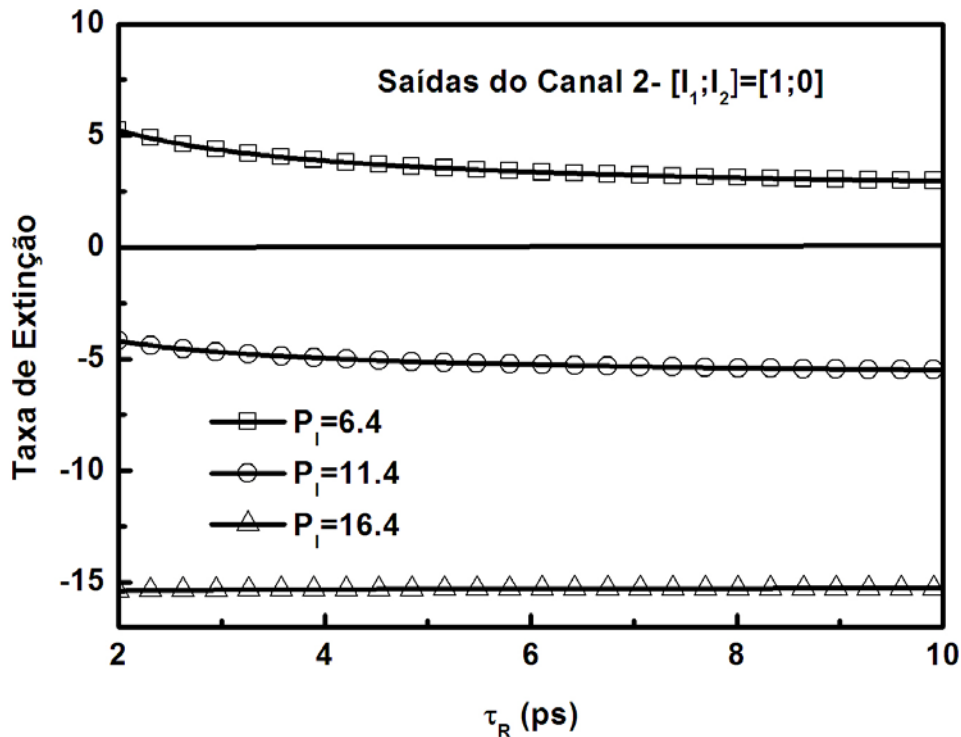


Figura 7.5 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do Tempo de Relaxação τ_R , para as Potências de entrada $P_{I_6,4;11,4;16,4}$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1; 0)]$.

Após analisadas as configurações (1,0) e (0,1), temos que escolher alguns valores para o tempo de relaxação τ_R a fim de excitar o dispositivo com uma terceira configuração (1,1), o critério utilizados para selecionar esses valores foi muito simples e explicado anteriormente, Poderia ser diferente, dependendo do foco e do objetivo, em nosso trabalho tenta-se escolher τ_R que fosse razoável a todos as potências em dois aspectos, os valores de coeficiente de extinção e a distinção entre as diversas situações .

Na figura 7.6, foi excitado os dois canais simultaneamente, ou seja $[(I_1, I_2)] = [(1; 1)]$, foi monitorado a taxa de extinção 1 com a variação do defasamento $\Delta\phi$ entre os dois pulsos de entrada, foi fixado a potencia de entrada em $P_I = 6,4$ e os tempos de relaxação selecionados foram $\tau_R = (2,4; 2,9; 3,7; 8,0)$, pode-se verificar uma forte flutuação nos gráficos, onde todos eles apresentam um comportamento semelhante, essa flutuação será útil na elaboração dos circuitos lógicos, pois dependendo da diferença de fase escolhida pode-se

ter situações lógicas “1” ou “0”, um exemplo, é quando escolhido $\Delta\phi = 0.15$ tem-se $XR1 = 13,21\text{dB}$ já para $\Delta\phi = 1,35$ encontra-se um $XR1 = -6,97\text{dB}$. Na figura 7.7, foi estudado a mesma situação, contudo foi medido $XR2$, que mostra de forma simétrica os mesmos resultados encontrados na figura 7.6.

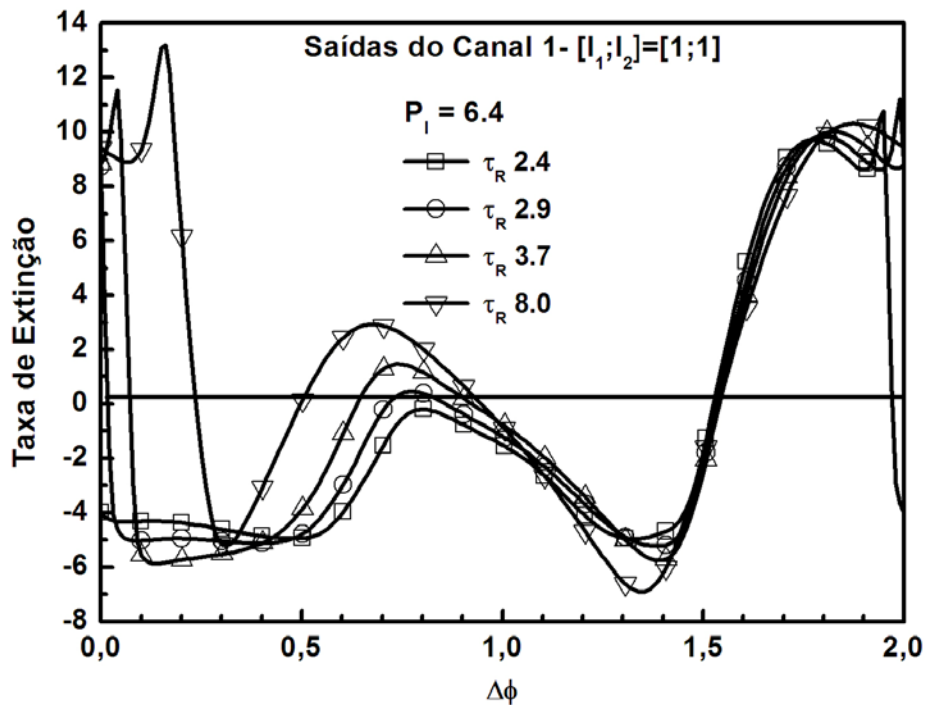


Figura 7.6 - Taxa de extinção 1 ($XR1$) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada

$P_{1=6,4}$, com as entradas $[(I_1; I_2)]=[1;1]$ e $\tau_R = (2,4; 2,9; 3,7; 8,0)$.

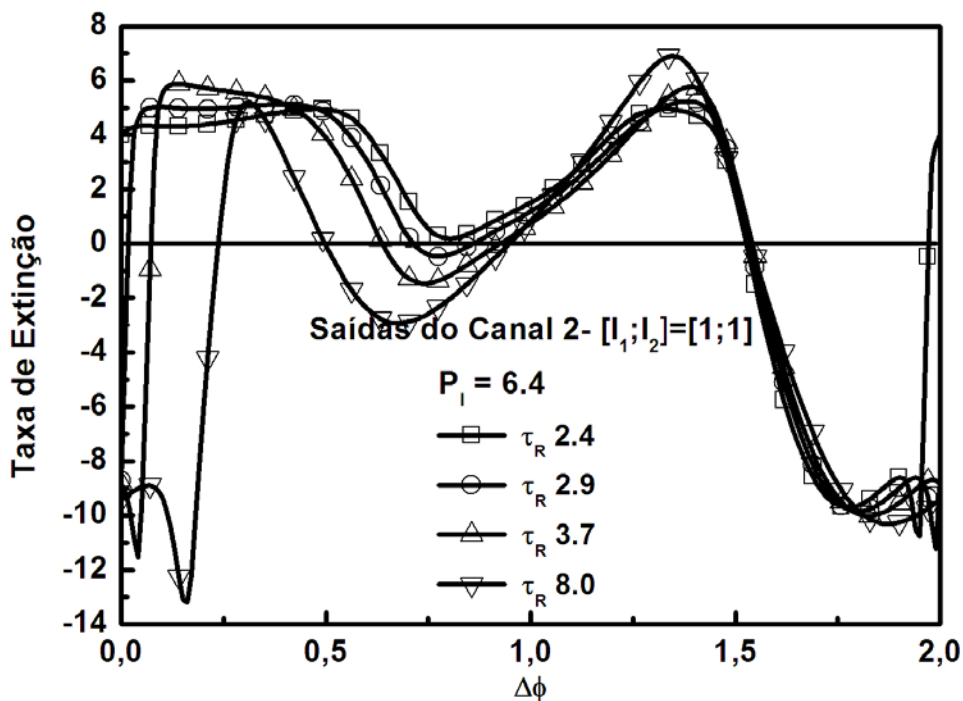


Figura 7.7 - Taxa de extinção 2 ($XR2$) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada

$P_{1=6,4}$, com as entradas $[(I_1; I_2)]=[1;1]$ e $\tau_R = (2,4; 2,9; 3,7; 8,0)$.

Nas figuras 7.8, foi realizada as mesmas análises das figuras 7.6, mantendo-se a mesma combinação de entrada, foi medido XR1 em função do defasamento entre os canais 1 e 2, $\Delta\phi$, foi usado os mesmos tempos de relaxação $\tau_R = (2,4; 2,9; 3,7; 8,0)$, modificado contudo, a potência de entrada $P_I = 11,4$. Foi verificado ainda fortes flutuações. Foi encontrado valores mínimos semelhantes para todos os τ_R , aproximadamente XR1 = -6,0dB, porém em fases diferentes para tempo de relaxação, e o valor máximo XR1 = 19,0dB, na fase $\Delta\phi = 1,96$ para $\tau_R = 8,0$, sendo o valor máximo dos outros tempos de relaxação um pouco menores, aproximadamente 14,5dB.

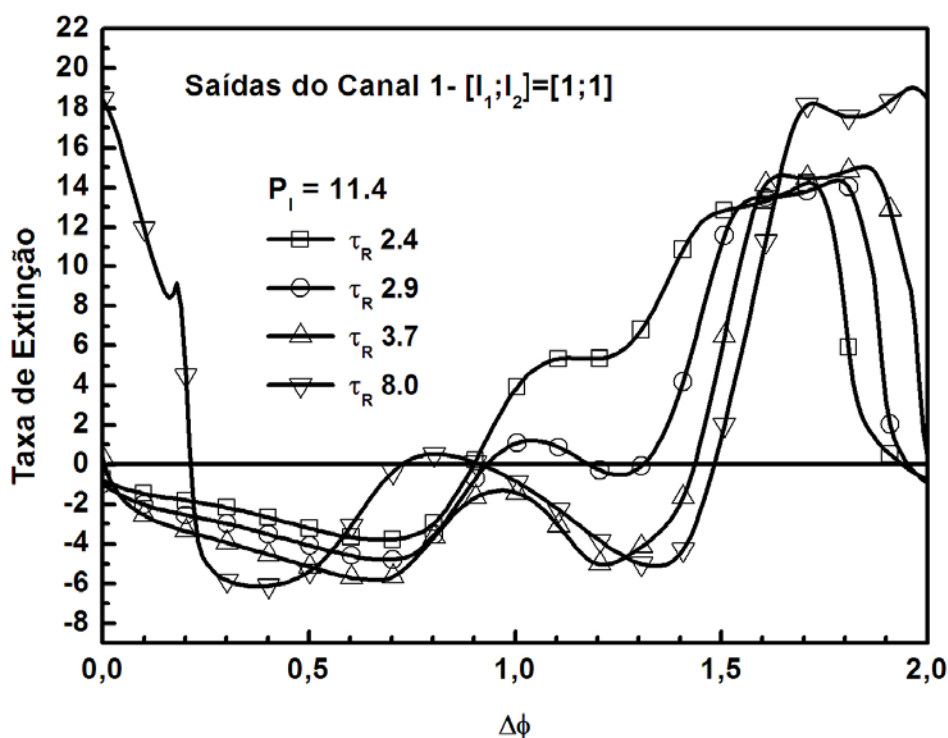


Figura 7.8 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada $P_I=11,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1; 1)]$ e $\tau_R = (2,4; 2,9; 3,7; 8,0)$.

A figura 7.9, nos mostra a taxa de extinção do canal 2, XR2, com a variação do defasamento entre os canais, para as mesmas configurações da figura 7.8, mostrando assim, de forma simétrica nossas análises.

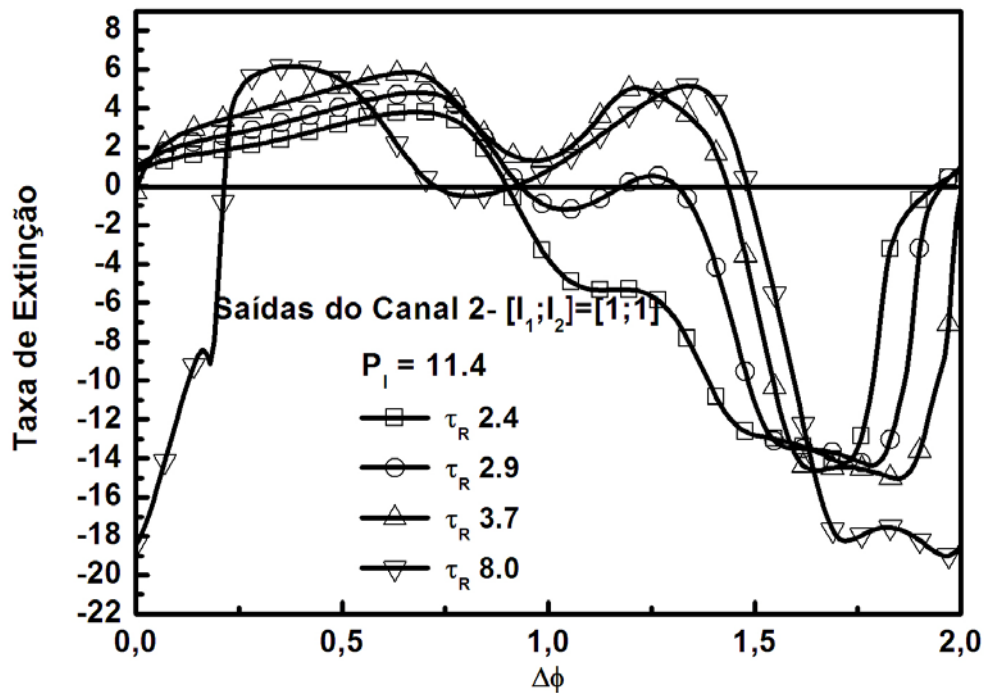


Figura 7.9 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada $P_1=11,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

Na figura 7.10, continuamos com a mesma condição de entrada $[(I_1, I_2)] = [(1;1)]$, mesmos tempos de relaxação, monitoramos XR1 em função do defasamento entre os canais, só que com um outra potência de entrada $P_1 = 16,4$, pode-se perceber um comportamento ainda mais diferente do gráfico para $\tau_R = 8,0 ps$, atingindo um mínimo na fase $\Delta\phi = 1,09$ com $XR1 = -7,45dB$, enquanto que as taxas de extinção dos demais tempos de relaxação praticamente permanecem positivo para todas as fases, atingindo valores máximos próximos de $XR1 = 14,5dB$. Novamente a figura 7.11, nos mostra de forma simétrica os resultados já analisados na figura 7.10.

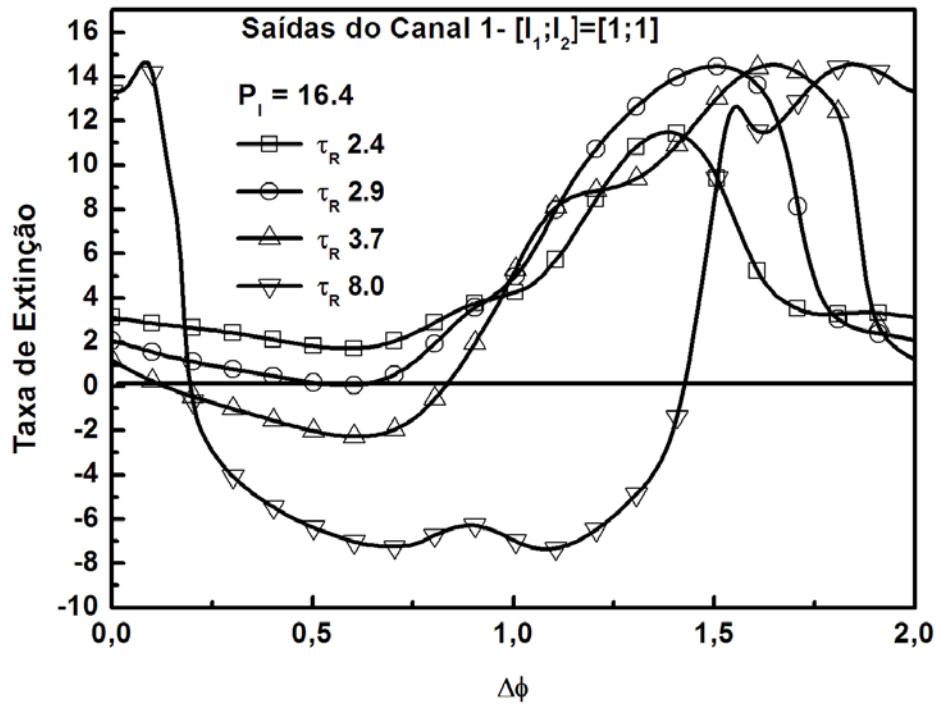


Figura 7.10 - Taxa de extinção 1 (XR1) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada $P_1=16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

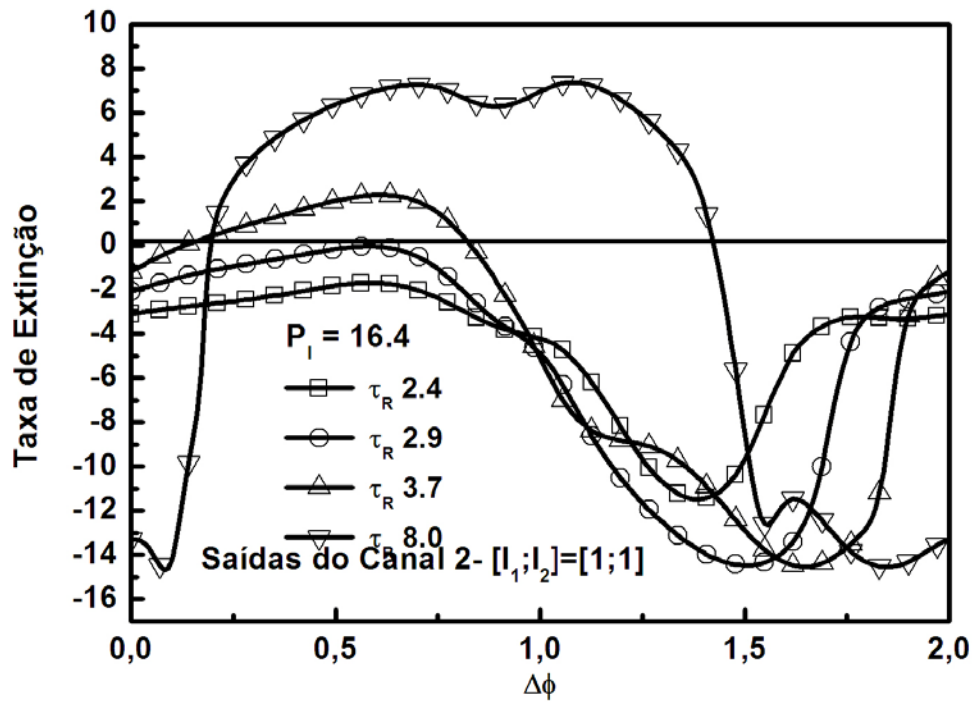


Figura 7.11 - Taxa de extinção 2 (XR2) em função do defasamento $\Delta\phi$, para a Potência de entrada $P_1=16,4$, com as entradas $[(I_1; I_2)] = [(1;1)]$ e $\tau_R = (2, 4; 2, 9; 3, 7; 8, 0)$.

7.4 Tabelas Verdades, Portas Lógicas Ópticas e Meio-Somadores.

Nas tabelas apresenta-se as entradas lógicas I_1 , I_2 , e fase $\Delta\phi$ aplicada as entradas quando ambas forem “1”, as saídas O_1 e O_2 relativas à transmissão (chaveamento) de energia para os guias, $XR1(dB)$ e $XR2(dB)$, o bit associado a estas saídas, e no final da tabela o parâmetro FOMELG(dB).

As tabelas verdades a seguir, tabelas 7.1, condensam todos os resultados numéricos obtidos para o acoplador duplo assimétrico e apresentam para o tempo de relaxação $\tau_r = 2,4 ps$, potências $P_I = (6,4;11,4;16,4)$, e fases tomadas a partir dos resultados para XRatio(dB). Para este tempo de relaxação e estas condições, não foi possível a geração de portas lógicas.

Tabelas 7.1 – Tabelas Verdades ($\tau_R=2,4ps$) para $P_I = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\phi$)=[$1,33\pi$; $1,72\pi$; $0,68\pi$; $1,38\pi$].

$P_I=6.4 / \tau_R=2.4ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,90893 10,00 1	0,0908 -10,00 0
1	0	0,2486 -4,80 0	0,75157 4,80 1
1	1	0,24196 -4,96 0	0,75878 4,96 1
$\Delta\phi=1,33\pi$		-	-
FOMELG (dB)		19,77	19,77

$P_I =11.4 / \tau_R=2.4ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,38908 -1,96 0	0,61059 1,96 1
1	0	0,73512 4,43 1	0,26479 -4,43 0
1	1	0,96411 14,23 1	0,03641 -14,23 0
$\Delta\phi=1,72\pi$		-	-
FOMELG (dB)		20,62	20,62

$P_I=11.4 / \tau_R=2.4ps$				$P_I=16.4 / \tau_R=2.4ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2	I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0,38908 -1,96 0	0,61059 1,96 1	0	1	0,3845 -1,92 0	0,5982 1,92 1
1	0	0,73512 4,43 1	0,26479 -4,43 0	1	0	0,97167 15,35 1	0,02832 -15,35 0
1 $\Delta\phi=0,68\pi$	1	0,29319 -3,82 0	0,706 3,82 1	1 $\Delta\phi=1,38\pi$	1	0,93412 11,48 1	0,06644 -11,48 0
		-	-			-	-
FOMELG (dB)		10,21	10,21	FOMELG (dB)		28,75	28,75

A formatação de todas as tabelas a seguir segue a mesma distribuição, ordem e orientação dos dados apresentados para a tabela 7.1.

As tabelas 7.2, resumem os resultados numéricos obtidos para o tempo de relaxação $\tau_R = 2,9ps$, considerando as mesmas potências $P_I = (6,4;11,4;16,4)$, porém as fases selecionadas a partir dos resultados para XRatio(dB). Com estes novos parâmetros tornou-se possível a obtenção das portas OR e XOR, sendo a porta OR obtida para potência $P_I = (11,4)$ e fase $\Delta\phi = 1.78\pi$, fornecendo um FOMELG(dB)=19,14. Para a mesma potência, porém com a fase $\Delta\phi = 0,68\pi$ e FOMELG(dB)=9,59. As outras potências não possibilitaram a formação de portas lógicas mesmo buscando as melhores fases e taxa de extinção.

Tabelas 7.2 – Tabelas Verdades ($\tau_R=2,9ps$) para $P_i = (6, 4; 11, 4; 16, 4)$ ($\Delta\phi$)=[$1,99\pi$; $1,78\pi$; $0,68\pi$; π].

$P_i=6.4 / \tau_R=2.9ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96134 13,97 1	0,03852 -13,97 0
1	0	0,26566 -4,42 0	0,73449 4,42 1
1 $\Delta\phi=1,99\pi$	1	0,92985 11,22 1	0,07014 -11,22 0
		-	-
FOMELG (dB)		29,61	29,61

$P_i=11.4 / \tau_R=2.9ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,5075 0,13 1	0,4921 -0,13 1
1	0	0,74494 4,66 1	0,25497 -4,66 0
1 $\Delta\phi=1,78\pi$	1	0,96497 14,35 1	0,03548 -14,35 0
		OR	-
FOMELG (dB)		19,14	19,14

$P_i=11.4 / \tau_R=2.9ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,5075 0,13 1	0,4921 -0,13 1
1	0	0,74494 4,66 1	0,25497 -4,66 0
1 $\Delta\phi=0,68\pi$	1	0,24858 -4,80 0	0,75069 4,80 1
		XOR	-
FOMELG (dB)		9,59	9,59

$P_i=16.4 / \tau_R=2.9ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,36633 -2,38 0	0,63311 2,38 1
1	0	0,97157 15,34 1	0,02843 -15,34 0
1 $\Delta\phi=\pi$	1	0,96603 14,46 1	0,0346 -14,46 0
		-	-
FOMELG (dB)		32,17	32,17

Nas tabelas 7.3, apresenta-se os resultados numéricos obtidos para o tempo de relaxação $\tau_r = 3,7 ps$, considerando as mesmas potências $P_I = (6,4;11,4;16,4)$, e sempre porém buscando as melhores fases a partir dos resultados da taxa de extinção para todas as combinações de entrada, $[(I_1, I_2)] = [(0;0), (0;1), (1;0), (1,1)]$. Para essa nova configuração tornou-se possível a implementação de duas portas XOR e AND, e uma porta OR, além de dois circuitos meio-somadores. Com a potência $P_I = (6,4)$ e fase $\Delta\phi = 0,14\pi$ para o conjunto de portas XOR, AND e meio-somador, foi obtido FOMELG(dB)=27,18, já para $P_I = (11,4)$ e $\Delta\phi = 0,66\pi$, foi encontrado FOMELG(dB)=16,74. A porta OR que forneceu um FOMELG(dB)=25,93 foi obtida com $P_I = (11,4)$ e fase $\Delta\phi = 0,85\pi$. Não sendo possível a implementação de portas lógicas para a potência $P_I = (16,4)$ mesmo buscando a melhor condição para a sua geração.

Tabelas 7.3 – Tabelas Verdades ($\tau_R=3,7ps$) para $P_I = (6,4;11,4;16,4)$ ($\Delta\phi$)=[0,14 π ; 1,85 π ; 0,66 π ; 1,65 π].

$P_I=6.4 / \tau_R=3.7ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,9776 16,40 1	0,02237 -16,40 0
1	0	0,75546 4,90 1	0,24443 -4,90 0
1	1	0,2052 -5,88 0	0,79439 5,88 1
$\Delta\phi=0,14\pi$		XOR	AND
		MEIO SOMADOR	
FOMELG (dB)		27,18	27,18

$P_I=11.4 / \tau_R=3.7ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,79871 5,99 1	0,20087 -5,99 0
1	0	0,75546 4,90 1	0,24443 -4,90 0
1	1	0,96988 15,03 1	0,03043 -15,03 0
$\Delta\phi=1,85\pi$		OR	-
FOMELG (dB)		25,93	25,93

$P_I=11.4 / \tau_R=3.7ps$				$P_I=16.4 / \tau_R=3.7ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2	I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0	0	0	0	0
0	1	0,79871 5,99 1	0,20087 -5,99 0	0	1	0,40803 -1,61 0	0,59164 1,61 1
1	0	0,75546 4,90 1	0,24443 -4,90 0	1	0	0,97145 15,32 1	0,02855 -15,32 0
1 $\Delta\phi=0,66\pi$	1	0,20659 -5,84 0	0,79269 5,84 1	1 $\Delta\phi=1,65\pi$	1	0,96645 14,52 1	0,0341 -14,52 0
		XOR	AND			-	-
		MEIO SOMADOR					
FOMELG (dB)		16,74	16,74	FOMELG (dB)		31,46	31,46

Nas tabelas 7.4, apresneta-se os resultados para o tempo de relaxação $\tau_r = 8,0ps$, onde a potência $P_I = (6,4)$ foi a única que não possibilitou a implementação de nenhuma porta lógica. Considerando as demais potências, foi possível a formação de quatro portas OR, duas portas XOR, quatro AND e dois circuitos meio-somadores.

Para potência $P_I = (11,4)$ uma porta OR foi obtida com a fase $\Delta\phi = 1,97\pi$ que forneceu FOMELG (dB)=39,36, e com a $\Delta\phi = 0,72\pi$ foi possível geração de portas OR e AND com FOMELG(dB)=20,38. As portas XOR, AND e o meio-somador, foram obtidos com a fase $\Delta\phi = 0,38\pi$ sendo sua FOMELG(dB)=26,51.

Considerando agora a potência $P_I = (16,4)$ foi obtido as mesmas portas e circuitos do caso anterior, diferindo apenas as fases selecionadas, onde a porta OR foi obtida para fase $\Delta\phi = 0,08\pi$ fornecendo FOMELG (dB)=44,63, o conjunto XOR, AND e meio-somador para fase $\Delta\phi = 1,07\pi$ com FOMELG (dB)=37,33, e finalmente as portas OR e AND foi obtida na fase $\Delta\phi = 0,19\pi$ e FOMELG (dB)=30,60.

Tabelas 7.4 – Tabelas Verdades ($\tau_R=8,0ps$) para $P_I = (6, 4; 11, 4; 16, 4)$ ($\Delta\phi$)=[$0, 16\pi$; $1, 95\pi$; $0, 38\pi$; $1, 72\pi$; $1, 07\pi$; $0, 08\pi$; $0, 19\pi$].

$P_I=6.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96511 14,41 1	0,03497 -14,41 0
1	0	0,32779 -3,12 0	0,67226 3,12 1
1 $\Delta\phi=0,16\pi$	1	0,95404 13,21 1	0,04552 -13,21 0
		-	-
		FOMELG (dB)	30,74184
			30,74184

$P_i=11.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96909 14,96 1	0,03095 -14,96 0
1	0	0,77595 5,40 1	0,22393 -5,40 0
1 $\Delta\phi=1,97\pi$	1	0,98762 19,00 1	0,01242 -19,00 0
		OR	-
FOMELG (dB)		39,36	39,36

$P_i=11.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96909 14,96 1	0,03095 -14,96 0
1	0	0,77595 5,40 1	0,22393 -5,40 0
1 $\Delta\phi=0,38\pi$	1	0,195 -6,15 0	0,80411 6,15 1
		XOR	AND
FOMELG (dB)		26,51	26,51

$P_i=11.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96909 14,96 1	0,03095 -14,96 0
1	0	0,77595 5,40 1	0,22393 -5,40 0
1 $\Delta\phi=0,72\pi$	1	0,49838 -0,02 1	0,50075 0,02 1
		OR	AND
FOMELG (dB)		20,38	20,38

$P_I=16.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96707 14,69 1	0,03286 -14,69 0
1	0	0,97117 15,27 1	0,02883 -15,27 0
1 $\Delta\phi=1,07\pi$	1	0,15507 -7,36 0	0,84511 7,36 1
		XOR	AND
		MEIO SOMADOR	
FOMELG (dB)		37,33	37,33

$P_I=16.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96707 14,69 1	0,03286 -14,69 0
1	0	0,97117 15,27 1	0,02883 -15,27 0
1 $\Delta\phi=0,08\pi$	1	0,96679 14,67 1	0,03298 -14,67 0
		OR	-
FOMELG (dB)		44,63	44,63

$P_I=16.4 / \tau_R=8ps$			
I_1	I_2	O_1 XR1	O_2 XR2
0	0	0	0
0	1	0,96707 14,69 1	0,03286 -14,69 0
1	0	0,97117 15,27 1	0,02883 -15,27 0
1 $\Delta\phi=0,19\pi$	1	0,53618 0,64 1	0,46323 -0,64 1
		OR	AND
FOMELG (dB)		30,60	30,60

7.5 Tabelas Comparativas – FOMELG(dB) e Conclusões do Capítulo.

As tabelas foram organizadas em função das portas lógicas e meio-somadores gerados, onde para cada função lógica foi informado tempo de relaxação τ_r , a potência de entrada P_I , a fase $\Delta\phi$, e o parâmetro FOMELG(dB). Foi destacado em negrito as portas e meio-somadores que tiveram o melhor desempenho. Desta forma temos:

Tabela 7.5 - Tabelas resumo FOMELG(dB) para Portas Lógicas.

Porta Lógica	τ_R	P_I	$\Delta\phi$	FOMELG(dB)
OR	2,9	11,4	$1,78\pi$	19,14
	3,7		$1,85\pi$	25,93
	8	11,4	$1,97\pi$	39,36
			$0,72\pi$	20,38
		16,4	$0,08\pi$	44,63
			$0,19\pi$	30,6
XOR	2,9	11,4	$0,68\pi$	19,14
	3,7	6,4	$0,14\pi$	27,18
		11,4	$0,66\pi$	16,74
	8	11,4	$0,38\pi$	26,51
			$1,07\pi$	37,33
		16,4	$1,07\pi$	37,33
AND	3,7	6,4	$0,14\pi$	27,18
	3,7	11,4	$0,66\pi$	16,74
	8		$0,38\pi$	26,51
		16,4	$0,72\pi$	20,38
			$1,07\pi$	37,33
	$0,19\pi$	30,60		

Tabela 7.6 - Tabelas resumo FOMELG(dB) para Meio-Somadores.

Meio-Somadores	τ_R	P_I	$\Delta\phi$	FOMELG(dB)
Meio-Somadores	3,7	6,4	$0,14\pi$	27,18
		11,4	$0,66\pi$	16,74
	8		$0,38\pi$	26,51
		16,4	$1,07\pi$	37,33
			$1,07\pi$	37,33

Com o modelo proposto para o dispositivo, foi implementado portas lógicas AND, OR, XOR e circuitos meio-somadores para um conjunto de tempos de relaxação, fases e potências. As portas AND e OR foram às lógicas mais implementadas, com seis possibilidades cada e a porta XOR obtida em cinco situações.

Analisando os tempos de relaxação e potências, conclui-se que com $\tau_r = 8,0ps$ e $P_l = 16,4$, obtêm-se as mais eficientes portas lógicas (OR, XOR e AND) e meio-somadores, com base nos valores do parâmetro FOMELG(dB).

Analisando o parâmetro FOMELG(dB) podemos concluir que a porta OR apresentou o melhor desempenho com FOMELG(dB)=44,63, seguido pelas portas XOR e AND onde ambas fornecem FOMELG(dB)=37,33. Como o meio-somador é composto de portas XOR e AND conclui-se que o formado com $\tau_r = 8,0ps$ e $P_l = 16,4$, é também o mais eficiente comparado com todos os outros.

Relativo a quantidade de portas lógicas e meio-somadores gerados, a potencia $P_l = 11,4$ mostrou-se mais eficiente. Porém com um tempo de relaxação $\tau_r = 2,4ps$ não foi passível a implementação de nenhum circuito lógico para qualquer fase e potência aplicada ao dispositivo.

7.6 Referências Bibliográficas

- [1] SMITH, P. W., *R. Soc. London Ser. A*, 313, 349, 1984.
- [2] JENSEN, S. M., *The nonlinear coherent coupler*, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol QE-18, pp. 1580-1583, 1982.
- [3] CHEN, Y., and *et al.*, *Twin core nonlinear couplers with gain and loss*, *IEEE J. Quantum Electron.* Vol 28, pp. 239-245, 1992.
- [4] PHAM, A. T. and BINH, L. N., *All-optical directional coupler two-input operation*, *Int. Optoelectron.*, Vol.5, no 4, pp367-380, 1990,
- [5] PHAM, A. T. and BINH, L. N., *All-optical modulation and switching using a nonlinear-optical directional coupler*, *J. Opt. Soc. Amer. B*, Vol.8, no 9, pp1914-1931, 1991.
- [6] KAUP, D. J., and *et al.*, *Asymmetric solitons in mismatched dual-core optical fibers*, *J. Opt. Soc. Am B* vol14, pp 1199, 1997.
- [7] AGRAWAL, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, third Edition, Academic Press, New York, 2001.
- [8] VALKERING, T. P., and *et al.*, *Opt. Commun.*, 159, 215-220, 1999.
- [9] VALKERING, T. P., and *et al.*, *Physica D*, 123, 223-234, 1998.
- [10] CHU. P. L., and *et al.*, *J Opt. Soc Am. B*, 10, 1379-1385, 1993.
- [11] TRILLO, S., and *et al.*, *Opt. Lett.* 13,672, 1988.
- [12] KITAYAMA, K. and WANG, S., *Appl. Phys. Lett*, 43, 17, 1983
- [13] KIVSHAR, Y. S., *Opt. Lett.* 18, 7, 1993.
- [14] AKHMEDIEV, N. N. and ANKIEWICZ, A., *Phys. Rev. Lett.* 70, 2395, 1993.
- [15] AKHMEDIEV, N. and SOTO-CRESPO, J. M., *Phys. Rev. E*, 49, 4519, 1994.
- [16] CHU. P. L., and *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, 898, 1995.
- [17] WEINER, A. M., and *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* 25, 2648, 1989.
- [18] AKHMEDIEV, N. and ANKIEWICZ, A., *Solitons Nonlinear Pulses and Beams*, Chapman & Hall, London, 1997.
- [19] CHIANG, K. S., *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, 1437, 1997.
- [20] CHIANG, K. S., *IEEE J. Quantum Electron.*, 33, 950, 1997.
- [21] SHUM, P., and *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 79, 1999.
- [22] CASTRO, F. M., and *et al.*, *Controlling all-optical in multicore nonlinear couplers*, *Opt. Comm.* Vol 226, pp 199-204, 2003.

[23] ATAI, J.AND MALOMED, B. A., *Stability and interactions of solitons in asymmetric dual core- optical waveguides*, Opt. Comm. Vol 221, pp 55-62, 2003.

[24] VUKOVIC, N. T., *Realization of all-optical ultrafast logic gates using triple core asymmetric nonlinear directional coupler* , Journal of optics communications, Vol. 22, No. 2, PP 59-63, 2001.

Capítulo 8 – Conclusões Gerais, Perspectivas e Trabalhos Decorrentes.

8.1 Conclusões Gerais.

Na presente tese, estudamos no terceiro capítulo a propagação, colisão, estabilidade e formação de sólitons ópticos espaços-temporais, no quinto capítulo analisamos numericamente as características do acoplador direcional duplo simétrico operando no regime não-linear instantâneo e relaxado, e no sexto capítulo acoplador direcional duplo assimétrico operando no regime não-linear instantâneo e relaxado para obtenção de funções e circuitos lógicos totalmente ópticos.

No terceiro capítulo, pudemos definir o conjunto de parâmetros, dentre os diversos analisados, tais como: o parâmetro não-linear α (que é a relação entre os índices de refração não-linear cúbico-quíntico n_4 e n_2), a distância de propagação z , o parâmetro σ de acoplamento XPM, a separação média $\Delta\tau$ entre os campos u_1 e u_2 , a velocidade transversal V de propagação, a intensidade, a duração temporal normalizada (DTN) e as formas tridimensionais dos pulsos, os que proporcionaram a geração de sólitons ópticos espaço-temporais, e dos diversos valores do parâmetro não-linear α considerados, concluímos que $\alpha = 0.26$, junto com todos os outros parâmetros citados, forneceu um sóliton espaço-temporal estável que foi comprovado através da colisão dos pulsos e da comparação dos perfis temporais dos pulsos de entrada e saída.

No capítulo 5, percebemos um perfeito funcionamento dos acopladores relaxados simétricos, ou seja, com os dois canais idênticos e com relaxação na não linearidade. Entretanto, não seria possível a implementação de portas lógicas com acopladores duplos simétricos, sendo necessário alguma forma de assimetria, e da análise dos resultados podemos concluir ser possível a construção de uma estrutura de um acoplador duplo assimétrico, onde um dos canais terá não linearidade instantânea e o outro canal uma não linearidade relaxada, possibilitando a formação de portas lógicas e meios somadores, fato que foi demonstrado no capítulo 6, mostrando a relevância do estudo dos acopladores com relaxação temporal, pois este ainda não pode ser encontrado na literatura.

No sexto capítulo estudamos o acoplador direcional duplo planar assimétrico de fibras ópticas, com o canal 1 operando no regime não-linear instantâneo e o canal 2 com relaxação, que foi proposto para geração de portas lógicas e circuitos meio-somadores totalmente ópticos. Com os modelos propostos para o dispositivo, foi considerado três potências de entrada, variamos o tempo de relaxação e as fases aplicadas. O que tornou possível a implementação de portas lógicas AND, OR, XOR e circuitos meio-somadores. Considerando as figuras de mérito FOMELG (dB), concluímos que a porta OR apresentou o melhor desempenho com $FOMELG(dB) = 44,63$, seguido pelas portas XOR e AND onde ambas fornecem $FOMELG(dB) = 37,33$. Como o meio-somador é composto de portas XOR e AND vale ressaltar que o formado com $\tau_R = 8,0 ps$ e $P_I = 16,4$, foi também o mais eficiente.

8.2 Perspectivas.

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

- Analisar a propagação, colisão, estabilidade e formação de sólitons ópticos espaços-temporais (2+1) utilizando a técnica de modulação PPM.
- Analisar a propagação, colisão, estabilidade e formação de sólitons ópticos espaços-temporais em um meio Kerr Bulk com não-linearidade cúbico-quintica, nos regimes de dispersão anômala.
- Analisar a propagação, colisão, estabilidade e formação de sólitons ópticos espaços-temporais em um meio Kerr Bulk utilizando a técnica de modulação PPM.
- Aplicar os estudos de sólitons ópticos espaços-temporais no desenvolvimento de pesquisas no dispositivo AWG (*Arrayed Guided Gratings*).
- Realizar estudos dos efeitos da relaxação temporal aplicados aos sólitons espaço-temporais, e verificar sua aplicabilidade nos tópicos acima mencionados.

- Aplicar o estudo desenvolvido nesta tese para acopladores duplos em acopladores multinúcleos.
- Cascadear os acopladores nos regimes instantâneos e relaxado e verificar sua aplicabilidade para geração de circuitos registradores de deslocamento e contadores.
- Verificar o comportamento destes acopladores com a inserção de redes de Bragg, em um, ou mais guias do acoplador.
- Verificar o comportamento destes acopladores simétricos, ou assimétricos, com PPM (Modulação por Posição do Pulso), com PAM (Modulação por Amplitude do Pulso) e com XPM (Modulação de Fase Cruzada).

8.3 Trabalhos Decorrentes.

Publicações em Periódicos Internacionais.

1. **Fraga, W. B.** ; MENEZES, J. W. M. ; Sobrinho, C. S. ; Ferreira, A. C. ; Guimarães, G. F. ; Lima, A. W. ; Filho, A. F. G. F. ; Rocha, H. H. B. ; Sabóia, K. D. A. ; Lima, F. T. ; Filho, J. M. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Numerical analysis of the stability of optical bullets (2 + 1) in a planar waveguide with cubic quintic nonlinearity. *Optical and Quantum Electronics*, v. 41, p. 121-130, 2009.
2. A.C. Ferreira ; SARAIVA SOBRINHO, C ; Mendonça, J. W. M. ; **Fraga, W. B.** ; H.H.B. Rocha ; LIMA JUNIOR, A. W ; Saboia, K. D. A. ; G.F. Guimarães ; J.L.S. Lima ; SOMBRA, A. S. B. . A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK. *Journal of Modern Optics*, v. 56, p. 1004-1013, 2009.
3. SARAIVA SOBRINHO, C ; A.C. Ferreira ; MENEZES, J. W. M. ; G.F. Guimarães ; **FRAGA, W. B.** ; A.F.G.F. Filho ; H.H.B. Rocha ; S.P. Marciano, K.D.A ; K.D.A. Sabóia ; SOMBRA, A. S. B. . Analysis of an optical logic gate using a symmetric

- coupler operating with pulse position modulation (PPM). *Optics Communications*, v. 281, p. 1056-1064, 2008.
4. J.L.S. Lima ; K.D.A. Sabóia ; SALEJ.C. Sales, J. ; MENEZES, J. W. M. ; **FRAGA, W. B.** ; G.F. Guimarães ; SOMBRA, A. S. B. . Optical short pulse switching characteristics of ring resonators. *Optical Fiber Technology*, v. 14, p. 79-83, 2008.
 5. MENEZES, J. W. M. ; **FRAGA, W. B.** ; G.F. Guimarães ; A.C. Ferreira ; H.H.B. Rocha ; SILVA, M. G. ; SOMBRA, A. S. B. . Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers. *Optics Communications*, v. 276, p. 107-115, 2007.
 6. MENEZES, J. W. M. ; **Fraga, W. B.** ; Ferreira, A. C. ; Saboia, K. D. A. ; Filho, A. F. G. F. ; Guimarães, G. F. ; Sousa, J. R. R. ; Rocha, H. H. B. ; SOMBRA, A. S. B. . Logic gates based in two- and three-modes nonlinear optical fiber couplers. *Optical and Quantum Electronics*, v. 39, p. 1191-1206, 2007.
 7. ALMEIDA, J. S ; MENEZES, J. W. M. ; **FRAGA, W. B.** ; SALEJ.C. Sales, J. ; A.C. Ferreira ; S.P. Marciano, K.D.A ; A.F.G.F. Filho ; SILVA, M. G. ; SOMBRA, A. S. B. . Logic Gates Based in Asymmetric Couplers: Numerical Analysis.. *Fiber and Integrated Optics*, v. 26, p. 217-228, 2007.

Artigos Submetidos em Periódicos Internacionais.

1. **W. B. Fraga**, J.W.M. Menezes, A.C. Ferreira, G. F. Guimarães, Lima F.T., C.S. Sobrinho, and A.S.B.Sombra. Spatiotemporal Optical Solitons in planar waveguide with Periodically Modulated Cubic-Quintic Nonlinearity.
2. **W. B. Fraga**, J. W. M. Menezes, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, G. F. Guimarães, J. L. S. Lima, K.D.A. Sabóia, A. F. G. F. Filho , Lima, F. T, Lima Junior. A. W and A. S. B. Sombra. Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response for Generation of the All-Optical Half Adder.

3. W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, G. F. Guimarães, J. L. S. Lima, K.D.A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, Lima, F. T, Lima Junior. A. W and A. S. B. Sombra. Numerical Analysis of the Instantaneous and Relaxed Kerr Model for Generation of the All-Optical Logic Gates with Triangular Fiber Coupler (TFC).

Conferências nacionais.

1. Fraga, W. B. ; Salej.C. Saless, J. ; Saraiva Sobrinho, C ; Menezes, J. W. M. ; A.F.G.F. Filho ; Sombra, A. S. B. . Análise da Propagação, Interação E Modulação de Sólitons Espaço Temporais. In: Xxxi Encontro Nacional De Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindoia. XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.
2. Fraga, W. B. ; Guimarães, G. F. ; Menezes, J. W. M. ; Sombra, A. S. B. . Pulsos Ópticos Solitônicos Espaço-Temporais: Propagação, Interação e Modulação. In: Infobrasil - Ti & Telecom, 2008, Fortaleza. I Congresso Tecnológico Infobrasil, 2008.
3. Menezes, J. W. M. ; Fraga, W. B. ; Almeida, J. S ; Sombra, A. S. B. ; Salej.C. Saless, J. ; Silva, M. G. ; Saraiva Sobrinho, C ; A.F.G.F. Filho ; G.F. Guimarães . Circuito Somador Baseado Num Acoplador Não-Linear de Fibras Ópticas. In: Xxxi Encontro Nacional De Física da Matéria Condensada, 2008, Águas de Lindoia. XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 2008.
4. Fraga, W. B. ; Menezes, J. W. M. ; Lima, F. T. ; Guimarães, G. F. ; Sobrinho, C. S. ; Sombra, A. S. B. . Propagação e Colisão de Pulsos Ópticos Espaço-Temporais Utilizando Não-Linearidade Cúbico-Quíntica. In: Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008, Recife. XXV Encontro de Físicos do Norte E Nordeste, 2008.
5. FRAGA, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; A.F.G.F. Filho ; G.F. Guimarães ; A.C. Ferreira ; ALMEIDA, J. S ; SALEJ.C. Sales, J. ; H.H.B. Rocha ; J. R. R. de Sousa ; SARAIVA SOBRINHO, C ; SILVA, M. G. ; SOMBRA, A. S. B. . Acopladores duplos assimétricos para geração de um circuito meio somador óptico. In: XXV

Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007, Natal. XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007.

6. MENEZES, J. W. M. ; FRAGA, W. B. ; A.F.G.F. Filho ; G.F. Guimarães ; A.C. Ferreira ; SARAIVA SOBRINHO, C ; ALMEIDA, J. S ; SALEJ.C. Sales S, J. ; SILVA, M. G. ; J. R. R. de Sousa ; SOMBRA, A. S. B. . Meio somador binário totalmente óptico. In: XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007, Natal. XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007.