

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

ALMIR WIRTH LIMA JUNIOR

ACOPLADORES DIRECIONAIS DE FIBRAS ÓPTICAS COM PERFIS DE DISPERSÃO

Fortaleza-Ceará

2007

Autor: ALMIR WIRTH LIMA JUNIOR

ACOPLADORES DIRECIONAIS DE FIBRAS ÓPTICAS COM PERFIS DE DISPERSÃO

Dissertação de mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, (PPGETI) da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

Orientador: Prof. Dr. Márcio Gomes da Silva

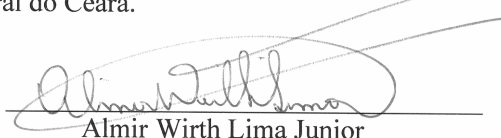
Fortaleza-Ceará

2007

Almir Wirth Lima Junior

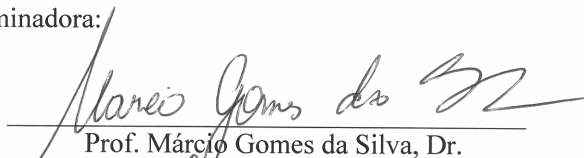
Acopladores Direcionais de Fibras Ópticas com Perfis de Dispersão

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Teleinformática e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará.

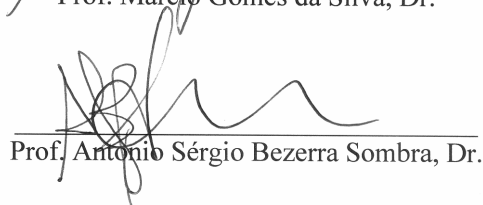


Almir Wirth Lima Junior

Banca Examinadora:



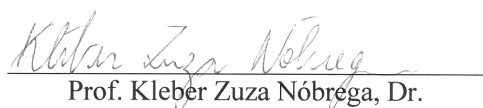
Prof. Márcio Gomes da Silva, Dr.



Prof. Antônio Sérgio Bezerra Sombra, Dr.



Prof. Sérgio Antenor de Carvalho, Dr.



Prof. Kleber Zuza Nóbrega, Dr.

Fortaleza, 05 de Março de 2007

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho à minha Família, especialmente, pelo carinho e apoio em todos os momentos difíceis.

AGRADECIMENTOS

Ao Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, PPGETI, Prof. Dr. João Cesar Moura Mota pela atenção dedicada, antes, e durante todo o Mestrado.

Ao meu Orientador, Prof. Dr. Márcio Gomes da Silva, pela sua atenção, e dedicação durante todo o processo de elaboração, e apresentação dessa
Dissertação.

Aos professores, especialmente o Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra, e colegas do PPGETI pela amizade, e lealdade demonstrada durante o curso.

Ao Diretor do SENAI_WDS, Prof. Cid Fraga, pelo indispensável apoio à realização deste Mestrado.

RESUMO

Nosso trabalho apresenta uma análise numérica da propagação e comutação de solitons fundamentais em acopladores de dois núcleos de fibras não lineares construídos com fibras de perfis de dispersão (DPF). Nós mostramos, que o formato apropriado do perfil DPF é muito eficaz na recuperação, quase total, do comportamento da comutação do sinal original associado à situação sem perdas.

O estudo da comutação de solitons em acopladores não lineares de fibras DPF proporciona possibilidades de se alcançar alta eficiência no processamento de sinais ultra-rápidos em sistemas totalmente óticos, especialmente para comutadores e transistors óticos.

Iniciamos, estudando as equações de Maxwell, os Solitons Óticos, as Equações dos Modos Acoplados, e a Equação Não Linear de Schrödinger - NLSE (métodos analítico, e numérico). A seguir, detalhamos a Propagação e Chaveamento de Sinais Óticos “CW” e “Quasi-CW” em Acopladores Óticos, bem como analisamos de forma teórica os acopladores duplos não lineares de Fibras Óticas com Perfis de Dispersão Decrescente (DPF). Os últimos capítulos tratam do objetivo real de nossa Dissertação, ou seja, a Análise Detalhada de Acopladores Óticos de Fibras com Perfis de Dispersão (DPF), Com, e Sem Perdas Óticas, incluindo dois tipos de configuração (PA1 e PB1). Encerramos a Dissertação com as Conclusões sobre os estudos acima referidos.

Palavras-chaves: Acopladores Óticos, Fibra Ótica de Dispersão Decrescente (DDF), Fibra Ótica com Perfil de Dispersão, Potência Crítica, Soliton; “Quasi-Soliton”, Diafonia (“Crosstalk”), Razão de Extinção; Fator de Compressão.

ABSTRACT

We present a numerical investigation of the propagation and the switching of fundamental solitons in a two-core nonlinear fiber coupler constructed with Dispersion Profile Fiber (DPF). We have shown that appropriate shaping of the DPF profile is quite effective to recover, almost completely, the original switching behavior associated to the lossless situation. The study of soliton switching in DPF nonlinear fiber couplers provides possibilities for achieving, high efficiency in ultrafast all-optical signal processing, especially for optical switches and optical transistors.

We initiate, studying the Maxwell Equations, the Coupled-Mode Equations, and the the Nonlinear Schrödinger Equation - NLSE, (analytic, and numerical approaches). After this, we detail the Propagation and Switching of "CW" and "Quasi-CW" Optical Signals in Optical Couplers, as well like we analyze, through theoretical form, the nonlinear double couplers of Dispersion Profiles Fibers (DPF). The last chapters explain the real objective of our Dissertation, or be, Detailed Analysis of the Optical Couplers of Profiles Dispersion Fiber (DPF), With, and Without Optical Losses, including two kinds of configuration (PA1 and PB1). We enclose the Dissertation with the Conclusions about the above referred studies.

Key-words: Optical Couplers, Dispersion Decreasing Fiber (DDF), Dispersion Profile Fiber (DPF); Critical Power, Soliton; Quasi-Soliton; Crosstalk; Extinction Ratio; Compression Factor.

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO	15
1 PROPAGAÇÃO DE PULSOS ÓPTICOS NAS FIBRAS ÓPTICAS	18
1.1 Equação Básica de Propagação de Pulsos em Fibras Ópticas	18
1.2 Propagação não linear do pulso óptico.....	18
1.3 Efeitos Não Lineares de Ordem Mais Alta	24
1.4 Equações dos Modos Acoplados.....	26
1.4.1 Equações Não Lineares de Schrödinger.....	30
2 PROPAGAÇÃO E CHAVEAMENTO DE SINAIS ÓPTICOS “CW” E “QUASI-CW” EM ACOPLADORES ÓPTICOS.....	34
2.1 Conceitos Básicos sobre Acopladores Ópticos	34
2.1.1 Visão Geral	34
2.1.2. Características	34
2.2 Fluxos Ópticos de Baixa Potência	36
2.3 Comutação Linear de Pulsos Ópticos.....	40
2.4 Efeitos Não Lineares	42
2.4.1 Comutação “Quasi-CW”	43
3 FIBRAS ÓPTICAS COM PERFIL DE DISPERSÃO DECRESCENTE (DDF); PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF.	47
3.1.1 Perfis de Dispersão Decrescente.....	48
3.2.1 Transmissão e Energia crítica.....	51
3.2.2 Fator de Compressão.....	52
3.3.3 “Crosstalk” (Xtalk) e Razão de Extinção (Xratio).....	53
4 ANÁLISE DETALHADA DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF COM E SEM PERDA ÓPTICA; TIPOS DE CONFIGURAÇÃO; CONFIGURAÇÃO PA1	55
4.1 Introdução.....	55
4.2 Tipos de Configuração.....	57
4.3 Características da Configuração PA1 sem Perda Óptica	58
4.3.1 Transmissão.....	58

4.3.2 Energia Crítica	59
4.3.3 Fator de Compressão.....	60
4.3.4 Xtalk	62
4.3.5 Xratio.....	63
4.4 Características da Configuração PA1 com Perda Óptica	64
4.4.1 Transmissão.....	64
4.4.2 Fator de Compressão.....	68
4.4.3 Xtalk	70
4.4.4 Xratio.....	71
5 ANÁLISE DETALHADA DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF COM E SEM PERDA ÓPTICA; CONFIGURAÇÃO PB1	73
5.1 Características da Configuração PB1 sem Perda Óptica	73
5.1.1 Transmissão.....	73
5.1.2 Energia Crítica	74
5.1.3 Fator de Compressão.....	75
5.1.4 Xtalk	75
5.1.5 Xratio.....	76
5.2 Características da Configuração PB1 com Perda Óptica	77
5.2.1 Transmissão.....	77
5.2.2 Fator de Compressão.....	79
5.2.3 Xtalk	80
5.2.4 Xratio.....	81
6 CONCLUSÕES FINAIS; FUTURAS PROPOSTAS.....	83
6.1 Conclusões Finais	83
6.2 Futuras Propostas	87
APÊNDICE A - SOLITONS ÓPTICOS	90
AA.1 Instabilidade de Modulação	90
AA.2 Espectro de Ganho	92
AA.3 Normalização da Equação Não Linear de Schröndiger	94
AA.4 Características dos Solitons Ópticos.....	95
AA.5 Consideração das Perdas Ópticas em Fibras Ópticas.....	98

AA.6 Comprimindo, Amplificando, e Simultaneamente, Compensando os Efeitos da Dispersão em Sistemas Ópticos	100
APÊNDICE B - ANÁLISE TEÓRICA DE ACOPLADORES DUPLOS NÃO LINEARES DE FIBRAS ÓPTICAS SEM, E COM PERFIS DE DISPERSÃO (DPF)	104
AB.1 Método Variacional baseado na Formulação da Densidade de Lagrange para Acopladores sem Perfil de Dispersão	104
AB.2 Chaveamento de Solitons em Acopladores duplos sem Perfil de Dispersão	108
AB.3 Chaveamento de Solitons em Acopladores duplos com Perfil de Dispersão	109
AB.4 Obtenção da Energia Crítica; Características de Transmissão.....	111
TRABALHOS PUBLICADOS.....	115
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	116

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

<i>Figura 11: Esquema do acoplador direcional não-linear de comprimento LC.</i>	15
<i>Figura 2.1 Esquemático da comutação não linear em acoplador óptico direcional</i>	35
<i>Figura 2.2 Fração da potência transferida para o segundo núcleo em função de κz para três valores de $\frac{\delta_a}{\kappa}$, quando um fluxo óptico CW é inserido em dos núcleos em $z = 0$..</i>	37
<i>Figura 2.3 Comutação não linear de fluxos ópticos CW em um acoplador óptico direcional com $\kappa L = \pi/2$. As linhas sólidas mostram as potências relativas nas duas portas de saída, em função da potência de entrada. As linhas tracejadas mostram a resposta do acoplador no caso “quasi-CW”.....</i>	45
<i>Figura 3.1 Perfis de dispersão decrescentes.....</i>	50
<i>Figura 3.2 Comparação dos coeficientes de transmissão de pulso tipo soliton fundamental em função de $K.\xi$.</i>	51
<i>Figura 4.1 Configuração PA1</i>	57
<i>Figura 4.2 Configuração PB1</i>	58
<i>Figura 4.3 Características de comutação na porta B_1 em função da energia de bombeamento na porta A_1, para acoplador DPF com $\kappa = 1$, $L_c = \pi/2$, $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).</i>	59
<i>Figura 4.4 Energia crítica obtida numericamente para os acopladores DDF.</i>	60
<i>Figura 4.5 Fator de compressão C_1 em função da energia de bombeamento através da porta A_1, para acopladores DPF com $\beta = 2$.</i>	61
<i>Figura 4.6 Fator de compressão C_2 para os acopladores DPF.</i>	62
<i>Figura 4.7 Nível de X_{talk} em função da energia de bombeamento na porta A_1, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).</i>	63
<i>Figura 4.8 Nível de X_{ratio} em função da energia de bombeamento na porta A_1, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Referência” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).....</i>	64

<i>Figura 4.9 Características de transmissão para o canal 1 sem perfil de dispersão decrescente, com as seguintes perdas ópticas: 0,2, 1,0, 5,0, 10,0, e 15,0 dB/km, para o acoplador de referência ($p = 1, \beta = 1$).</i>	<i>65</i>
<i>Figura 4.10 Características de transmissão para o canal 1 com perfil de dispersão decrescente, com perda óptica de 15 dB/km.....</i>	<i>66</i>
<i>Figura 4.11 Diferença percentual entre a transmissão não linear para cada perfil de dispersão decrescente em relação ao acoplador de referência sem perda ($\Delta T = 100(T_{\text{referencia}} - T_{\text{perfil}})\%$).</i>	<i>67</i>
<i>Figura 4.12 Fator de compressão para o canal 1 de saída do acoplador sem DPF, em função da energia de bombeamento, para diversas perdas ópticas.</i>	<i>69</i>
<i>Figura 4.13 Fator de compressão (alargamento) para o canal 2 de saída do acoplador sem DPF, em função da energia de bombeamento, para diversas perdas ópticas.....</i>	<i>69</i>
<i>Figura 4.14 Fator de compressão para o canal 1 em função da energia de bombeamento, com perda óptica de 15 dB/km.</i>	<i>70</i>
<i>Figura 4.15 Níveis de Xtalk para energia de bombeamento no canal 1.</i>	<i>71</i>
<i>Figura 4.16 Níveis de Xratio para energia de bombeamento no canal 1.....</i>	<i>72</i>
<i>Figura 5.1 Características de transmissão para a porta de saída1 (A_1) em função da energia de bombeamento na porta B_1, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Referência” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).</i>	<i>73</i>
<i>Figura 5.2 Energia crítica em função de β.....</i>	<i>74</i>
<i>Figura 5.3 Fator de compressão C1 em função da energia de bombeamento em B_1 para acoplador DPF com $\beta = 2$.....</i>	<i>75</i>
<i>Figura 5.4 Nível de Xtalk (em dB) em função da energia de bombeamento em B_1 para acoplador DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).</i>	<i>76</i>
<i>Figura 5.5 Nível de Xratio em função da energia de bombeamento na porta B_1, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido através do acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).</i>	<i>77</i>
<i>Figura 5.6 Características de transmissão para o canal 1 com perfil de dispersão crescente, com perda óptica de 15,0 dB/km.....</i>	<i>78</i>

<i>Figura 5.7 Diferença percentual entre a transmissão não linear para cada perfil de dispersão crescente, em relação ao acoplador de referência sem perda</i> <i>($\Delta T = 100(T_{\text{referencia}} - T_{\text{perfil}})\%$).....</i>	<i>78</i>
<i>Figura 5.8 Fator de compressão C1 em função da energia de bombeamento em B1 para acoplador DPF com $\beta = 2$, com perda óptica de 15 dB/km.</i>	<i>80</i>
<i>Figura 5.9 Níveis de Xtalk para energia de bombeamento no canal 1.</i>	<i>81</i>
<i>Figura 5.10 Níveis de Xratio para energia de bombeamento no canal 1.....</i>	<i>82</i>
<i>Figura 6.1 Interferômetro de Mach-Zehnder. As grades referentes ao índice de refração possibilitam a multiplexação e demultiplexação de canais WDM (Multiplexados por divisão de comprimento de onda).....</i>	<i>87</i>
<i>Figura AA.1 Espectro de ganho da instabilidade de modulação para três níveis de potência. Os parâmetros da fibra são $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 2\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$</i>	<i>93</i>
<i>Figura AA.2 Evolução temporal sobre um período do soliton de terceira ordem.....</i>	<i>97</i>
<i>Figura AA.3 Evolução espectral sobre um período do soliton de terceira ordem.</i>	<i>98</i>
<i>Figura AA.4 Variação da largura do pulso ótico com a distância em fibras com perda de potência óptica, para o soliton fundamental. A curva tracejada mostra o comportamento esperado na ausência de efeitos não lineares.</i>	<i>99</i>
<i>Figura AB.1 Comparação da transmissão de soliton fundamental ($N = 1$) da energia $P1(0) = 1,83$, em função da distância propagada, obtida através de uma simulação numérica (curva pontilhada), com a solução analítica aproximada curva contínua)...</i>	<i>107</i>

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 4.1 Melhores valores encontrados para β, e diferenças de percentuais máximas da energia chaveada no canal 1, em relação ao acoplador de referência.</i>	<i>67</i>
<i>Tabela 5.1 Melhores valores encontrados para β, e diferenças de percentuais máximas da energia chaveada no canal 1, em relação ao acoplador de referência.</i>	<i>79</i>
<i>Tabela 6.1 Melhores performances com perda de 15 dB/km na configuração PA1.</i>	<i>85</i>
<i>Tabela 6.2 Melhores performances com perda de 15 dB/km na configuração PB1.</i>	<i>86</i>

INTRODUÇÃO

Os acopladores construídos com fibras óticas despertam grande interesse, por seu potencial em aplicações para o processamento ultra-rápido de sinais totalmente óticos, especialmente para comutadores, multiplexadores e filtros óticos.

Estudos anteriores mostraram, que a utilização de pulsos laser muito longos limitam seriamente a performance destes dispositivos. Entretanto, o chaveamento de pulsos óticos tipo soliton na forma de “sech” foi estudada, e observou-se, experimentalmente, que os acopladores óticos possuem boas características de comutação para pulsos.

Observamos através de nossos estudos sobre as características de chaveamento de solitons em acopladores não lineares de fibra ótica, que os solitons de primeira ordem possuem uma excelente eficiência de comutação (em torno de 96%) para uma longa faixa de energia de entrada. Através de nossos estudos sobre este assunto, observamos, também, que os efeitos de alta ordem do índice de refração da fibra ótica podem, adicionalmente, levar a mudanças no desempenho do dispositivo.

Um acoplador ótico 2x2 consiste, na sua versão mais simples, de dois núcleos de fibras óticas paralelos, embutidos em um substrato (material da casca) separadas por uma distância comparável ao diâmetro dos núcleos das fibras óticas (figura 1.1). Quando os núcleos das duas fibras óticas são aproximados de modo a formar o acoplador, torna-se difícil se obter expressões analíticas simples para os modos de propagação do sistema composto. Esta dificuldade provém da quebra de simetria introduzida pela presença do segundo guia de onda. A análise concisa do fenômeno de acoplamento entre os dois núcleos de fibras óticas próximos requer, também, a discussão de algumas das propriedades de guiamento ótico.

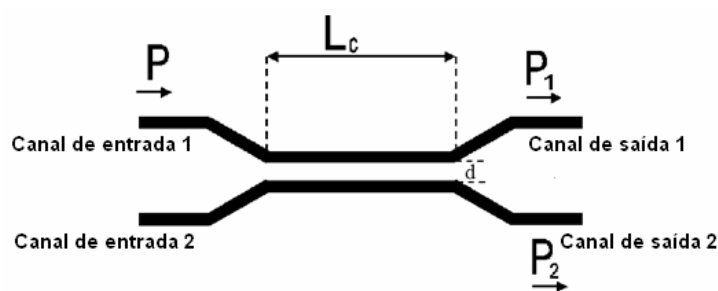


Figura 11: Esquema do acoplador direcional não-linear de comprimento LC.

Os primeiros estudos de acopladores foram elaborados sob incidência de pulsos longos. Nestes estudos, observou-se um sério problema de quebra do pulso após o chaveamento. Por muito tempo, essas quebras limitaram a eficiência destes dispositivos ópticos. Observou-se, que o pulso do tipo soliton, além de mostrar uma alta eficiência de chaveamento, evita a quebra do mesmo.

Para o estudo analítico dos acopladores construídos com fibras ópticas com perfil de dispersão (DPF), usamos um método variacional baseado na formulação da densidade Lagrangeana. As soluções analíticas foram obtidas diretamente da equação não linear de Schrödinger acoplada. Em nossas simulações estudamos seis diferentes perfis de dispersão (decrecente, ou crescente, dependendo do sentido de propagação do pulso óptico): linear; Gaussiano; hiperbólico; logarítmico; constante e exponencial.

As características de transmissão, a energia crítica, e o fator de compressão do soliton óptico de primeira ordem foram obtidos analiticamente, os quais concordaram com os resultados numéricos obtidos.

O interesse deste estudo de acopladores de fibras com perfis de dispersão, (DPF) operando em regime não linear, é compensar o efeito nocivo da atenuação do sinal soliton se propagando através de longas distâncias de propagação.

Estudamos os acopladores duplos DPF com perda, onde a presença da perda resultou no aumento da energia crítica, no alargamento do pulso chaveado e na deterioração das características de transmissão do acoplador. Para compensar esses efeitos nocivos da perda óptica, aplicamos diversos tipos de perfis de dispersão nas fibras ópticas, que constituem o acoplador óptico, o que proporcionou a restauração quase que por completo, das características ideais do acoplador ideal (sem perda óptica).

Entre todos os perfis estudados, concluímos que de forma geral, que o perfil do tipo hiperbólico apresentou a melhor reconstituição destas características.

O estudo das características de transmissão de soliton em acoplador DPF com perda, possibilita realizar um processamento de sinais ultracurtos mais eficiente, especialmente no chaveamento de pulsos ópticos.

O método “split-step” se mostrou um método numérico bastante eficiente na solução de problemas que envolvam dispositivos totalmente ópticos. Uma solução analítica

aproximada pode ser obtida através do método baseado nas equações de Lagrange para um número finito de graus de liberdade. Essa técnica foi usada em diversos problemas de solitons ópticos se propagando em diversos dispositivos. Outro método numérico bastante usado nas resoluções numéricas dos acopladores direcionais é o de Range-Kutta. Através deste método foi possível se calcular as características de transmissão para o acoplador.

1 PROPAGAÇÃO DE PULSOS ÓPTICOS NAS FIBRAS ÓPTICAS

1.1 Equação Básica de Propagação de Pulsos em Fibras Ópticas

O estudo da maioria dos efeitos não lineares envolve o uso de pulsos curtos, os quais variam entre 10ns (1ns = 10^{-9} s) a 10fs (1fs = 10^{-15} s), ou seja, com frequência entre 100MHz a 100THz.

Quando estes pulsos curtos se propagam dentro da fibra óptica, tanto os efeitos lineares, quanto os efeitos não lineares alteram o espectro dos pulsos, bem como a forma da onda.

Partindo-se das equações de Maxwell, após várias manipulações matemáticas, e levando-se em consideração as propriedades dielétricas das fibras ópticas, se chega à equação de onda, a qual determina a propagação da luz através de fibras ópticas [1].

A equação 1.1 mostra a equação de onda, a qual governa a propagação de pulsos ópticos, que trafegam dentro de fibras ópticas dispersivas não lineares.

$$\nabla^2 E - \left(\frac{1}{c^2} \right) \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right) = -\mu_0 \left(\frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} \right) - \mu_0 \left(\frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \right) \quad (1.1)$$

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t) \quad (1.2)$$

P_L = Parte linear da polarização induzida

P_{NL} = Parte não linear da polarização induzida

$E(r, t)$ = Campo elétrico

1.2 Propagação não linear do pulso óptico

É necessário se fazer várias suposições, a fim de se resolver a equação (1.1).

- Primeira: Considera-se P_{NL} como uma pequena perturbação em relação a P_L .
- Segunda: Assume-se, que o campo óptico mantém sua polarização ao longo da fibra óptica, de tal forma que um método escalar é válido.

- Terceira: Assume-se, que o campo óptico é quase monocromático, ou seja, seu espectro é centrado em ω_0 , possuindo uma largura espectral $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$.

Assumindo-se $\omega_0 \sim 10^{15}$ Hz, esta terceira suposição é válida para pulsos cuja largura espectral ($\Delta\omega$) é menor que 10^{13}s^{-1} .

Ocorrem consideráveis simplificações na fórmula que calcula P_{NL} , assumindo-se, que a resposta não linear é instantânea, quando se despreza a contribuição das vibrações moleculares em relação a $\chi^{(3)}$ (Suscetibilidade de terceira ordem), ou seja se despreza o efeito Raman, de tal forma que a dependência de $\chi^{(3)}$ em relação ao tempo é dada através do produto de três funções delta da forma $\delta(t - t_1)$.

Em geral, tanto os elétrons quanto o núcleo respondem ao campo óptico de forma não linear. A influência da resposta do núcleo é muito menor do que a influência da resposta eletrônica. Para fibras de sílica a resposta vibracional (resposta Raman) ocorre sobre uma escala de tempo entre 60 a 70 fs. Então as simplificações na fórmula do cálculo de P_{NL} ocorrem para largura de pulsos maiores do que 1ps.

A componente linear da polarização (P_L) é dada por:

$$P_L(r, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(r, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (1.3)$$

sendo ϵ_0 a permissividade elétrica do vácuo, $\tilde{E}(r, \omega)$ a transformada de Fourier de

$E(r, t)$, e $\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega)$ é a suscetibilidade de primeira ordem.

Conclui-se através das fórmulas de cálculo de P_{NL} , que existe um termo oscilando em torno de ω_0 , e outro oscilando em torno da terceira harmônica da frequência ($3\omega_0$).

Chega-se a conclusão que:

$$P_{NL}(r, t) = \epsilon_0 \epsilon_{NL} E(r, t) \quad (1.4)$$

ϵ_{NL} = Contribuição não linear devido à constante dielétrica definida através da seguinte expressão:

$$\epsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi^{(3)}_{xxxx} |E(r, t)|^2 \quad (1.5)$$

A equação da onda para suaves variações de amplitude de $E(r,t)$ se obtém de forma mais conveniente no domínio de Fourier, o que geralmente não é possível, pois a equação básica de propagação mostrada anteriormente é não linear devido à dependência de intensidade de ϵ_{NL} .

ϵ_{NL} pode ser considerada como constante durante a derivação da equação de propagação, para $E(r,t)$. Este método é justificado devido à pequena variação do envelope que se aproxima, e à natureza de perturbação de P_{NL} .

Levando-se em consideração que $K_0 = \omega/c$ e desenvolvendo-se as expressões acima mostradas se chega a:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}_{xx}(\omega) + \epsilon_{NL}, \quad (1.6)$$

onde $\epsilon(\omega)$ é a constante dielétrica, cuja parte não linear é ϵ_{NL} , a qual é definida através da equação (1.3), e $\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ é a transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$.

A constante dielétrica pode ser utilizada para se definir o índice de refração \tilde{n} , e o coeficiente de absorção $\tilde{\alpha}$. Entretanto, tanto \tilde{n} , como $\tilde{\alpha}$ possuem intensidade dependente, devido à ϵ_{NL} . Costuma-se definir \tilde{n} , e $\tilde{\alpha}$ conforme as expressões abaixo:

$$\tilde{n} = n + n_2|E|^2; \quad \tilde{\alpha} \cong \alpha + \alpha_2|E|^2 \quad (1.7)$$

sendo n o índice de refração linear, n_2 o índice de refração não linear, α a constante de absorção, e α_2 o coeficiente de absorção “two-photon”. Temos ainda:

$$\epsilon = \left(\tilde{n} + \frac{i\tilde{\alpha}}{K_0} \right)^2 \quad (1.8)$$

$$n_2 = \left(\frac{3}{8n} \right) \text{Re} \chi^{(3)}_{xxxx} \quad (1.9)$$

$$\alpha_2 = \frac{(3\omega_0)}{4nc} \text{Im} \chi^{(3)}_{xxxx} \quad (1.10)$$

É importante se afirmar, que o índice de refração linear n , e o coeficiente de absorção α são considerados como sendo a parte real e imaginária, respectivamente, de $\chi^{(1)}_{xx}$. Tendo em vista que α_2 é relativamente pequeno em fibras de sílica, temos que $\tilde{\alpha} = \alpha$. O parâmetro n_2 não deve ser confundido com o índice de refração da casca, apesar de ser usada a mesma representação, pois, neste caso n_2 representa a medida de não linearidade da fibra ótica.

A constante dielétrica $\varepsilon(\omega)$ pode ser calculada de forma aproximada através da seguinte expressão:

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n \quad (1.11)$$

onde Δn é uma pequena perturbação dada por:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha}{2K_0} \quad (1.12)$$

A amplitude do campo elétrico pode ser calculada conforme abaixo:

$$\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z) \quad (1.13)$$

onde:

$\tilde{A}(z, \omega)$ = Variação suave do campo normalizado em função de z

β_0 = Número da onda = w/c

Usando-se o método de separação de variáveis, obtemos:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)K_0^2 - \tilde{\beta}_2]F = 0 \quad (\text{Equação de auto-valor}) \quad (1.14)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\beta - \beta_0)^2 \tilde{A} = 0 \quad (1.15)$$

Note, que na equação (1.15) foi desprezada a segunda derivada ($\partial^2 \tilde{A} / \partial z^2$), pois assumimos, que $\tilde{A}(z, \omega)$ possui variação suave em função de z . O número da onda ($\tilde{\beta}_2$) é determinado, resolvendo-se a equação de auto-valor acima referida para os modos da fibra óptica.

Para uma fibra monomodo $F(x, y)$, (e o correspondente número da onda $\beta(\omega)$), corresponde à distribuição modal do modo fundamental HE_{11} . O valor de Δn não afeta a distribuição modal $F(x, y)$ para perturbações de primeira ordem, e o auto-valor de $\tilde{\beta}$ é dado por:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta, \quad (1.16)$$

onde $\Delta\beta$ é calculado em função de $F(x, y)$, Δn e K_0 .

A transformada de Fourier $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ da variação suave da amplitude de $A(z, t)$ satisfaz à equação (1.13), a qual pode ser escrita da seguinte forma::

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A} \quad (1.17)$$

A transformada inversa de Fourier em relação à equação (1.17), proporciona a equação de propagação para $A(z,t)$. Para este propósito se expande $\beta(\omega)$ em uma série de Taylor, sobre a frequência central (ω_0), conforme mostramos a seguir.

$$\beta(\omega) = n(\omega) \cdot \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \cdot \beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \cdot \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \cdot \beta_3 + \dots \quad (1.18)$$

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{(\omega=\omega_0)} ; n = 0,1,2,3,\dots \quad (1.19)$$

Os coeficientes β_0 , β_1 , e β_2 são, respectivamente, o número de onda, ou seja, a constante de fase no espaço livre, calculado em $\omega = \omega_0$, ($\beta_0 = \omega_0 / c = \frac{2\pi}{\lambda_0}$), o inverso da velocidade de grupo ($\beta_1 = \frac{1}{v_g}$), e a dispersão de velocidade de grupo (GVD).

O envelope do pulso ótico se move a uma velocidade $v_g = \frac{1}{\beta_1}$. O parâmetro β_2 é responsável pelo alargamento do pulso. Os β_n de terceira ordem, ou de ordem superior na expansão da série de Taylor, geralmente, são negligenciados, quando a largura espectral $\Delta\omega$ é muito menor do que ω_0 . Este fato é compatível com a suposição de que a propagação ocorre de maneira praticamente monocromática, o que limita sua validade para largura de pulso aproximadamente maior do que 0,1ps. Se β_2 for aproximadamente igual a zero para alguns valores específicos de ω_0 (nas proximidades do comprimento de onda de dispersão zero na fibra ótica), pode ser necessária a inclusão do termo de terceira ordem.

Considerando, que $A(z,t)$ possui variação suave de amplitude, e que $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ é a sua transformada de Fourier, temos que:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right) + \left(\frac{i}{2} \right) \beta_2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) + \left(\frac{\alpha}{2} \right) A = i\gamma |A|^2, \quad (1.20)$$

O parâmetro γ governa o efeito não linear chamado de auto modulação de fase, sendo assim definido:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (1.21)$$

onde n_2 é o coeficiente não linear do índice de refração, c é a velocidade da luz no vácuo e A_{eff} é conhecido como a área efetiva do núcleo da fibra sendo definido como:

$$A_{eff} = \frac{(\iint |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (1.22)$$

onde a função $F(x, y)$ é a distribuição modal para o modo fundamental da fibra.

Na equação (1.20), supõe-se, que a amplitude do pulso A é normalizada, de forma que $|A|^2$ representa a potência óptica. Então, $\gamma|A|^2$ é medido em m^{-1} , se n_2 for expresso em m^2/W .

Observe, que A_{eff} depende dos parâmetros da fibra óptica, como, por exemplo, do raio do núcleo, e da diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca.

Quando se aproxima o modo fundamental por uma Gaussiana, pode-se escrever, que $A_{eff} = \pi W^2$, onde W é o parâmetro de largura do modo, o qual depende do parâmetro $v = K_0 a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$ (frequência normalizada), onde $K_0 = 2\pi/\lambda$, a é o raio do núcleo, λ é o comprimento de onda da radiação, e n_1 e n_2 são os índices de refração do núcleo e da casca da fibra óptica, respectivamente [1,9].

Os valores típicos de A_{eff} estão compreendidos entre 10 a $20\mu m^2$ na região visível, porém na região de $1,5\mu m$ estão compreendidos entre 50 a $80\mu m^2$.

O parâmetro de não linearidade (γ) pode variar entre 2 a $30W^{-1}.Km^{-1}$, dependendo do comprimento de onda, quando se utiliza n_2 aproximadamente igual $3.10^{-20} m^2/W$.

A equação (1.20) descreve a propagação de um pulso óptico em uma fibra monomodo. Esta equação é também denominada de equação não linear de Schrödinger, sobre determinadas condições. Nesta equação estão inclusos os efeitos das perdas na fibra óptica através de α , da dispersão cromática através de β_1 e β_2 , bem como da não linearidade da fibra óptica através de γ .

Observe, que o envelope do pulso se move na velocidade de grupo $V_g = 1/\beta_1$, enquanto que a dispersão da velocidade de grupo (GVD) depende de β_2 . O parâmetro de GVD (β_2) pode ser positivo, se o comprimento de onda da radiação λ , for menor do que o comprimento de onda de dispersão zero da fibra óptica (λ_D), ou negativo, se $\lambda >$

λ_D . Em regime de dispersão anômala, ou seja, quando $\lambda > \lambda_D$, β_2 é negativo, e a fibra óptica pode suportar “solitons” ópticos (Apêndice A).

Tipicamente, β_2 é aproximadamente igual a $60\text{ps}^2/\text{km}$ na região visível, porém possui valor de $-20\text{ps}^2/\text{km}$ na região de $1,55\mu\text{m}$, sendo que a modificação de negativo para positivo se dá em torno de $1,3\mu\text{m}$.

1.3 Efeitos Não Lineares de Ordem Mais Alta

Apesar de que a equação (1.20) pode ser utilizada para o detalhamento de um grande número de efeitos não lineares, são necessárias algumas alterações na mesma, a fim de que se possa detalhar mais condições experimentais. Por exemplo, a equação (1.20) não inclui os efeitos de espalhamento estimulado inelástico, como, por exemplo, SRS, e SBS.

Se a potência de pico do pulso incidente estiver acima de um nível limite, tanto o SRS (Espalhamento Estimulado de Raman), quanto o SBS (Espalhamento Estimulado de Brillouin) pode transferir energia do pulso de bombeamento para o pulso “Stokes”, o qual se propaga no mesmo sentido, ou em sentido oposto ao pulso de bombeamento. Os dois pulsos interagem um com o outro através do ganho de Raman, ou Brillouin, e do XPM (modulação de fase cruzada). Uma situação similar ocorre, quando dois ou mais pulsos com comprimentos de onda (separados por mais de uma largura espectral individual) são incidentes na fibra óptica. A propagação simultânea de múltiplos pulsos é governada por um conjunto de equações, as quais levam em consideração as contribuições de XPM, e dos ganhos de Raman e Brillouin. Portanto, a equação (1.20) precisa ser alterada para pulsos ultra-curtos (largura $< 100\text{fs}$).

A largura espectral destes pulsos ultra-curtos ($\Delta\omega$) é comparável à frequência portadora (ω_0), de forma que muitas aproximações efetuadas na equação (1.20) são questionadas neste caso. Além disto, o espectro destes pulsos ($> 1\text{ THz}$) são muito largos, de forma que o ganho de Raman pode amplificar suas componentes com frequências mais baixas, através da transferência de energia das componentes com frequências mais altas desse mesmo pulso. Este efeito é denominado de espalhamento intrapulso de Raman. Como resultado do espalhamento intrapulso de Raman o

espectro do pulso se desloca em direção ao lado da região vermelha, quando o pulso se propaga dentro da fibra óptica. Este fenômeno é denominado de auto-deslocamento de freqüência. A origem física deste efeito está relacionada com a natureza retardatária das respostas não lineares.

Para se conseguir um estudo detalhado desses pulsos ultra-curtos se faz necessária a inclusão de três termos adicionais na equação (1.20), resultando na seguinte expressão matemática:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right) + \left(\frac{i}{2} \right) \beta_2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} \right) + \left(\frac{\alpha}{2} \right) A = i\gamma |A|^2 + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - a_1 \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - a_2 A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \quad (1.23)$$

É fácil se identificar a origem dos três últimos termos de ordem mais alta na equação (1.23). O termo proporcional a β_3 resulta da inclusão do termo de ordem cúbica da expansão da constante de propagação. Este termo inclui os efeitos da dispersão de terceira ordem, que se tornam importantes, quando se trata de pulso ultra-curto, devido à larga banda passante, mesmo quando o seu comprimento de onda está relativamente afastado do comprimento de onda de dispersão zero. O termo proporcional a a_1 resulta da inclusão da primeira derivada da variação lenta da polarização não linear (P_{NL}). Este efeito é responsável pela auto-inclinação e pelo afinamento do pulso, efeitos estes, que têm atraído muita atenção. O parâmetro a_1 é aproximadamente:

$$a_1 = \frac{\gamma}{\omega_0} \quad (1.24)$$

O último termo, proporcional a a_2 , na equação (1.23) possui sua origem na resposta atrasada de Raman, o qual é responsável pelo auto-deslocamento de freqüência. [38, 39] Geralmente, a_2 é complexo, com sua parte real tão pequena, que pode ser desprezada, podendo ser determinado da seguinte forma:

$$a_2 = i\gamma T_R \quad (1.25)$$

T_R (≈ 5 fs) está relacionado com o ganho de Raman, sendo que varia linearmente com a freqüência nas proximidades da freqüência portadora ω_0 .

Antes de se resolver a equação (1.23) vamos definir o tempo normalizado, o qual proporciona o tempo dentro, do pulso em movimento, e que se move com a velocidade de grupo V_g :

$$T = t - \frac{z}{V_g} = t - \beta_1 z \quad (1.26)$$

Utilizando-se T e as equações (1.23) e (1.24) obtemos:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \left(\frac{i}{2}\right) \beta_2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}\right) - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad (1.27)$$

A equação (1.27) é apropriada para o estudo da propagação de pulsos mais curtos que 50fs. Para pulsos com largura $T_0 > 1\text{ps}$ (T_0 é meia largura do pulso no ponto de intensidade $1/e$), tais que $\omega_0 T_0 \gg 1$, e $\frac{T_R}{T_0} \ll 1$, podemos usar a equação aproximada:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A - \left(\frac{1}{2}\right) \beta_2 \left(\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}\right) + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.28)$$

No caso especial em que $\alpha = 0$, a equação (1.28) é denominada de equação não linear de Schrödinger. A equação (1.27) é denominada de equação não linear generalizada de Schrödinger.

1.4 Equações dos Modos Acoplados

A propagação de ondas através de meio linear periódico tem sido extensivamente estudado usando-se a teoria dos modos acoplados [4-6]. Esta teoria tem sido aplicada em Lasers semi-condutores de “feedback” distribuído [7], entre outras aplicações.

Para se determinar as equações dos modos acoplados parte-se das equações de Maxwell, considerando-se o índice de refração constituído por uma parte linear e uma parte não linear. Entretanto, se os efeitos não lineares são relativamente fracos, podemos trabalhar no domínio da frequência, e resolver a equação de Helmholtz abaixo apresentada, considerando-se uma componente de frequência específica ω .

$$\nabla^2 \tilde{E} + \tilde{n}^2(x, y) K_o^2 \tilde{E} = 0 \quad (1.29)$$

$K_o = \left(\frac{\omega}{c}\right) = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o}\right)$, sendo λ_o o comprimento de onda da radiação no vácuo, e

$\tilde{E}(r, \omega)$ a transformada de Fourier do campo elétrico $E(r, t)$ em função do tempo. O

índice de refração em qualquer ponto do plano (x,y) é dado por $\tilde{n}^2(x,y) = n_0$, exceto na região ocupada pelos núcleos, onde o mesmo é $C.n_0$, sendo C uma constante.

A teoria dos modos acoplados está baseada na admissão de uma solução aproximada da equação (1.29), escrita da seguinte forma:

$$\tilde{E}(r, \omega) \approx \hat{e} [\tilde{A}_1(z, \omega) F_1(x, y) + \tilde{A}_2(z, \omega) F_2(x, y)] e^{i\beta z}, \quad (1.30)$$

onde β é a constante de propagação. A direção de polarização \hat{e} do campo é considerada sem alterações durante a propagação do pulso óptico. A distribuição espacial $F_m(x, y)$ com $m=1,2$ corresponde ao modo fundamental suportado no núcleo m , sem se levar em consideração a presença do outro núcleo. A partir das equações 1.29, e 1.30 obtemos:

$$\frac{\partial^2 F_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F_m}{\partial y^2} + [n_m^2(x, y) K_0^2 - \bar{\beta}_m^2] F_m = 0, \quad (1.31)$$

onde $\bar{\beta}_m$ é a constante de propagação do modo e $n_m(x, y) = n_0$ em qualquer ponto do plano x,y exceto na região ocupada pelo núcleo m , onde o índice de refração é Cn_0 , onde C é uma constante.

A equação (1.31) pode ser resolvida em termos das funções de Bessel, e as soluções obtidas também podem ser aplicadas, para desenvolver esse estudo.

As amplitudes A_1 e A_2 variam ao longo do comprimento do acoplador devido à sobreposição entre os dois modos. Para se conhecer a evolução destas amplitudes com z (comprimento de propagação) substitui-se a equação (1.29) na equação (1.30), multiplica-se a equação resultante por F_1^* ou F_2^* , usa-se a equação (1.31), e se integra sobre todo o plano (x,y) . Estes procedimentos nos levam às seguintes equações, denominadas equações dos modos acoplados no domínio da frequência.

$$\frac{d\tilde{A}_1}{dz} = (i\tilde{\beta}_1 + \Delta\beta_1^{NL} - \beta)\tilde{A}_1 + i\kappa_{12}\tilde{A}_2 \quad (1.32)$$

$$\frac{d\tilde{A}_2}{dz} = (i\tilde{\beta}_2 + \Delta\beta_2^{NL} - \beta)\tilde{A}_2 + i\kappa_{21}\tilde{A}_1 \quad (1.33)$$

O coeficiente de acoplamento κ_{mp} e a contribuição não linear $\Delta\beta_m^{NL}$ estão abaixo definidas para $m,p = 1$ ou 2 .

$$\kappa_{mp} = \frac{K_o^2}{2\beta} \int \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{n}^2 - n_p^2) F_m^* F_p dx dy \quad (1.34)$$

$$\Delta\beta_m^{NL} = \frac{K_o^2}{2\beta} \int \int_{-\infty}^{\infty} (\tilde{n}^2 - n_L^2) F_m^* F_p dx dy \quad (1.35)$$

n_L é a parte linear de \tilde{n} . Assumiremos, que as distribuições modais são normalizadas de tal forma que $\int \int_{-\infty}^{\infty} |F_m(x, y)|^2 dx dy = 1$.

As equações dos modos acoplados no domínio da freqüência podem ser convertidas para o domínio do tempo. Geralmente, β_m e κ_{mp} dependem da freqüência. A dependência de κ_{mp} em função da freqüência foi desprezada, porém seu impacto na performance do acoplador será considerada mais a frente. Já vimos anteriormente, que $\beta_m(\omega)$ pode ser expandida em uma série de Taylor em torno da freqüência central ω_0 , e para cada núcleo temos:

$$\bar{\beta}_m(\omega) = \beta_{0m} + (\omega - \omega_0)\beta_{1m} + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_{2m} + \dots \quad (1.36)$$

Considerado-se os termos até a segunda ordem, e substituindo-se $\omega - \omega_0$ pela derivada em relação ao tempo durante a transformada inversa de Fourier, as equações dos modos acoplados podem ser obtidas a partir das equações 1.30 e 1.31:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa_{12} A_2 + i\delta_a A_1 + \gamma_1 |A_1|^2 A_1 + C_{12} |A_2|^2 A_1 \quad (1.37)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa_{21} A_1 - i\delta_a A_2 + \gamma_2 |A_2|^2 A_2 + C_{21} |A_1|^2 A_2 \quad (1.38)$$

$Vg_m \equiv 1/\beta_{1m}$ é a velocidade de grupo, e β_{2m} é a dispersão de velocidade grupo (GVD) no núcleo m. Observe, que nas equações (1.37), e (1.38);

$$\delta_a = \frac{1}{2}(\beta_{01} - \beta_{02}) \quad (1.39)$$

O parâmetro δ_a é a medida da assimetria entre os dois núcleos. Os parâmetros não lineares γ_m e C_{mp} (m,p = 1 ou 2) estão abaixo definidos:

$$\gamma_m = n_2 K_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_m|^4 dx dy \quad (1.40)$$

$$C_{mp} = 2n_2 K_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_m|^2 |F_p|^2 dx dy \quad (1.41)$$

O parâmetro γ_m é o responsável pela auto-modulação de fase (SPM), enquanto o efeito de modulação de fase cruzada (XPM) é governada através de C_{mp} .

As equações (1.37) e (1.38) são válidas sob condições gerais e inclui os mecanismos de acoplamento, e efeitos lineares, e não lineares, entre os campos ópticos se propagando dentro dos dois núcleos do acoplador óptico assimétrico. Considerando-se acoplador óptico do tipo simétrico estas equações ficam bastante simplificadas. Fazendo-se $\delta_a = 0$, $\kappa_{12} = \kappa_{21} \equiv \kappa$, e $C_{12} = C_{21} \equiv \gamma\sigma$, onde σ é o parâmetro de XPM, as equações dos modos acoplados podem ser escritas da seguinte forma:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{Vg} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1 \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{Vg} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \sigma|A_1|^2)A_2 \quad (1.43)$$

Note, que nas equações acima os valores de Vg , β_2 , e γ são idênticos para ambos os núcleos. O parâmetro de não linearidade γ pode ser escrito como $\gamma = n_2 K_0 / A_{\text{eff}}$, onde A_{eff} é a área efetiva do núcleo. O parâmetro de XPM σ é muito pequeno, e na prática ele pode ser desprezado, uma vez que a integral da equação (1.41) envolve sobreposição entre as intensidades dos modos, possuindo valor muito pequeno, mesmo tratando-se de núcleos muito próximos um do outro. Por outro lado, κ (que também envolve sobreposição das intensidades dos modos) não pode ser desprezado. O acoplamento entre A_1 e A_2 é essencialmente linear neste caso.

1.4.1 Equações Não Lineares de Schrödinger

A propagação de pulsos dentro de um acoplador de campo evanescente pode ser determinada através das equações não lineares de Schrödinger acopladas, as quais podem ser escritas como [15, 20],

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{01} A_1 + i \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + (\gamma |A_1|^2 + C_{12} |A_2|^2) A_1 + \kappa_{01} A_2 + i \kappa_{11} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\kappa_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} = 0 \quad (1.44)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{02} A_2 + i \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + (\gamma |A_2|^2 + C_{21} |A_1|^2) A_2 + \kappa_{02} A_1 + i \kappa_{12} \frac{\partial A_1}{\partial t} - \frac{\kappa_{22}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} = 0 \quad (1.45)$$

onde β_{0n} , β_{1n} , β_{2n} e κ_{0n} , κ_{1n} , κ_{2n} , são os coeficientes das respectivas expansões de Taylor em torno da frequência central ω_0 , e ainda:

$$\kappa_n(\omega) = \kappa_{0n} + (\omega - \omega_0) \kappa_{1n} + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \kappa_{2n} + \dots, \quad (1.46)$$

Os coeficientes β_{jn} , e κ_{jn} , $n = 1$, ou 2 são, respectivamente definidos como:

$$\beta_{jn} = \left(\frac{d^j \beta_n}{d\omega^j} \right)_{(\omega=\omega_0)} ; \kappa_{jn} = \left(\frac{d^j \kappa_n}{d\omega^j} \right)_{(\omega=\omega_0)} \quad (1.47)$$

Observe, que os coeficientes β_{0n} , β_{1n} e β_{2n} são, respectivamente, o número de onda calculado em $\omega = \omega_0$, o inverso da velocidade de grupo, e a dispersão de velocidade de grupo (GVD), enquanto κ_{0n} , κ_{1n} , são, respectivamente, o coeficiente de acoplamento linear, e a dispersão intermodal. O coeficiente κ_{2n} , ainda não possui uma denominação científica. O índice n refere-se ao pulso A_n que se propaga dentro do núcleo n . Os coeficientes γ_1 , γ_2 , C_{12} e C_{21} são termos não lineares que, para acopladores simétricos de fibras ópticas monomodo de SiO_2 , adquirem os seguintes valores, [1]

$$C_{11} = C_{22} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} = \gamma; C_{12} = C_{21} = C_{\text{XPM}} \quad (1.48)$$

A_{eff} é área efetiva de propagação, $(A_{\text{eff}} = \frac{\iint |F(x, y)|^2 dx dy}{\iint |F(x, y)|^4 dx dy})^{\frac{1}{2}}$, onde $F(x, y)$ é a distribuição para o modo fundamental HE_{11}). Os coeficientes γ , e C_{XPM} estão

relacionados, respectivamente, com os efeitos de auto-modulação de fase (SPM) e modulação de fase cruzada (XPM). Adotando-se a transformação,

$$A_n = U_n \exp i \frac{\beta_{01} + \beta_{02}}{2} z; \quad n = 1, \text{ ou } 2. \quad (1.49)$$

$$T = t - \frac{\beta_{11} + \beta_{12}}{2} z \quad (1.50)$$

as equações de modo acoplado podem ser escritas da seguinte maneira:

$$i \frac{\partial U_1}{\partial z} + \frac{\delta\beta_0}{2} U_1 + i \frac{\delta\beta_1}{2} \frac{\beta_1 \partial U_1}{\partial T} - \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial T^2} + \left(\gamma |U_1|^2 + C_{XPM} |U_2|^2 \right) U_1 + \kappa_{01} U_2 + i \kappa_{11} \frac{\partial U_2}{\partial T} - \frac{\kappa_{21}}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial T^2} = 0 \quad (1.51)$$

$$i \frac{\partial U_2}{\partial z} + \frac{\delta\beta_0}{2} U_2 + i \frac{\delta\beta_1}{2} \frac{\beta_1 \partial U_2}{\partial T} - \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 U_2}{\partial T^2} + \left(\gamma |U_2|^2 + C_{XPM} |U_1|^2 \right) U_2 + \kappa_{02} U_1 + i \kappa_{12} \frac{\partial U_1}{\partial T} - \frac{\kappa_{22}}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial T^2} = 0 \quad (1.52)$$

onde $\delta\beta_0 = \beta_{01} - \beta_{02}$, e $\delta\beta_1 = \beta_{11} - \beta_{12}$. Observe, que $\delta\beta_0$ representa a diferença de velocidade de fase ($V_f = \frac{w}{K}$), enquanto $\delta\beta_1$ representa a diferença de velocidade de grupo ($V_g = \frac{dw}{dK}$ = Velocidade da envoltória), entre os dois pulsos propagantes.

Quando os dois pulsos coincidem em comprimento de onda, estes dois termos se anulam desde que as duas fibras ópticas possuam as mesmas características geométricas e materiais (acoplador óptico simétrico). Aplicando-se a seguinte transformação às Eqs. (1.51) e (1.52);

$$\tau = \frac{T}{T_0}, \quad \xi = \frac{z}{Z_0}, \quad \text{e} \quad u_i = \frac{U_i}{U_0}, \quad (1.53)$$

obtém-se a forma normalizada das equações de modo acoplado. Os parâmetros T_0 , Z_0 , e U_0 são, respectivamente, o tempo de referência, a distância, e a amplitude, normalizadas. Geralmente, T_0 coincide com a largura temporal do pulso de entrada, U_0 com sua amplitude inicial, e Z_0 com o comprimento de dispersão. Então, o sistema de Eqs. (1.51) e (1.52), após a aplicação da transformação (1.53) fica:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \Delta\beta_0 u_1 + i \Delta\beta_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau} + \frac{D_1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \left(NL_{SPM} |u_1|^2 + NL_{XPM} |u_2|^2 \right) + \kappa_{01} u_2 + i \kappa_{11} \frac{\partial u_2}{\partial \tau} - \frac{\kappa_{21}}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} = 0 \quad (1.54)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \Delta \beta_0 u_2 + i \Delta \beta_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} + \frac{D_2}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \left(NL_{SMP} |u_2|^2 + NL_{XMP} |u_1|^2 \right) + \kappa_{02} u_1 + i \kappa_{12} \frac{\partial u_1}{\partial \tau} - \frac{\kappa_{22}}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} = 0 \quad (1.55)$$

Considerando-se o acoplador do tipo simétrico, e os pulsos propagantes operando no mesmo comprimento de onda, então os dois pulsos não sofrerão diferença de velocidade de fase, nem de velocidade de grupo. Considerando-se, também, que devido à separação dos núcleos, a modulação de fase cruzada por ser muito pequena, pode ser desprezada, [1, 18], isto ocaciosa, que o coeficiente NL_{XMP} é igual a zero. Um último ajuste refere-se aos coeficientes κ_{21} e κ_{22} os quais são, geralmente, também muito pequenos, quando comparados com o restante dos coeficientes [19]. Assim, aplicando-se todas essas considerações, o sistema de equações acopladas (1.54) e (1.55) reduz-se a:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{D}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + NL_{SMP} |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 + i K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = 0 \quad (1.56)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{D}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + NL_{SMP} |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 + i K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} = 0 \quad (1.57)$$

onde,

$$D = -\frac{\beta_2 Z_0}{T_0^2}, \quad NL_{SMP} = U_0^2 Z_0 \gamma, \quad K_0 = \kappa_0 Z_0, \quad \text{e} \quad K_1 = \kappa_1 \frac{Z_0}{T_0} \quad (1.58)$$

Por outro lado, se Z_0 e U_0 forem escolhidos tal que

$$Z_0 = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad \text{e} \quad U_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}, \quad (1.59)$$

e ainda considerando-se, que a dispersão é do tipo anômala ($\beta_2 < 0$), o conjunto de equações (1.58) se reduz a:

$$D = 1, \quad NL_{SMP} = 1, \quad K_0 = \frac{\kappa_0 T_0^2}{|\beta_2|}, \quad \text{e} \quad K_1 = \frac{\kappa_1 T_0}{|\beta_2|} \quad (1.60)$$

Desta forma, podemos escrever as equações (1.54) e (1.55) da seguinte forma normalizada:

$$i \left(\frac{\partial u_1}{\partial \xi} + K_1 \frac{\partial u_2}{\partial \tau} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K_0 u_2 = 0 \quad (1.61)$$

$$i\left(\frac{\partial u_2}{\partial \xi} + K_1 \frac{\partial u_1}{\partial \tau}\right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K_0 u_1 = 0 \quad (1.62)$$

As equações (1.61) e (1.62) por serem mais fáceis de se visualizar, são muito encontradas na literatura científica sobre o estudo de propagação de pulsos ultrarápidos em acopladores ópticos, [22].

2 PROPAGAÇÃO E CHAVEAMENTO DE SINAIS ÓPTICOS “CW” E “QUASI-CW” EM ACOPLADORES ÓPTICOS

2.1 Conceitos Básicos sobre Acopladores Ópticos

2.1.1 Visão Geral

Os acopladores de fibras ópticas, também denominados de acopladores direcionais de fibras ópticas, se constituem em um essencial componente da tecnologia de comunicações ópticas. Estes dispositivos são utilizados de forma rotineira em uma grande quantidade de dispositivos ópticos, que necessitam da divisão de um campo óptico em dois campos ópticos coerentes, fisicamente separados, e vice-versa. Apesar de que a maioria das aplicações de fibras ópticas utiliza apenas as suas características lineares, os efeitos não lineares estão sendo estudados desde 1982, com o intuito de se obter sistemas de comunicação com comutação totalmente óptica, entre outras aplicações.

Inicialmente, descreveremos os acopladores de fibras ópticas operando em regime linear, e não linear.

2.1.2. Características

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

Os acopladores direcionais podem ser fabricados utilizando-se guias de onda planares de LiNbO_3 e de semicondutores. Vamos estudar apenas os acopladores direcionais fabricados com fibras ópticas.

A figura 2.1 mostra de forma esquemática um acoplador óptico de fibras ópticas fundidas, no qual os núcleos de duas fibras ópticas monomodos são aproximados um do outro na região central, com uma distância de separação comparável ao diâmetro dos núcleos.

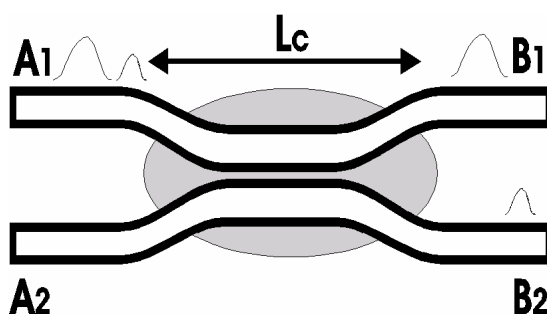


Figura 2.1 Esquemático da comutação não linear em acoplador óptico direcional

O dispositivo ilustrado na figura 2.1, possui os núcleos das duas fibras ópticas fundidas sob o substrato, os quais estão muito próximos um do outro em praticamente todo o comprimento do acoplador. Tendo em vista a proximidade dos núcleos, os modos fundamentais se propagando em cada um dos núcleos se sobrepõem parcialmente na região entre os dois núcleos. Veremos com maiores detalhes mais a frente, que a onda evanescente acoplada entre os dois núcleos pode ocasionar a transferência de potência óptica de um núcleo para o outro sob condições apropriadas. Uma importante aplicação dos efeitos não lineares em acopladores ópticos direcionais é o chaveamento óptico. Observe na figura acima, que um pulso óptico pode ser encaminhado para diferentes portas de saída, dependendo do valor seu pico de potência.

Os acopladores ópticos que possuem idênticos núcleos são denominados de acopladores simétricos. Por outro lado, quando os núcleos são diferentes os acopladores são chamados de assimétricos.

2.2 Fluxos Ópticos de Baixa Potência

Vamos, primeiramente, considerar o caso mais simples constituído por um fluxo CW (intensidade óptica constante) incidindo em uma das portas de entrada de um acoplador óptico. Neste caso os termos dependentes do tempo podem ser desprezados nas equações 1.37, e 1.38 (Capítulo I). Tendo em vista, que os termos não lineares também são desprezíveis as equações dos modos acoplados ficam bastante simplificadas, conforme abaixo discriminadas:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa_{12}A_2 + i\delta_a A_1 \quad (2.1)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa_{21}A_1 - i\delta_a A_2, \quad (2.2)$$

Onde δ_a é a medida da assimetria entre os dois núcleos, definida no capítulo I.

Aplicando-se a diferenciação na equação 2.1 em relação a z , e eliminando-se $\frac{dA_2}{dz}$

utilizando-se a equação 2.1 obtém-se a seguinte equação para A_1 :

$$\frac{d^2 A_1}{dz^2} + \kappa_e A_1 = 0 \quad (2.3)$$

κ_e é o coeficiente de acoplamento efetivo definido da seguinte forma:

$$\kappa_e = \sqrt{\kappa^2 + \delta_a^2}, \quad \kappa = \sqrt{\kappa_{12} + \kappa_{21}} \quad (2.4)$$

A mesma equação equação do tipo oscilador harmônico pode ser obtida para A_2 .

Utilizando-se a condição limite de que uma única fonte CW é incidente em uma das portas de entrada, ou seja, $A_1(0) = A_0$ e $A_2(0) = 0$, a solução das equações 2.1 e 2.2 é dada por:

$$A_1(z) = A_0 \left[\cos(\kappa_e z) + \frac{i\delta_a}{\kappa_e} \right] \quad (2.5)$$

$$A_2(z) = A_0 \left(\frac{i\kappa_{21}}{\kappa_e} \right) \text{sen}(\kappa_e z) \quad (2.6)$$

Então, mesmo com $A_2 = 0$ em $z = 0$, surge uma transferência de potência para o segundo núcleo, quando a radiação óptica se propaga dentro do acoplador de fibras ópticas. A figura 2.2 mostra a razão $|A_2/A_0|^2$ em função de z , para alguns valores de $\frac{\delta_a}{\kappa}$.

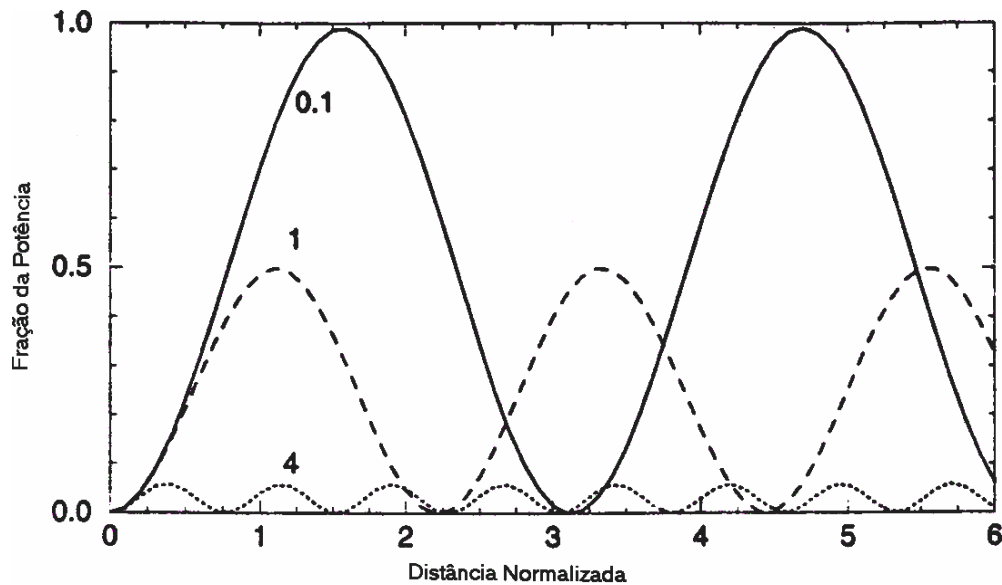


Figura 2.2 Fração da potência transferida para o segundo núcleo em função de κz para três valores de $\frac{\delta_a}{\kappa}$, quando um fluxo óptico CW é inserido em dos núcleos em $z = 0$

Em todos os casos a transferência de potência óptica para o segundo núcleo ocorre de modo periódico. A máxima transferência de potência óptica acontece em distâncias tais, que $\kappa_c z = m\pi/2$, sendo m um número ímpar inteiro. A menor distância, na qual surge uma máxima transferência de potência, é denominada de “Comprimento de acoplamento”, dado por $z = L_c = \pi/2\kappa_c$.

A potência óptica que sai nas duas portas do acoplador de fibras ópticas depende do comprimento do acoplador (L) e da potência óptica inserida nas portas de entrada. Considerando-se um acoplador simétrico, a solução geral da equação 2.3 pode ser escrita em forma de matriz conforme mostramos a seguir:

$$\begin{pmatrix} A_1(L) \\ A_2(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa L) & i\text{sen}(\kappa L) \\ i\text{sen}(\kappa L) & \cos(\kappa L) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1(0) \\ A_2(0) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

O determinante da matriz 2x2 do lado direito da equação 2.7 não leva em consideração as perdas ópticas. Geralmente, apenas um fluxo óptico é inserido em uma das portas de entrada. As potências ópticas de saída $P_1 = |A_1|^2$ e $P_2 = |A_2|^2$ são obtidas através da equação 2.7, considerando-se $A_2(0) = 0$.

$$P_1(L) = P_0 \cos^2(\kappa L), \quad P_2(L) = P_0 \sin^2(\kappa L) \quad (2.8)$$

na qual $P_0 \equiv A_0^2$ é a potência óptica incidente na primeira porta de entrada. Desta forma o acoplador atua como um divisor de potência óptica, sendo que a razão de divisão depende do parâmetro κL (acoplador simétrico).

Se o comprimento do acoplador direcional é escolhido de tal forma que $\kappa L = \pi/4$, ou $L = L_c/2$ a potência óptica de entrada será igualmente dividida nas duas portas de saída. Estes acopladores são definidos como acopladores 50:50, ou 3dBs. Acopladores de fibras ópticas com $L = L_c$ transferem toda a potência de entrada na porta 1, para a segunda porta de saída (estado cruzado), enquanto que toda a potência óptica lançada na porta 1 sai na porta 1 de saída, quando $L = 2L_c$ (estado direto). É importante se observar, que um acoplador óptico direcional introduz um deslocamento de fase relativo de $\pi/2$, entre as duas portas de saída, conforme indica o fator i na diagonal secundária matriz de transferência de potência óptica (equação 2.7). Essa diferença de fase representa uma importante função no projeto de interferômetros ópticos.

O comprimento de acoplamento depende do coeficiente de acoplamento κ , o qual por sua vez depende do espaçamento d entre os dois núcleos. Para acopladores simétricos a integral da equação 1.34 pode ser resolvida analiticamente. A expressão resultante desta integração é complicada e envolve as funções de Bessel. A seguinte expressão empírica é usada na prática:

$$\kappa = \frac{\pi \nu}{2K_0 n_0 a^2} \exp\left[-\left(c_0 + c_1 \bar{d} + c_2 \bar{d}^2\right)\right], \quad (2.9)$$

onde ν é o parâmetro da fibra óptica, a é o raio do núcleo, e $\bar{d} \equiv d/a$ é o espaçamento normalizado centro a centro entre os dois núcleos. ($\bar{d} > 2$).

As constantes c_0 , c_1 e c_2 dependem de ν pois:

$$c_0 = 5,2789 - 3,663\nu + 0,3841\nu^2$$

$$c_1 = -0,7769 + 1,2252\nu - 0,0152\nu^2$$

$$c_3 = -0,0175 - 0,0064\nu - 0,0009\nu^2$$

A equação 2.9 é precisa com desvios de até 1%, para valores de ν e \bar{d} na faixa $1,5 \leq \nu \leq 2,5$ e $2 \leq \bar{d} \leq 4,5$. Como exemplo, $\kappa \approx 1\text{cm}^{-1}$ para $\bar{d} = 3$, resulta em um comprimento de acoplamento de 1cm. Entretanto, o comprimento de acoplamento cresce para 1m ou mais, quando \bar{d} excede a 5.

A natureza periódica de transferência de potência óptica depende do valor da potência do pulso óptico inserido no acoplador. Essa afirmação é melhor entendida de forma física, observando-se, que a escolha apropriada da constante de propagação β na equação 1.30 pode ocasionar, que as amplitudes dos modos \tilde{A}_1 e \tilde{A}_2 fiquem independentes de z . Levando-se em consideração as equações 1.32 e 1.33 podemos concluir, que este fato pode ocorrer, quando a razão de amplitude $f = \tilde{A}_1/\tilde{A}_2$ é inicialmente:

$$f = \frac{\beta - \bar{\beta}_1}{\kappa_{12}} = \frac{\kappa_{21}}{\beta - \bar{\beta}_2}, \quad (2.10)$$

onde a contribuição não linear foi desprezada. A equação 2.10 pode ser utilizada para se encontrar a constante de propagação β . Tendo em vista que β satisfaz a uma equação quadrática, encontra-se os dois valores de β abaixo:

$$\beta_{\pm} = \frac{1}{2}(\bar{\beta}_1 + \bar{\beta}_2) \pm \sqrt{\delta_a + \kappa^2} \quad (2.11)$$

A distribuição espacial correspondente aos dois auto-valores é dada por:

$$F_{\pm}(x, y) = (1 + f_{\pm}^2)^{-1/2} [F_1(x, y) + f_{\pm} F_2(x, y)] \quad (2.12)$$

onde f_{\pm} é obtido através da equação 2.10 usando-se $\beta = \beta_{\pm}$. Estas duas combinações lineares específicas de F_1 e F_2 constituem os auto-modos de um acoplador óptico direcional (também denominados de super-modos), e os auto-valores β_{\pm} correspondentes à suas constantes de propagação. No caso de acopladores simétricos, $f_{\pm} = \pm 1$, e os auto-modos se reduzem a combinações pares e ímpares de F_1 e F_2 . Quando as condições de lançamento são tais que um auto-modo do acoplador é excitado, não existe transferência de potência entre os dois núcleos.

A transferência periódica de potência óptica entre os dois núcleos, quando a potência óptica de entrada é inserida em apenas um dos núcleos de entrada, pode ser entendida

usando-se a distribuição modal acima detalhada, conforme explicaremos a seguir. Sob certas condições, ambos os super-modos do acoplador óptico são excitados simultaneamente. Cada super-modo se propaga com sua própria constante de propagação. Levando-se em consideração, que β_+ e β_- não são os mesmos, os dois super-modos desenvolvem uma diferença de fase relativa durante a propagação. Essa diferença de fase, $\psi(z) = (\beta_+ - \beta_-)z \equiv 2\kappa_e z$ é responsável pela transferência periódica da potência óptica entre os dois núcleos. Esta situação é semelhante àquela que ocorre em fibras ópticas birefringentes quando uma radiação óptica polarizada linearmente é lançada com um determinado ângulo em relação ao eixo principal da fibra óptica. No caso da fibra óptica birefringente, a diferença de fase relativa entre os dois auto-modos polarizados ortogonalmente ocasiona a evolução periódica do estado de polarização, sendo o comprimento de acoplamento, conseqüência do comprimento de batimento. A analogia entre acopladores ópticos direcionais e fibras ópticas birefringentes é muito útil, mesmo quando os efeitos não lineares são introduzidos.

2.3 Comutação Linear de Pulsos Ópticos

No caso de pulsos ópticos com baixo nível de energia os efeitos não lineares podem ser desprezados e as equações 1.42 e 1.43 tornam-se:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\kappa A_2 \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\kappa A_1 \quad (2.14)$$

onde $T = 1 - z/V_g$ é o tempo normalizado, e o parâmetro β_2 é o parâmetro de dispersão GVD em cada núcleo do acoplador óptico.

O comprimento de dispersão é dado por $L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$ onde T_0 é a largura do pulso óptico. Os efeitos GVD são desprezíveis se o comprimento do acoplador $L \ll L_D$. Levando-se em consideração que na prática L_D é comparável ao comprimento de acoplamento ($L_c = \pi/2\kappa$), não existe efeito GVD em acopladores ópticos direcionais nos

quais $\kappa L_D \gg 1$. Tendo em vista que L_D excede a 1km para pulsos ópticos com $T_0 > 1$ ps, geralmente o efeito GVD possui importância apenas para pulsos ópticos ultracurtos ($T_0 < 0,1$ ps). Se desprezarmos os termos de GVD nas equações 2.13 e 2.14, as equações resultantes tornam-se idênticas às equações aplicadas para fluxo CW. Então, pulsos ópticos da ordem de picosegundos devem possuir o mesmo comportamento dos fluxos ópticos CW, ou seja, sua energia é transferida para o núcleo adjacente de forma periódica, quando estes pulsos incidem em um das portas de entrada de um acoplador óptico direcional.

As considerações acima são modificadas, se a dependência do coeficiente de acoplamento κ em função da frequência não poder ser desprezada. Expandindo-se $\kappa(\omega)$ em uma série de Taylor em torno da frequência portadora (equação 1.46), e tratando-se de acopladores simétricos, temos:

$$\kappa(\omega) \approx \kappa_0 + (\omega - \omega_0)\kappa_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \kappa_2 \quad (2.15)$$

onde $\kappa_m = d^m \kappa / d\omega^m$ é avaliado em $\omega = \omega_0$. Quando o domínio da frequência das equações dos modos acoplados é convertido para o domínio do tempo, surgem dois termos adicionais, e neste caso as equações 2.13 e 2.14 ficam:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} = i\kappa_0 A_2 \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \kappa_1 \frac{\partial A_1}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \frac{i\kappa_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} = i\kappa_0 A_1 \quad (2.17)$$

Na prática o termo κ_2 é desprezível para pulsos ópticos mais curtos que 0,1ps. O efeito GVD também é desprezível se $\kappa L_D \gg 1$. Admitindo-se $\beta_2 = 0$ e $\kappa_2 = 0$, as equações 2.16 e 2.17 podem ser resolvidas analiticamente, tornando-se:

$$A_1(z, T) = \frac{1}{2} [A_0(T - \kappa_1 z) e^{i\kappa_0 z} + A_0(T + \kappa_1 z) e^{-i\kappa_0 z}] \quad (2.18)$$

$$A_2(z, T) = \frac{1}{2} [A_0(T - \kappa_1 z) e^{i\kappa_0 z} - A_0(T + \kappa_1 z) e^{-i\kappa_0 z}] \quad (2.19)$$

onde $A_0(T)$ representa o formato do pulso óptico de entrada em $z = 0$. Quando $\kappa_1 = 0$ a solução se reduz a:

$$A_1(z, T) = A_0(T) \cos(\kappa_0 z), \quad A_2(z, T) = A_0(T) \sin(\kappa_0 z) \quad (2.20)$$

A equação 2.20 mostra, que o pulso óptico é comutado mantendo o seu formato, quando se despreza a dependência do coeficiente de acoplamento em relação à frequência. Entretanto, quando κ_1 não é desprezível, a equação 2.19 mostra, que o pulso será dividido em dois pulsos menores, após alguns poucos comprimentos de acoplamento, sendo que a separação entre estes dois pulsos pode aumentar com a propagação. Este efeito é denominado de dispersão intermodal, o qual é similar em natureza, à dispersão do modo de polarização, que ocorre em fibras ópticas birefringentes. As dispersões intermodais foram observadas em uma experiência realizada em 1997, através do lançamento de pulsos ópticos ultracurtos (largura em torno de 1ps) em um dos núcleos de entrada de um acoplador óptico direcional com espaçamento entre os centros dos núcleos (d) de aproximadamente $4a$ [40]. O diagrama de auto-correlação mostrou a evidência da divisão do pulso óptico após 1,25m, e a taxa de distância de separação entre os dois pulsos foi de 1,13ps/m. O comprimento de acoplamento foi estimado em torno de 4mm. A dispersão intermodal em acopladores ópticos direcionais possui importância apenas, quando o comprimento do acoplador $L \gg L_c$, e as larguras dos pulsos ópticos forem de aproximadamente 1ps, ou mais curtos. Tendo em vista o formato dos pulsos ópticos selecionados para os estudos referentes aos próximos assuntos deste capítulo, esse efeito, nesses próximos itens, será desprezado.

2.4 Efeitos Não Lineares

Os efeitos não lineares em acopladores ópticos direcionais foram estudados a partir de 1982. Uma importante aplicação dos acopladores ópticos direcionais é a sua utilização em sistemas com comutação totalmente óptica. A figura 2.1 mostra de forma esquemática, como um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saída, dependendo do seu pico de potência. Na sessão 2.4.1 vamos focalizar o caso “quasi-CW”, considerando um acoplador óptico simétrico, a fim de simplificar a discussão.

2.4.1 Comutação “Quasi-CW”

As equações não lineares dos modos acoplados para fluxos CW se propagando dentro de um acoplador óptico direcional são obtidas através das equações 1.40 e 1.41. Desprezando-se os termos com derivadas em relação ao tempo, estas equações tornam-se:

$$\frac{dA_1}{dz} = i\kappa A_2 + i\gamma(|A_1|^2 + \sigma|A_2|^2)A_1 \quad (2.21)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = i\kappa A_1 + i\gamma(|A_2|^2 + \sigma|A_1|^2)A_2 \quad (2.22)$$

As equações 2.21 e 2.22 podem, também, serem aplicadas em pulsos ópticos com largura temporal suficiente, de forma que nesse caso o comprimento de dispersão L_D é muito maior que o comprimento do acoplador L (conseqüentemente os efeitos de GVD são desprezíveis). Este caso é denominado de “caso quasi-CW”.

As equações (2.21) e (2.22) são similares às equações desenvolvidas para estudo das fibras ópticas birefringentes, e podem ser resolvidas analiticamente usando-se a mesma técnica. Vamos introduzir as potências e fases através das seguintes equações:

$$A_j = P_j \exp(i\phi_j), \quad j=1,2 \quad (2.23)$$

Definindo-se a diferença de fase $\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$, obtem-se o seguinte conjunto, composto por três equações:

$$\frac{dP_1}{dz} = 2\kappa\sqrt{P_1P_2}\text{sen}\phi \quad (2.24)$$

$$\frac{dP_2}{dz} = -2\kappa\sqrt{P_1P_2}\text{sen}\phi \quad (2.25)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = \frac{P_2 - P_1}{\sqrt{P_1P_2}}\kappa\cos\phi + \frac{4\kappa}{P_c}(P_1 - P_2) \quad (2.26)$$

P_c é potência crítica definida da seguinte forma:

$$P_c = \frac{4\kappa}{\gamma(1-\sigma)} \quad (2.27)$$

A potência crítica representa um importante papel, uma vez que as equações 2.15 a 2.26 exibem, de forma qualitativa, diferentes comportamentos, dependendo se a

potência de inserção excede a potência crítica. Essas referidas equações podem ser resolvidas analiticamente em termos de funções elípticas, observando-se, que:

$$P_0 = P_1 + P_2, \quad \Gamma = \sqrt{P_1 P_2} \cos \phi - \frac{2P_1 P_2}{P_c} \quad (2.28)$$

P_0 é a potência total em ambos os núcleos. No caso específico onde toda a potência óptica incidente é lançada inicialmente em um dos núcleos do acoplador óptico direcional, a potência que permanece nesse núcleo após uma determinada distância de propagação z é:

$$P_1(z) = |A_1(z)|^2 = \frac{1}{2} P_0 [1 + \text{cn}(2\kappa z | m)] \quad (2.29)$$

onde $\text{cn}(x|m)$ é uma representação da função elíptica de Jacobi com módulo $m = (P_0/P_c)^2$. A potência transferida para o segundo núcleo é obtida usando-se $P_2(z) = P_0 - P_1(z)$.

Para pulsos de entrada com baixa potência ($m \ll 1$), a equação 2.29 fica reduzida ao resultado $P_1(z) = P_0 \cos^2(\kappa z)$. A transferência periódica de potência entre os núcleos persiste enquanto $P_0 < P_c$, de tal forma que $m < 1$. Entretanto, quando P_0 se aproxima de P_c , o período começa a crescer, chegando a infinito, quando $P_0 = P_c$. A solução da equação 2.29 fica reduzida a $P_1(z) = \frac{1}{2} P_0 [1 + \text{sech}(2\kappa z)]$, quando $m = 1$, sendo que nesse caso a metade da potência óptica é transferida para o segundo núcleo, sem depender do comprimento do acoplador. Para $P_0 > P_c$, a solução mais uma vez volta a ser periódica, porém a quantidade de potência transferida para o segundo núcleo é reduzida a menos de 50% da potência de entrada, sendo desprezível para $P_0 \gg P_c$.

As linhas sólidas da figura 2.3 mostram as potências relativas em função da potência de entrada nas duas portas de saída de um acoplador óptico direcional com comprimento $L = L_c$. Para $P_0 \ll P_c$, a potência óptica de entrada é totalmente transferida para o segundo núcleo (estado cruzado). Para $P_0 > P_c$, pouca potência é transferida para o outro núcleo (estado bloqueado). Então, um fluxo óptico pode ser chaveado de uma porta de saída para a outra, dependendo do valor da potência do sinal óptico de entrada.

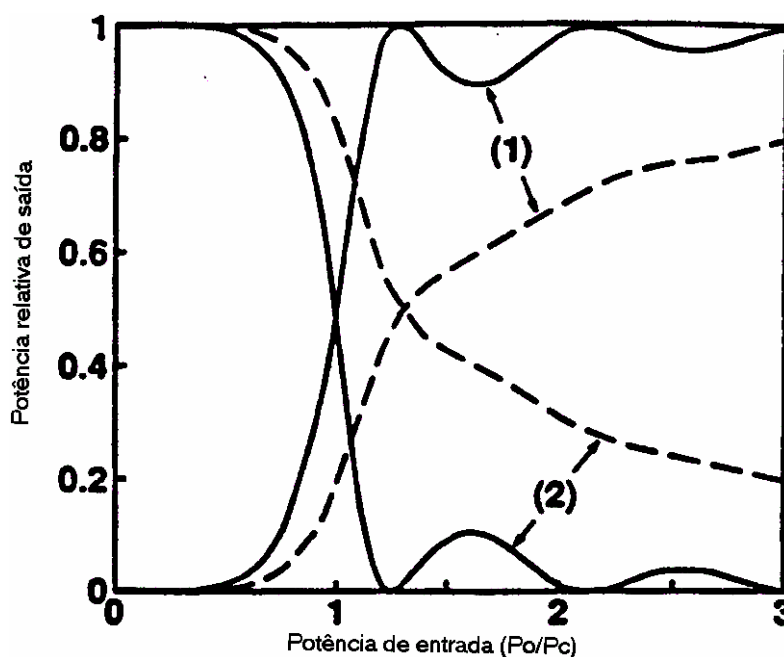


Figura 2.3 Comutação não linear de fluxos ópticos CW em um acoplador óptico direcional com $\kappa L = \pi/2$. As linhas sólidas mostram as potências relativas nas duas portas de saída, em função da potência de entrada. As linhas tracejadas mostram a resposta do acoplador no caso “quasi-CW”.

A física do chaveamento totalmente óptico pode ser entendida através da observação, de que quando um fluxo óptico é lançado em um dos núcleos do acoplador óptico direcional, o deslocamento da fase induzida SPM não é o mesmo em ambos os núcleos, devido às diferentes potências dos modos. Como resultado, mesmo tratando-se de um acoplador simétrico o comportamento é idêntico ao acima apresentado por causa dos efeitos não lineares. Esta situação é na realidade, semelhante à que ocorre em acopladores ópticos direcionais assimétricos, onde a diferença entre as constantes dos modos de propagação introduz um deslocamento de fase relativo entre os dois núcleos, atrapalhando completamente a transferência de potência entre os dois núcleos. No caso dos efeitos não lineares em acopladores ópticos direcionais simétricos, apesar da constante de propagação ser a mesma para ambos os núcleos, surge um diferença de fase relativa entre os dois núcleos, devido ao SPM. Para potências de entrada suficientemente altas, a diferença de fase, ou seja, a

dessintonização SPM induzida, torna-se suficiente alta, ocasionando a permanência do fluxo óptico de entrada, confinado no mesmo núcleo no qual foi lançado inicialmente.

3 FIBRAS ÓPTICAS COM PERFIL DE DISPERSÃO DECRESCENTE (DDF); PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF.

3.1 Fibras ópticas com perfil de dispersão decrescente (DPF)

Trata-se de um tipo de fibra óptica, a qual possui dispersão decrescente (ou crescente) ao longo da direção de propagação dos sinais ópticos. Foram, inicialmente utilizadas, para obtenção de compressão de pulsos ópticos que se propagam na mesma. Tais fibras ópticas podem ser fabricadas através da modificação geométrica do núcleo da fibra durante o processo de fabricação da mesma, tendo em vista que a contribuição do parâmetro de Dispersão de Velocidade de Grupo (β_2) do guia de onda depende das dimensões do seu núcleo.

A idéia básica foi proposta em 1988, porém apenas em 1992 foram obtidos, através de experiências em laboratórios, fatores de compressão (Detalhes mais a frente) maiores do que 16, utilizando-se estas fibras ópticas.[47,48]

A equação (3.40) mostra a dependência da ordem do soliton (N) em função dos parâmetros β_2 , T_0 , P_0 , e γ , dada por:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.1)$$

L_{NL} = Comprimento de não linearidade = $1/(\gamma \cdot P_0)$

P_0 = Potência de pico do pulso óptico de entrada

T_0 = Largura temporal do pulso óptico de entrada

Quando um soliton óptico (Apêndice A) fundamental (N=1) se propaga através de uma fibra óptica, a qual possui o valor numérico do parâmetro dispersão β_2 decrescente ao longo do comprimento da mesma, o valor de N deve aumentar, a fim de que o pulso óptico possa manter constante a sua largura temporal. Entretanto, se a ordem do soliton é mantida em 1, a largura do pulso óptico cai em função de $|\beta_2|$. Esta situação é

similar àquela que ocorre em amplificadores ópticos, onde um aumento na potência de pico do pulso óptico ocasiona a compressão do pulso, para se manter $N = 1$.

A analogia entre um amplificador óptico e uma fibra de dispersão decrescente pode ser estabelecida matematicamente, utilizando-se a equação não linear de Schrödinger, que para as fibras DDF pode ser escrita da seguinte forma:

$$i \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{2} \cdot p(\xi) \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 \cdot u = 0; \tau = \frac{T}{T_0} \quad (3.2)$$

$$p(\xi) = \left| \frac{\beta_2(\xi)}{\beta_2(0)} \right| \quad (3.3)$$

O parâmetro $p(\xi)$ governa a variação da dispersão ao longo da fibra óptica.

Fazendo-se;

$$\eta = \int_0^\xi p(y) dy \text{ e } v = p^{-1/2} u \quad (3.4)$$

Temos:

$$i \left(\frac{\partial v}{\partial \eta} \right) + \left(\frac{1}{2} \right) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} \right) + |v|^2 v = i \Gamma v \quad (3.4)$$

Onde:

$$\Gamma(\eta) = - \left(\frac{1}{2p} \right) \left(\frac{dp}{d\eta} \right) \quad (3.5)$$

A equação 3.4 mostra, que o efeito da dispersão decrescente é equivalente ao acréscimo de um termo de ganho na equação não linear de Schrödinger, sendo Γ o coeficiente de ganho efetivo.

É importante se incluir a contribuição do auto-deslocamento de frequência do soliton em pulsos da ordem de femtosegundos, uma vez que alterações nas características de dispersão da fibra óptica, afetam de forma significativa o deslocamento de frequência.

3.1.1 Perfis de Dispersão Decrescente

Considere um pulso óptico se propagando no regime de dispersão anômala em um acoplador não linear duplo de fibras ópticas, onde a dispersão de segunda ordem é

descrita por $\beta_2(\xi)$. A propagação deste pulso através de fibras com dispersão decrescente (DDF) é descrita pela equação não linear de Schrödinger com um perfil de dispersão $p(\xi)$.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} p(\xi) \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K u_2 + i \alpha u_1 = 0 \quad (3.6)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} p(\xi) \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K u_1 + i \alpha u_2 = 0 \quad (3.7)$$

onde u_1 e u_2 são as amplitudes de campo modal de pulsos solitons, e

$$p(\xi) = \frac{|\beta_2(\xi)|}{|\beta_2(0)|} \quad (3.8)$$

Observe, que $p(\xi)$ é o perfil de dispersão decrescente da GVD, e α é a perda óptica. As outras variáveis são as mesmas já definidas anteriormente.

Consideramos os acopladores fabricados com fibras óticas de dispersão decrescente (DDF), sendo que a dispersão cai suavemente de 1 até o valor final $1/\beta$, de tal forma que a compressão do soliton é um processo adiabático, onde um soliton fundamental pode ser comprimido com a propagação, sem perder suas características. Os perfis de dispersão estudados foram: linear, exponencial, Gaussiano, logarítmo, hiperbólico, e constante. Esses perfis de dispersão são descritos pelas seguintes expressões:

$$p(\xi) = \frac{(1-\beta)}{\beta L} \xi + 1 \quad \text{Linear} \quad (3.9)$$

$$p(\xi) = \exp\left(\frac{-\xi}{L} \text{Ln}\beta\right) \quad \text{Exponencial} \quad (3.10)$$

$$p(\xi) = \exp\left(\frac{-\xi^2}{L^2} \text{Ln}\beta\right) \quad \text{Gaussiano} \quad (3.11)$$

$$p(\xi) = \text{Ln}\left(e + \frac{\xi}{L} (e^{1/\beta} - e)\right) \quad \text{Logarítmico} \quad (3.12)$$

$$p(\xi) = \frac{L}{(\beta-1)\xi + L} \quad \text{Hiperbólico} \quad (3.13)$$

$$p(\xi) = \frac{1}{\beta} \quad \text{Constante} \quad (3.14)$$

A figura 3.1 mostra como variam os perfis de dispersão ao longo do acoplador. Pulsos do tipo soliton fundamental têm se mostrado eficiente, reduzindo a quebra do pulso e melhorando as características de transmissão. Neste caso devemos ajustar a largura do pulso e a potência do laser de tal forma a manter o perfil solitônico. Experimentalmente, é fácil ajustar a potência do pulso. Por outro lado, o ajuste da largura temporal é muito difícil. Contudo, para certas durações temporais, a potência pode ser ajustada de tal forma, que se pode obter um soliton de primeira ordem. Podemos obter estes pulsos através de diferentes fontes, onde cada uma delas pode ser ajustada, gerando uma potência e largura temporal necessária à formação do soliton fundamental, os quais podem ser eficazmente chaveados através de um dispositivo óptico.

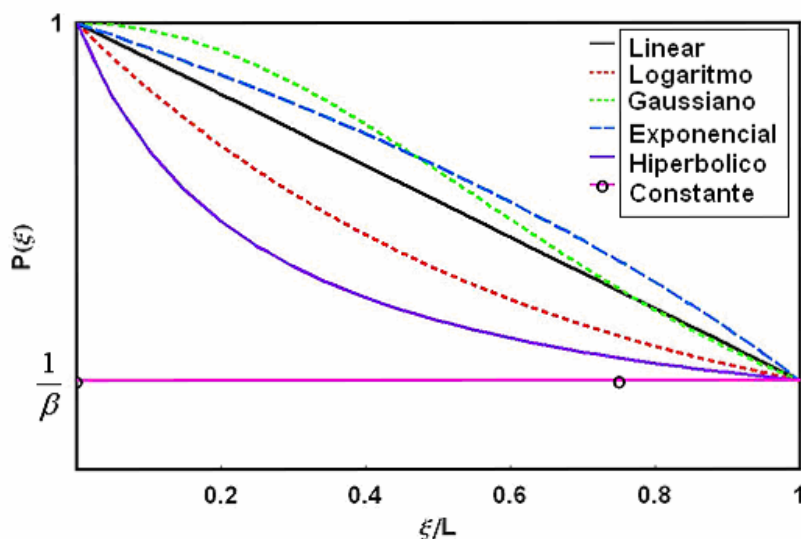


Figura 3.1 Perfis de dispersão decrescentes.

3.2 Principais Características de Acopladores Ópticos DPF

Vamos detalhar as principais características dos acopladores contruídos com fibras ópticas com perfil de dispersão, a fim de que possamos, através destas características, comparar as performances dos acopladores utilizados em nosso trabalho.

3.2.1 Transmissão e Energia crítica

A equação 3.15 define a transmissão T_i em função da energia do pulso, ou seja, a relação entre a energia do pulso de entrada no canal 1, e a energia do pulso de saída no canal i ($i = 1$, ou 2).

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |u_i(\xi_L, \tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} |u_1(0, \tau)|^2 d\tau} \quad (3.15)$$

onde o comprimento do acoplador é igual a ξ_L .

Sabemos, que $T_1 + T_2 = 1$ (Apêndice B), portanto, conforme mostra a figura 3.2, para $\kappa\xi = n\pi/2$, $n = 1, 3, 5, 7, \dots$, $T_1 = 0$, e $T_2 = 1$. A figura 3.2 mostra a variação de T_1 e T_2 em função de $\kappa\xi$.

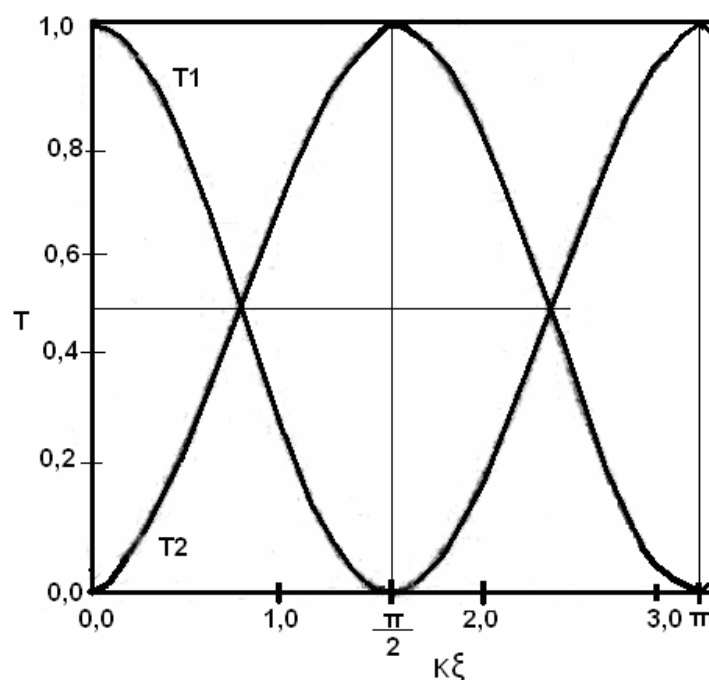


Figura 3.2 Comparação dos coeficientes de transmissão de pulso tipo soliton fundamental em função de $\kappa\xi$.

Observe, que para $\kappa\xi = \pi/2$, T_2 é máximo, e T_1 é mínimo, enquanto para $\kappa\xi = \pi$, T_1 é máximo, enquanto T_2 é mínimo. Neste caso, teremos a transferência máxima da

potência inserida na porta de entrada 1, para a porta de saída 2, quando $\kappa\xi = \pi/2$, que corresponde a $\xi = \pi/2\kappa$. Entretanto, quando $\kappa\xi = \pi$, significa dizer, que neste caso a potência inserida na porta de entrada 1 será totalmente transferida para a porta de saída 1, que corresponde a $\xi = \pi/\kappa$. Observe que, por exemplo, para o caso de T_2 máximo;

$\xi = \frac{\pi}{2\kappa}$, ou seja, $\frac{z}{L_D} = \frac{\pi}{2\kappa}$, e para $z = L_c$ temos:

$$z = L_c = \frac{\pi}{2\kappa} L_D = \frac{\pi}{2K} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \text{ e logicamente, neste caso, } \kappa = \frac{\pi}{2.L_c} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (3.16)$$

A energia crítica é definida como a energia do pulso de entrada que transfere 50% de sua energia para o pulso de saída em das portas de saída do acoplador óptico, e 50% de sua energia para a outra porta de saída do acoplador óptico ($T = 0,5$).

3.2.2 Fator de Compressão

O fator de compressão C_i é definido como τ_0/τ_i , onde τ_0 é a largura do pulso FWHM (Largura total do pulso na metade da intensidade máxima) de entrada (FWHM de $|u_{(i)}(0,\tau)|^2$) e τ_i é a largura do pulso de saída para $i = 1$, ou 2 (FWHM de $|u_{(i)}(L_c,\tau)|^2$). Conforme o procedimento analítico (Apêndice B), podemos calcular o fator de compressão C_i , de acordo com a seguinte expressão matemática;

$$C_i = \frac{\tau_0(0)}{\tau_i\left(\frac{L_c}{L_D}\right)} \quad (3.17)$$

e que para a metade da intensidade máxima do pulso em forma de secante hiperbólica temos:

$$\sec h^2\left(\frac{A\tau_0}{p(0)}\right) = \frac{1}{2} \quad (3.18)$$

Desta forma, podemos calcular a largura do pulso incidente, na meia altura da intensidade de pico:

$$\tau_0 = \frac{p(0) \sec h^{-1}(1/\sqrt{2})}{A} \quad (3.19)$$

Para o pulso na saída no canal 1 do acoplador obtemos:

$$\tau_1 = \frac{p\left(\frac{L_C}{L_D}\right) \sec h^{-1}(1/\sqrt{2})}{A} \quad (3.20)$$

O fator de compressão é calculado por:

$$C_i = \frac{p(0)}{p\left(\frac{L_C}{L_D}\right)} = \frac{1}{1/\beta} = \beta \quad (3.21)$$

Observe, que neste estudo todos os perfis apresentam um decréscimo de dispersão cujo valor inicial é 1, e final $1/\beta$, conforme você pode observar através da figura 3.2.

3.3.3 “Crosstalk” (Xtalk) e Razão de Extinção (Xratio)

O nível de Xtalk é definido como sendo a relação entre a energia do pulso na porta de saída indesejada, e a energia do pulso de entrada.

$$X_{talk} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_{ind}((L_c - z_p), \tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(z_p, \tau)|^2 d\tau} \quad (3.22)$$

A razão de extinção (“extinction ratio”) de um comutador “on-off” é a razão entre a energia do pulso na porta de saída no estado “on” (porta desejada) e a energia do pulso de saída no estado “off” (porta não desejada), a qual pode ser determinada através da seguinte equação:

$$X_{ratio} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_{des}((L_c - z_p), \tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_{ind}((L_c - z_p), \tau)|^2 d\tau} \quad (3.23)$$

Altas intensidades de potência óptica induzem alterações no índice de refração e podem alterar as características de acoplamento do acoplador, o qual é inibido para

energia de pulsos acima de $\lambda/(n_2 \cdot L_c)$, onde n_2 é o índice de refração não linear e L_c é o comprimento de acoplamento.

4 ANÁLISE DETALHADA DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF COM E SEM PERDA ÓPTICA; TIPOS DE CONFIGURAÇÃO; CONFIGURAÇÃO PA1

4.1 Introdução

Todos os dispositivos ópticos, capazes de comutar pulsos ópticos, estão atraindo considerável interesse, para a sua utilização em sistemas comutados de altas taxas de transmissão, uma vez que os mesmos aumentam de forma considerável a eficiência desses sistemas. Entre estes dispositivos, os acopladores de fibras ópticas estão sendo bastante estudados devido à sua capacidade de chaveamento ultra-rápido de sinais ópticos.

Vamos apresentar uma análise numérica da propagação e chaveamento de solitons ópticos fundamentais em acopladores de fibras ópticas constituídos por dois núcleos com perfil de dispersão (decrecente/crescente), operando em regime não linear.

Os resultados obtidos nos revelaram, que acopladores fabricados com fibra óptica com de perfil dispersão (DPF) são capazes de diminuir a energia crítica dos acopladores direcionais. Faremos uma comparação entre os perfis de dispersão (linear, exponencial, Gaussiano, logarítmo, hiperbólico, e constante), que melhor recuperam essas características. Para o estudo ficar mais preciso, consideramos, também, a influência do X_{talk} e X_{ratio} .

Nossos estudos consideraram pulsos solitons ultracurtos (picosegundos) se propagando através de acopladores ópticos direcionais de fibras DPF, operando em regime não linear, e em regime de dispersão anômalo. A largura temporal adotada para os pulsos ópticos foi $T_0 = 1,13459\text{ps}$.

A propagação desses pulsos é descrita pela equação não linear de Schrödinger (3.6), e (3.7).

O parâmetro de variação da GVD $p(\xi)$ (equação (3.3)) é normalizado através do parâmetro de dispersão GVD $\beta_2(0) = |\beta_2| = 20\text{ps}^2/\text{km}$, na entrada da fibra óptica.

Os perfis de dispersão decrescente normalizados são os mesmos já estudados anteriormente (equações (3.9) a (3.14)), com o valor da dispersão decrescendo de 1 até o valor $1/\beta$, através do comprimento L do acoplador.

Tendo em vista que a variação na DPF é suficientemente gradual, a compressão do soliton pode ser um processo adiabático, onde um pulso de entrada em forma de soliton fundamental pode ser comprimido de forma ideal, sendo que, quando o mesmo se propaga ele conserva sua energia.

Nós analisamos de forma numérica as transmissões de solitons de primeira ordem propagando-se através dos dois núcleos de acopladores direcionais não lineares (equações 3.6 e 3.7), com perfis de dispersão de acordo com as equações (3.9) a (3.14).

Tratando-se de solitons de primeira ordem ($N=1$) a solução das equações (3.6) e (3.7) para $p=1$, $\kappa = 0$, e $\alpha = 0$ (sem perda) é:

$$u_i(\xi, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau) \exp\left(i \frac{A_i^2 \xi}{2} + i \varphi_i\right), \quad (i = 1, \text{ ou } 2) \quad (4.1)$$

onde A_i e φ_i são constantes arbitrárias.

Foi adotado pulso soliton óptico fundamental, uma vez que esse tipo de pulso melhora a eficiência de chaveamento do acoplador, pois com o mesmo acontece menor quebra, quando ele está se propagando, e sendo chaveado no acoplador óptico direcional. O laser utilizado para a inserção dos pulsos deve possibilitar o ajuste da largura temporal, e potência do pulso óptico emitido, a fim de que esses pulsos continuem como solitons fundamentais ($N = 1$), quando a energia do pulso emitido está sendo alterado. De forma experimental é fácil o ajuste da potência de saída do laser, porém é muito difícil a alteração da largura temporal do pulso emitido. Entretanto, para determinada largura temporal, a potência de saída do laser pode ser ajustada, para a produção de um pulso soliton exato de primeira ordem. Esses pulsos podem ser fornecidos através de diferentes fontes, onde cada uma delas pode ser ajustada para a geração de específicas larguras temporais e potências, necessárias para a formação do soliton fundamental [49,50].

Nós analisamos numericamente a transmissão de solitons de primeira ordem através de acopladores direcionais de fibras DPF operando em regime não linear (equações (3.6) e (3.7), com perfis de dispersão dados pelas equações (3.9) a (3.14).

O pulso inicial introduzido no acoplador apresenta o formato das equações (4.2) e (4.3).

$$u_1(z_p, \tau) = a \cdot \operatorname{sech}(a, \tau) \quad (4.2)$$

$$u_2(z_p, \tau) = 0 \quad (4.3)$$

$z_p = 0$, ou L_c , dependendo, se o pulso óptico é inserido através da porta de entrada 1, ou 2, respectivamente. O sistema de equações para acoplamento linear (NSLEs, equações (3.6), e (3.7) com perfis de dispersão dados pelas equações (3.9) a (3.14) foi resolvido de forma numérica, utilizando-se o método “split-step”, com grade de 1024 pontos tomados de acordo com as condições iniciais definidas através das equações 4.2 e 4.3.

4.2 Tipos de Configuração

Foram considerados dois tipos de configurações:

- Configuração de acoplador PA₁, a qual considera a energia de bombeamento na porta A₁ ($z_p = 0$), onde a radiação se propaga na direção AB (“forward direction”).



Figura 4.1 Configuração PA1

- Configuração de acoplador PB₁, a qual considera a energia de bombeamento na porta B₁ ($z_p = L_c$), onde a radiação se propaga na direção BA (“backward direction”).

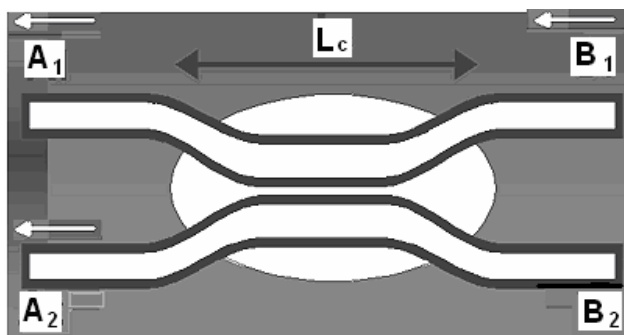


Figura 4.2 Configuração PB1

4.3 Características da Configuração PA1 sem Perda Óptica

4.3.1 Transmissão

A figura 4.3 mostra as características de transmissão do soliton na porta de saída B₁, para os seis diferentes perfis anteriormente definidos, desprezando-se as perdas ópticas. As equações não lineares de Schrödinger (NLSE) foram resolvidas de forma numérica com o soliton de entrada obtido através das equações 4.2 e 4.3, com $z_p = 0$.

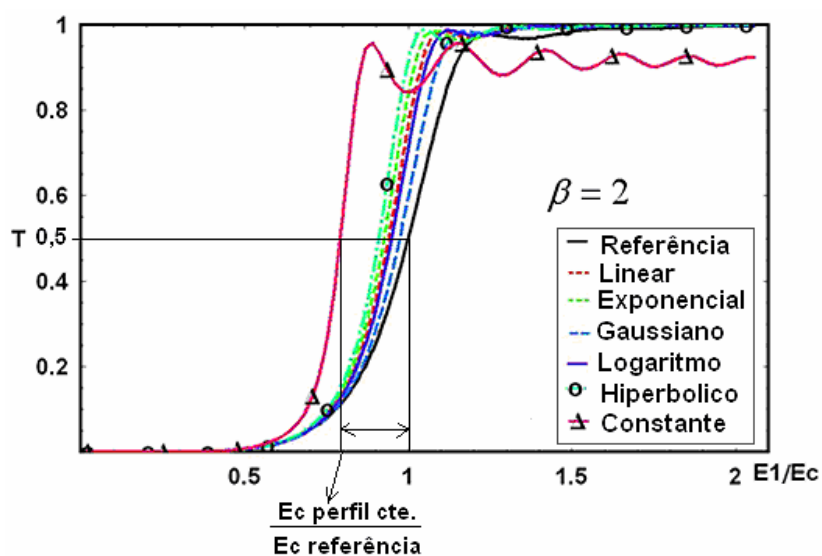


Figura 4.3 Características de comutação na porta B_1 em função da energia de bombeamento na porta A_1 , para acoplador DPF com $\kappa = 1$, $L_c = \pi/2$, $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).

Na figura 4.3 o acoplador de referência ($\alpha = 0$, $\beta = 1$, $p = 1$) foi, também incluído. Observe, ainda, que para as configurações de perfil de dispersão, foi adotado $\beta = 2$.

Vemos, claramente, que para todos os acopladores com perfil de dispersão decrescente a energia crítica decresceu em relação à energia crítica do acoplador de referência (E_c), pois a relação entre a energia crítica dos acopladores com perfil de dispersão decrescente e a energia crítica do acoplador de referência é menor que 1.

A ordem de decréscimo da energia crítica acontece da seguinte forma: Gaussiano, logaritmo, linear, exponencial, hiperbolico, e constante.

4.3.2 Energia Crítica

A figura 4.4 apresenta a variação energia crítica, para todos os perfis, em função do valor de β , obtido numericamente. A energia crítica dos acopladores com perfil foi plotada, comparando-se sua energia crítica com a energia crítica do acoplador referência.

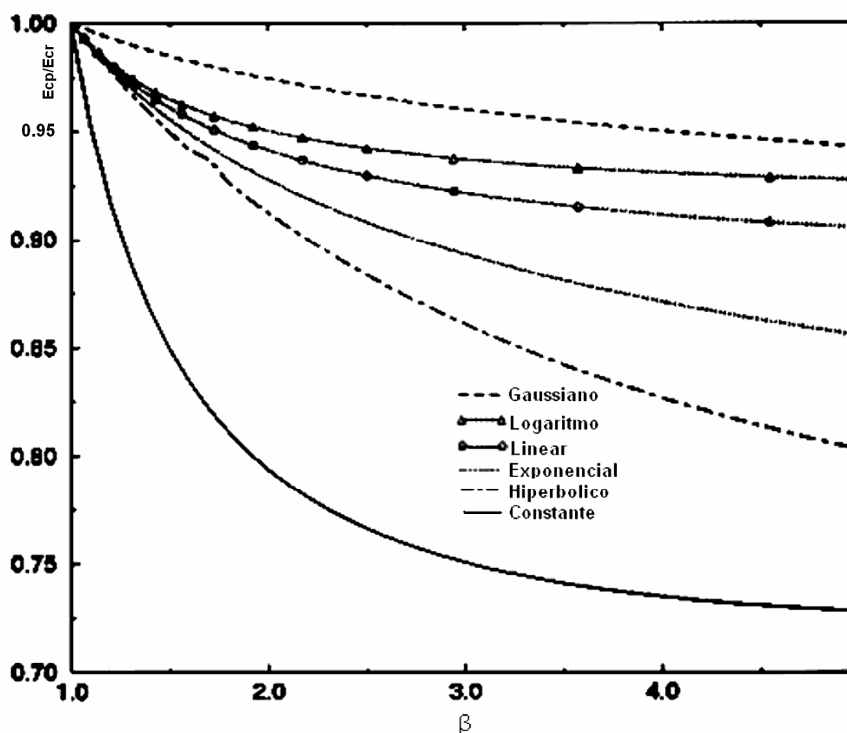


Figura 4.4 Energia crítica obtida numericamente para os acopladores DDF.

De acordo com o gráfico podemos notar, que a energia crítica de cada perfil decai com o crescimento de β . Observamos, também, que o decréscimo foi mais forte para o perfil constante. Por outro lado, o perfil Gaussiano foi o que apresentou o decréscimo menos acentuado. A seqüência de decréscimo de energia crítica é observada na seguinte forma: Gaussiano, logarítmico, linear, exponencial, hiperbólico e constante.

4.3.3 Fator de Compressão

Na figura 4.5 temos o fator de compressão para o canal 1, referente a acopladores DPF, com $\beta=2$, e $\alpha=0$, bem como para o acoplador de referência, com $\beta=1$, e $\alpha=0$ obtido através de procedimento analítico. Os resultados numéricos foram obtidos através das equações 3.6, 3.7, e 3.21. Note, que os resultados analíticos, os quais foram obtidos a partir da equação 3.21, cujo fator de compressão é $C_i = \beta$ para todos os perfis, também estão sendo apresentados na figura 4.5. Observe, que esses

resultados são representados pelas retas $C_1 = 1$ (referência) e $C_1 = 2$ (DDF). Podemos claramente observar, que os métodos analíticos e numéricos estão em concordância, e que os resultados obtidos pelos dois métodos são análogos nas diversas situações estudadas.

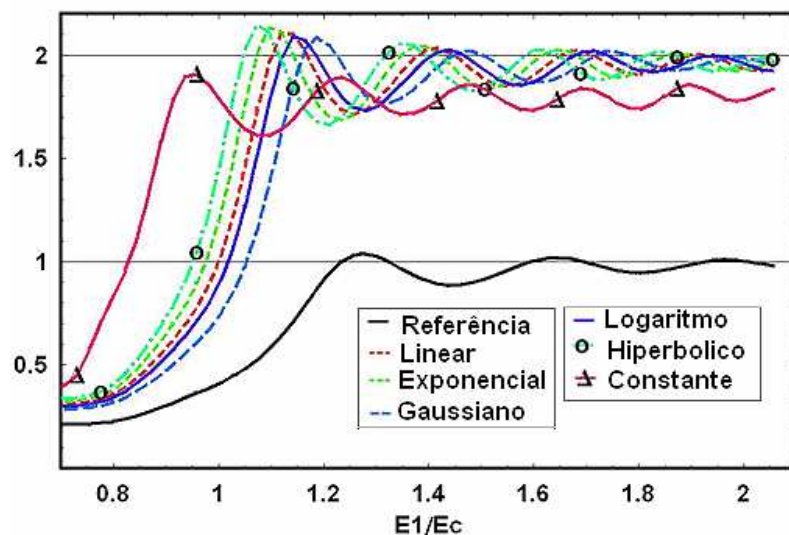


Figura 4.5 Fator de compressão C_1 em função da energia de bombeamento através da porta A_1 , para acopladores DPF com $\beta = 2$.

Note, através dos resultados numéricos, que para o acoplador de referência $C \approx 1$, para energia do pulso (E_1) maior do que sua energia crítica (E_c). Entretanto, para os acopladores DPF a compressão se aproxima do valor 2 ($C = 2$), para valores de energia acima da energia crítica do acoplador de referência, o que mostra, que existe um forte efeito de modulação do pulso, acarretando a compressão do pulso de entrada. Esse efeito acontece com menor intensidade para o perfil constante, onde C fica em torno de 1,8.

A figura 4.6 mostra os resultados acima apresentados referentes ao canal 2.

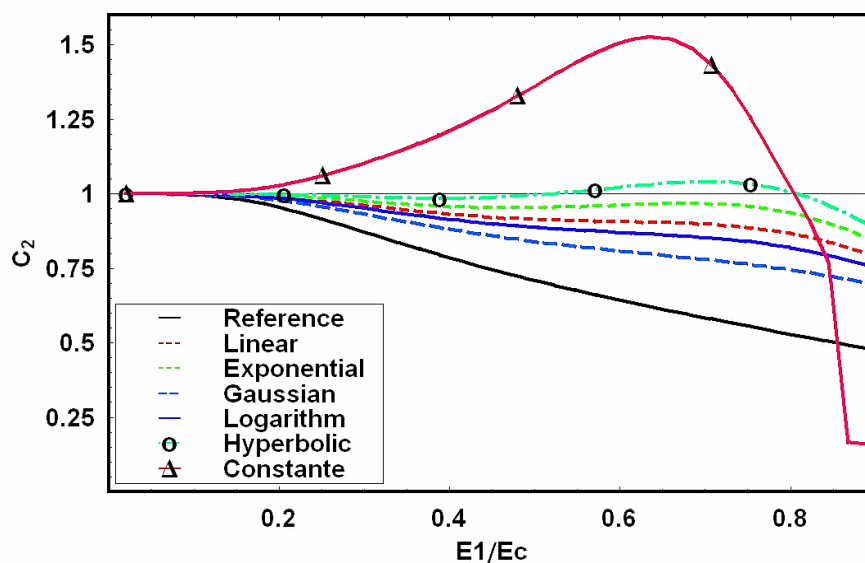


Figura 4.6 Fator de compressão C_2 para os acopladores DPF.

Tendo em vista, que para altas potências de bombeamento praticamente não existe chaveamento, consideramos baixas potências de bombeamento (energia do pulso de entrada menor que a energia crítica do acoplador de referência (E_c)). Observe, que o perfil hiperbólico praticamente não apresentou compressão nem alargamento, e que o perfil constante apresentou compressão em quase todo o domínio de energia estudado. Entretanto, para as configurações dos demais perfis, observamos um pequeno alargamento com o incremento da energia de bombeamento, porém sempre menores do que os alargamentos sofridos pelos pulsos que foram chaveados no acoplador de referência.

4.3.4 Xtalk

Com o intuito de controlar a eficiência de comutação, é muito importante se analisar o nível de “crosstalk” (Xtalk) e a razão de extinção “extinction ratio” (Xratio) nos acopladores direcionais.

Na figura 4.7 temos o nível de Xtalk na porta B_2 em função da energia de entrada, para todos os seis perfis ($\beta = 2$), obtidos numericamente a partir da equação (3.22).

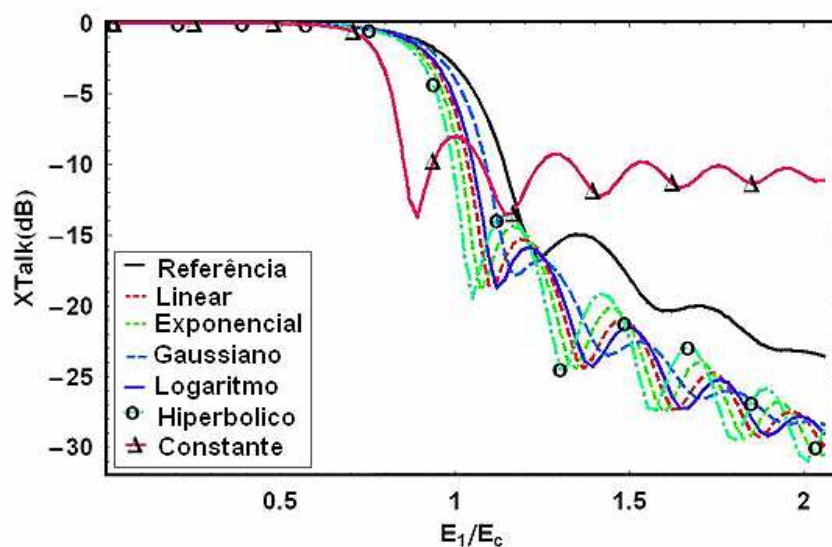


Figura 4.7 Nível de Xtalk em função da energia de bombeamento na porta A_1 , para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).

Podemos notar, que com o incremento da energia de entrada o nível de Xtalk melhora. Observe, que para altos valores da energia de bombeamento, o perfil constante obteve o pior resultado, e que os outros cinco perfis obtiveram melhores níveis de Xtalk, em relação ao acoplador de referência. A seqüência em ordem decrescente dos primeiros níveis mínimos de Xtalk é constante, hiperbólico, exponencial, linear logaritmo, Gaussiano, e referência.

4.3.5 Xratio

Na figura 4.8 temos o nível de Xratio entre as portas de saída em função da energia de entrada, para todos os seis perfis ($\beta = 2$), obtido numericamente através da equação (3.23).

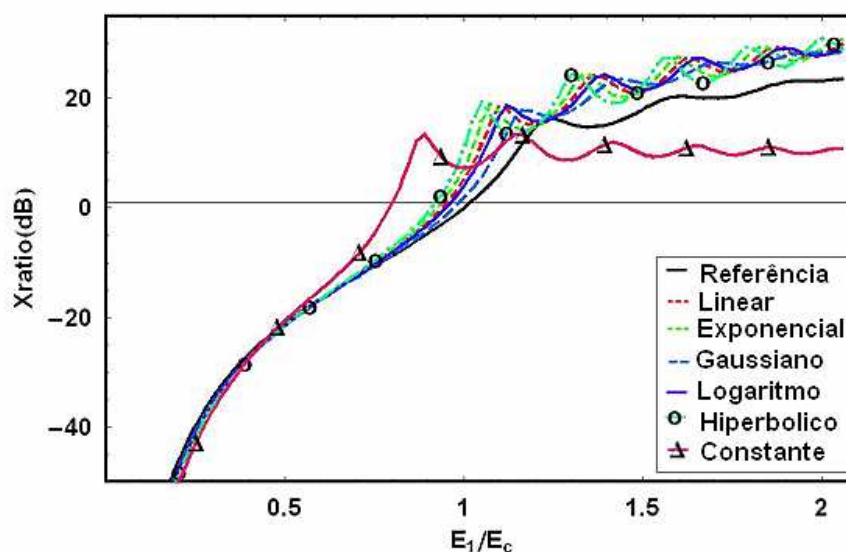


Figura 4.8 Nível de Xratio em função da energia de bombeamento na porta A₁, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Referência” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($\rho(\xi) = 1$).

Observe através da figura 4.8, que todos os perfis de dispersão, com exceção do constante apresentaram melhores resultados que o acoplador de referência.

4.4 Características da Configuração PA1 com Perda Óptica

Nosso principal objetivo é encontrar um perfil de dispersão, o qual proporcione a melhor recuperação possível das características de transmissão dos acopladores com perda.

4.4.1 Transmissão

A figura 4.9 mostra as características de transmissão do soliton na porta de saída B₁, para o acoplador de referência ($\rho = 1$, $\beta = 1$), com as seguintes perdas ópticas: $\alpha = 0$, 0,046, 0,23, 1,151, 2,302, e 3,453 km^{-1} (0,2, 1,0, 5,0, 10,0, e 15,0 dB/km, respectivamente). As equações 3.6, e 3.7 (equações não lineares de Schrödinger -

NLSE) foram resolvidas de forma numérica com o soliton de entrada obtido através das equações 4.2 e 4.3.

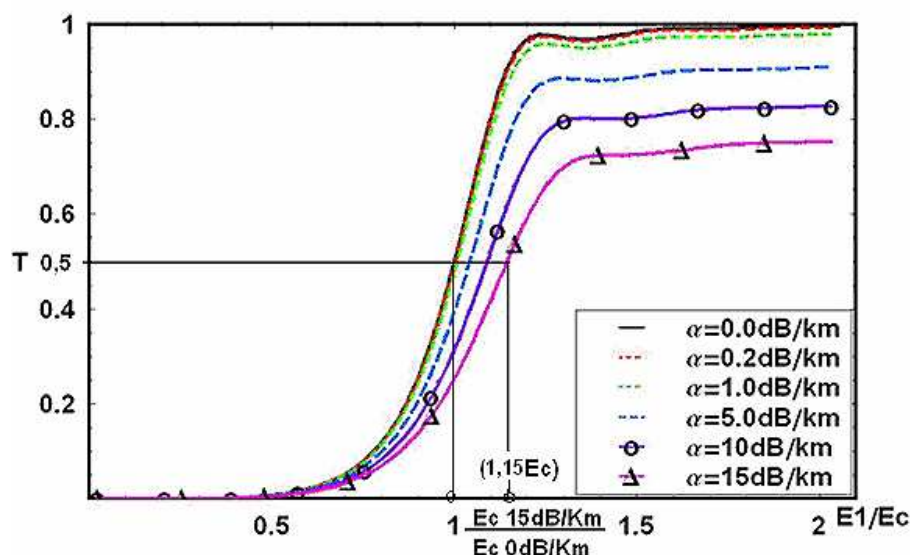


Figura 4.9 Características de transmissão para o canal 1 sem perfil de dispersão decrescente, com as seguintes perdas ópticas: 0,2, 1,0, 5,0, 10,0, e 15,0 dB/km, para o acoplador de referência ($\rho = 1$, $\beta = 1$).

Através da figura 4.9 você pode observar, que a energia crítica do acoplador de referência aumenta com o incremento da perda óptica (α), e que as características de transmissão se deterioram em função do aumento da perda óptica [51]. Por outro lado, nossos estudos anteriores mostraram (figura 4.3), que a utilização de um perfil de dispersão decrescente ocasiona a diminuição da energia crítica. Portanto, a inclusão do perfil de dispersão, neste caso decrescente, possibilita a recuperação das características do acoplador operando com perda óptica, quando comparado ao acoplador de referência operando em um meio ideal (onde não existem perdas ópticas).

Com o intuito de se averiguar o real fundamento da afirmação acima, consideramos acopladores com perdas ópticas de 15 dB/km, com os perfis de dispersão decrescente anteriormente referidos, mesmo sabendo-se, que a média de perda óptica em fibras reais é de 0,2 dB/km, a fim de se constatar a real eficiência da recuperação das características de comutação (figura 4.10).

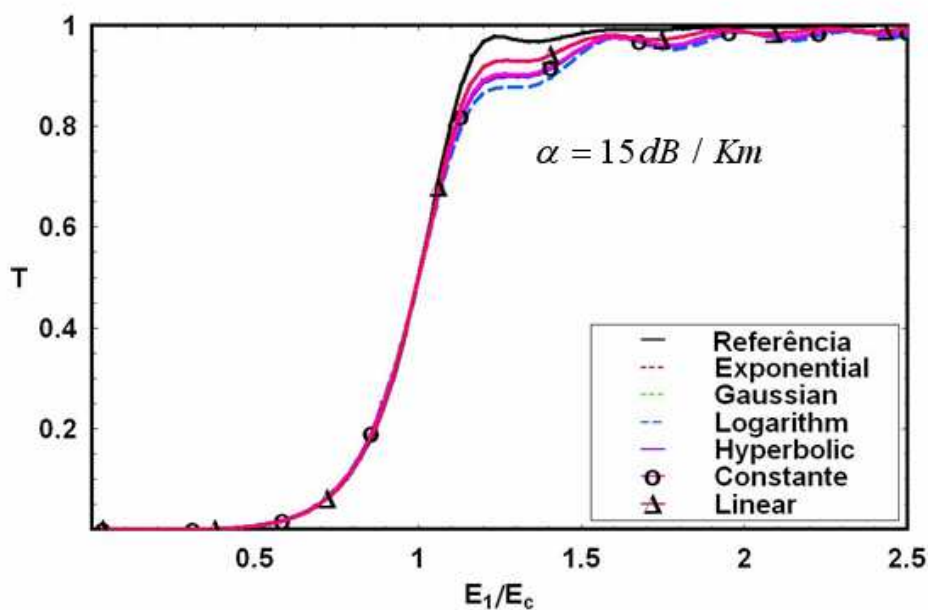


Figura 4.10 Características de transmissão para o canal 1 com perfil de dispersão decrescente, com perda óptica de 15 dB/km.

Foram elaboradas diversas simulações para se encontrar os valores de β necessários para se diminuir a energia crítica de $1,15E_c$ para $1,0E_c$ (caso máximo - figura 4.9). A figura 4.10 mostra as características de transmissão para cada tipo de acoplador com perfil de dispersão decrescente, admitindo-se perda óptica de 15dB/km.

A tabela 4.1 mostra, para cada perfil de dispersão decrescente, o valor de β , que melhor recupera as características de transmissão.

Perfil de dispersão decrescente	β	Máxima Diferença Percentual
Constante	1,152	5,085%
Exponencial	1,878	2,945%
Gaussiano	7,152	5,806%
Hiperbolico	1,697	2,512%
Linear	2,314	3,438%
Logaritmo	3,596	3,847%

Tabela 4.1 Melhores valores encontrados para β , e diferenças de percentuais máximas da energia chaveada no canal 1, em relação ao acoplador de referência.

A figura 4.11 mostra a diferença percentual entre a energia recebida no canal de saída 1 referente aos acopladores DDF com perda óptica de 15dB/km, e a energia recebida neste mesmo canal para o acoplador de referência, em função da energia do pulso de bombeamento.

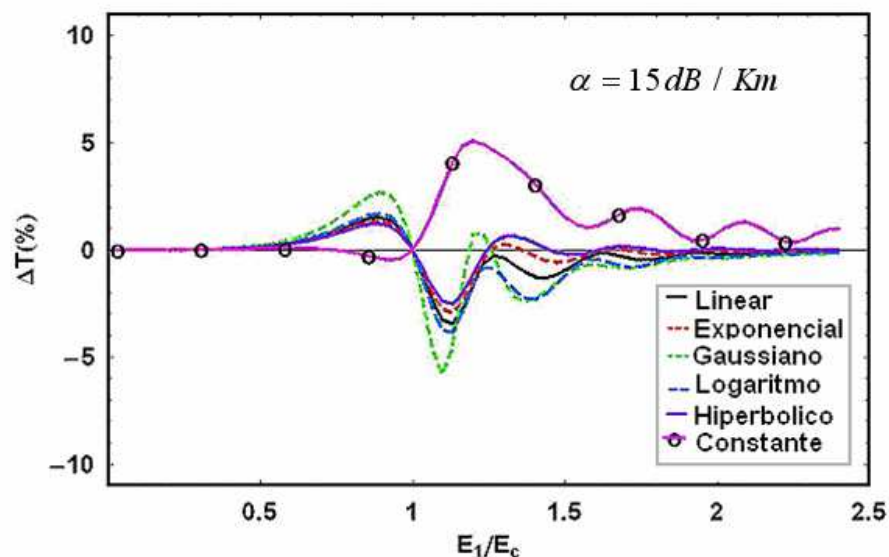


Figura 4.11 Diferença percentual entre a transmissão não linear para cada perfil de dispersão decrescente em relação ao acoplador de referência sem perda ($\Delta T = 100(T_{\text{referencia}} - T_{\text{perfil}})\%$).

Observando-se a tabela 4.1 podemos notar, que o perfil Gaussiano apresentou o maior valor de β (7,152), entre todos os acopladores com perfil de dispersão, que melhor recupera a energia crítica, em relação ao acoplador de referência ideal (sem perdas ópticas).

Os valores da tabela 4.1 mostram, que a maior diferença percentual para configuração PA1 em função da energia de bombeamento se refere ao perfil de dispersão decrescente Gaussiano (5,085%) e o menor percentual do perfil hiperbolico (2,512%). Observe, através da figura 4.11, que o comportamento das características de transmissão do acoplador com perfil de dispersão hiperbólico foi o que mais se aproximou do comportamento da características de transmissão do acoplador de referência (sem perda óptica).

4.4.2 Fator de Compressão

A figura 4.12 mostra o fator de alargamento no canal de saída 1 do acoplador de referência operando com as mesmas perdas ópticas acima comentadas, em função da energia do pulso de bombeamento. Observe, que para $\alpha = 0$, praticamente não existe compressão nem alargamento do pulso de saída nesse canal (Fator de compressão (F_c) = 1), e que à medida que a perda óptica cresce, cresce também o alargamento do pulso de saída nesse referido canal.

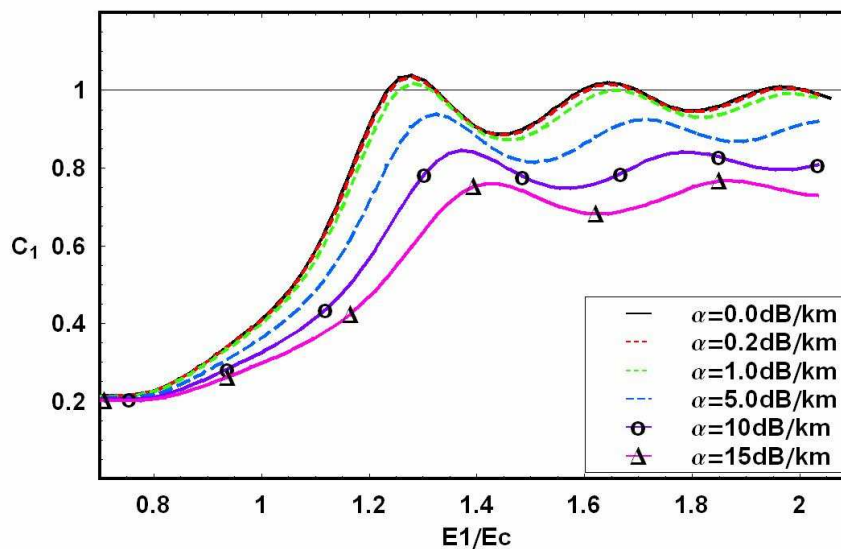


Figura 4.12 Fator de compressão para o canal 1 de saída do acoplador sem DPF, em função da energia de bombeamento, para diversas perdas ópticas.

Observe na figura 4.12 que o maior fator de alargamento (em torno de 30%) foi apresentado no acoplador com perda óptica de 15 dB/km.

A figura 4.13 mostra o fator de alargamento no canal de saída 2 do acoplador de referência em função da energia de bombeamento, para perdas ópticas de 0, 0,2, 1, 5, 10, e 15 dB/km.

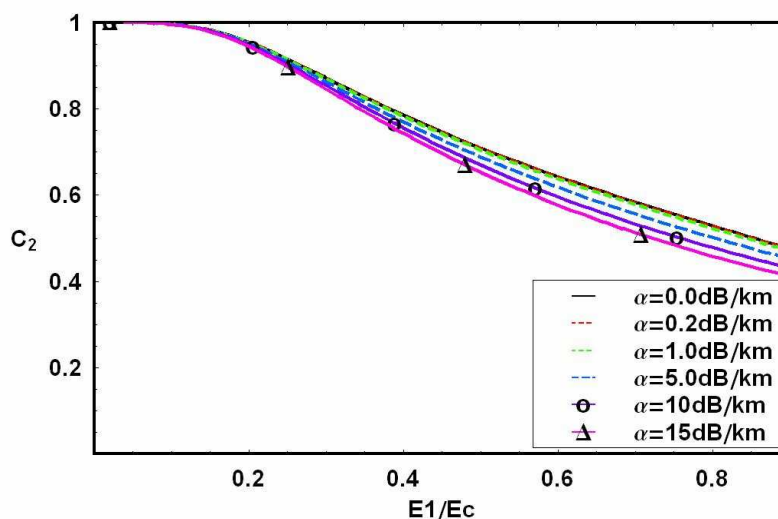


Figura 4.13 Fator de compressão (alargamento) para o canal 2 de saída do acoplador sem DPF, em função da energia de bombeamento, para diversas perdas ópticas.

Observe na figura 4.13, que o maior fator de alargamento (em torno de 55%) foi apresentado no acoplador com perda óptica de 15 dB/km.

Na figura 4.14 temos o fator de compressão referente ao pulso de saída no canal de saída 1, em função da energia do pulso de bombeamento, com perda óptica de 15 dB/km, para cada perfil de dispersão.

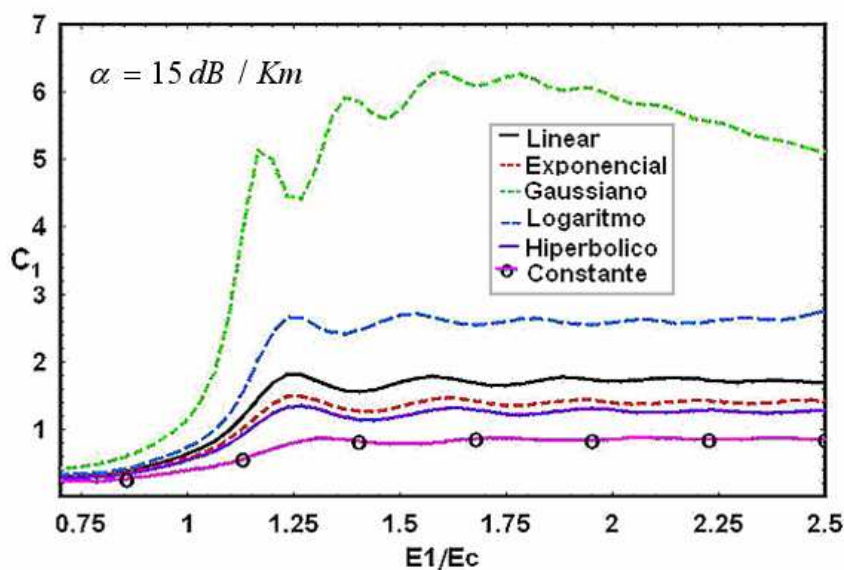


Figura 4.14 Fator de compressão para o canal 1 em função da energia de bombeamento, com perda óptica de 15 dB/km.

Observe, que para o perfil Gaussiano o fator de compressão máximo do pulso de saída foi aproximadamente 6, sendo que este perfil apresentou os maiores fatores de compressão em relação às energias de bombeamento. Por outro lado o perfil constante apresentou os maiores fatores de alargamento. Observe na figura 4.14, que o perfil de dispersão hiperbólico apresentou comportamento de fator de compressão semelhante ao acoplador de referência ($F_{cmax} \approx 1,29$).

4.4.3 Xtalk

A figura 4.15 mostra os níveis de “Crosstalk”, obtidos numericamente a partir da equação (3.22), que surgem na porta de saída B_2 dos acopladores com perfil de

dispersão decrescente, considerando-se perda óptica de 15 dB/km, e do acoplador de referência, em função da energia de bombeamento na porta de entrada 1.

Note, que obviamente, à medida que a energia de bombeamento cresce, menor será o Xtalk pois a energia que sai na porta de saída 2 diminui com o aumento da energia de bombeamento. Lembre-se, que quanto menor for o nível de Xtalk mais eficiente é o sistema.

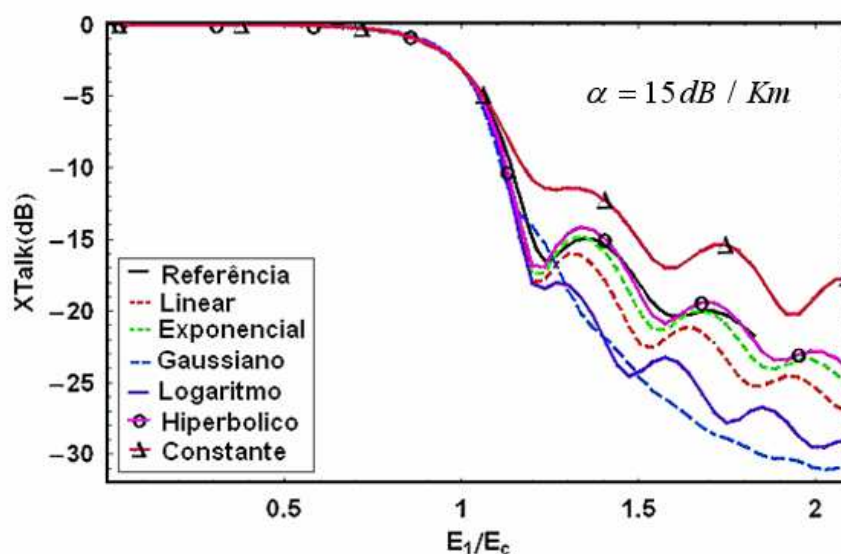


Figura 4.15 Níveis de Xtalk para energia de bombeamento no canal 1.

Observe na figura 4.15 que o perfil Gaussiano apresentou os melhores níveis de Xtalk, enquanto o perfil constante apresentou os piores níveis de Xtalk. Observe ainda, que apenas o perfil constante apresentou níveis de Xtalk piores do que o acoplador de referência.

4.4.4 Xratio

Quanto maior for o nível de Xratio mais eficiente será o sistema. A figura 4.16 mostra os níveis de Xratio em função da energia de bombeamento para todos os acopladores com perfil de dispersão decrescente com perda óptica de 15 dB/km, e do acoplador de referência.

A razão pela qual o Xratio cresce à medida que a energia do pulso de entrada cresce é que a energia que sai na porta de saída 2 diminui com o aumento da energia de bombeamento.

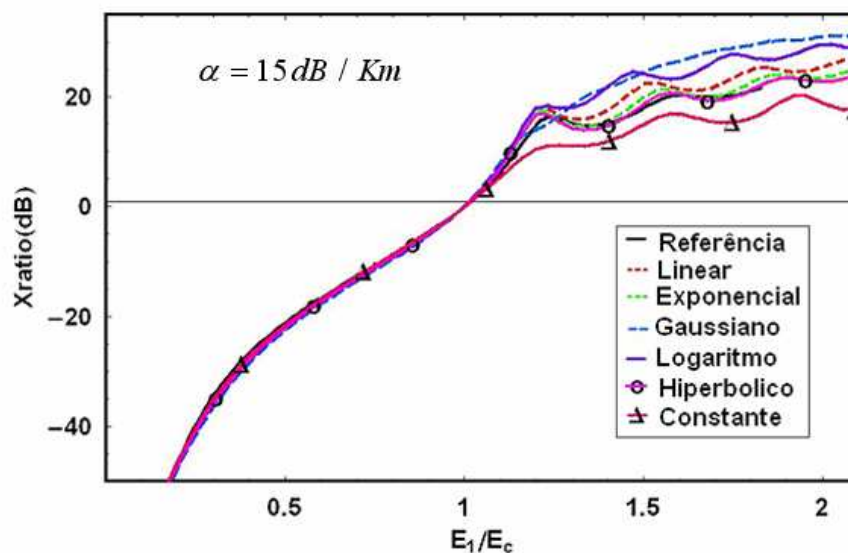


Figura 4.16 Níveis de Xratio para energia de bombeamento no canal 1.

Os piores níveis de Xratio (figura 4.16) acontecem para o perfil de dispersão constante, o qual é único que apresenta piores valores do que o acoplador de referência, e o perfil Gaussiano, por outro lado, foi o que apresentou os melhores resultados de Xratio.

5 ANÁLISE DETALHADA DE ACOPLADORES ÓPTICOS DPF COM E SEM PERDA ÓPTICA; CONFIGURAÇÃO PB1

5.1 Características da Configuração PB1 sem Perda Óptica

5.1.1 Transmissão

A figura 5.1 mostra as características de transmissão do soliton na porta de saída A1, para os seis diferentes perfís.

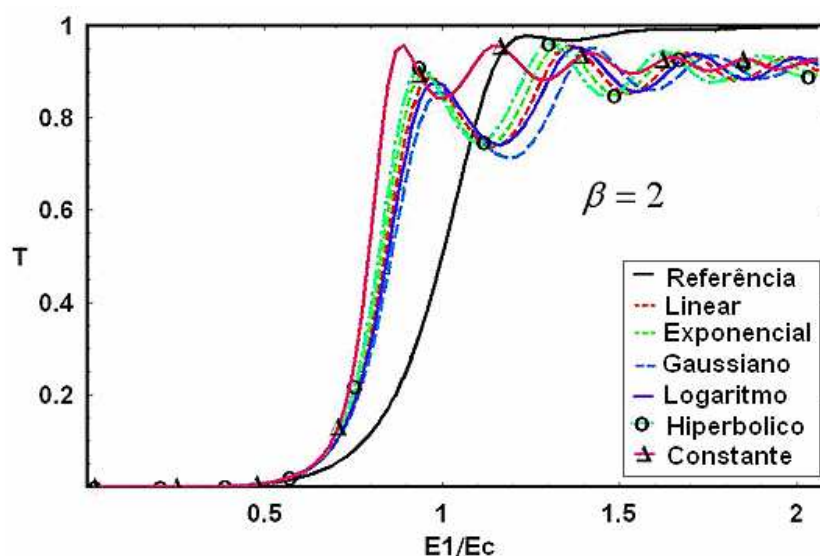


Figura 5.1 Características de transmissão para a porta de saída1 (A_1) em função da energia de bombeamento na porta B_1 , para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Referência” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).

As equações não lineares de Schrödinger (NLSE) foram resolvidas de forma numérica com o soliton de entrada obtido através das equações 4.2 e 4.3, com $z = L_c$. Nesta simulação consideramos $\beta = 2$, para todos os seis diferentes perfís. A transmissão do soliton foi obtida para seis diferentes acopladores, construídos com diferentes perfís. A figura 5.1 também mostra o acoplador de referência ($\alpha = 0$, e $p = 1$).

Concluimos, que existe um decréscimo da energia crítica, para todos os perfís considerados, e que, para todos os perfís, ocorre maior decréscimo da energia crítica do que na configuração PA1.

A ordem de decréscimo da energia crítica acontece da seguinte forma: Gaussiano, logaritmo, linear, exponencial, hiperbolico, e constante.

5.1.2 Energia Crítica

A figura 5.2 mostra a comparação da energia crítica de todos os acopladores DPF com a energia crítica do acoplador de referência, em função do parâmetro β . As conclusões são as mesmas apresentadas para a configuração PA1, sendo que a seqüência para o decréscimo da energia crítica continua na seguinte ordem: Gaussiano, logaritmo, linear, exponencial, hiperbólico, e constante.

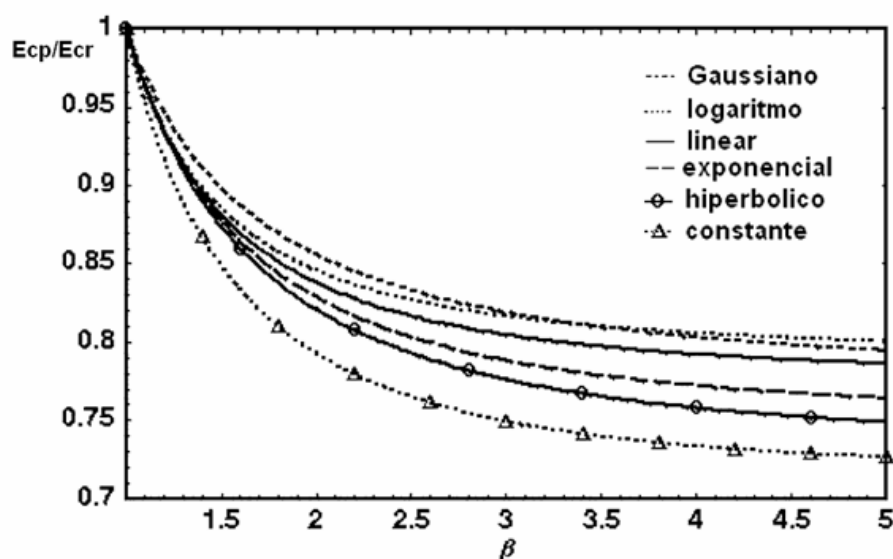


Figura 5.2 Energia crítica em função de β

Comparando-se com a configuração PA1 podemos observar, que para todos os perfís a energia crítica obteve um decréscimo mais acentuado.

5.1.3 Fator de Compressão

Na figura 5.3 obtivemos o fator de compressão para o canal 1 do acoplador DPF com $\beta = 2$.

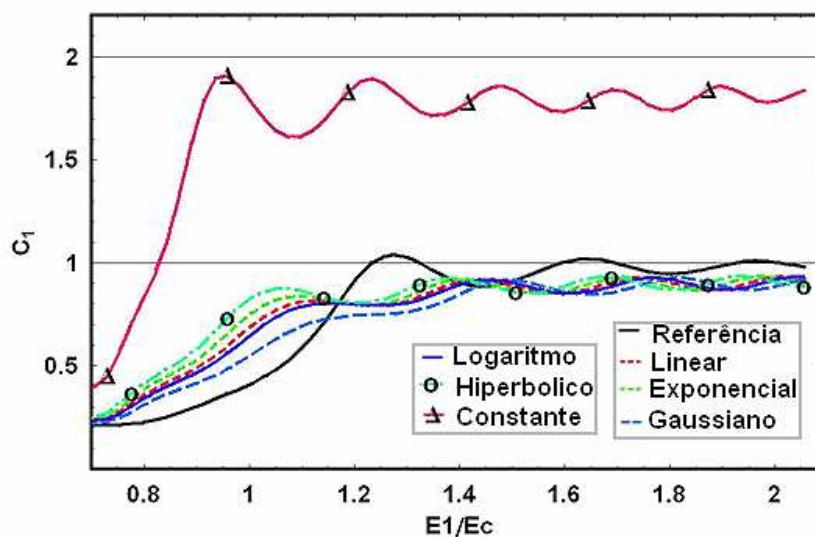


Figura 5.3 Fator de compressão C_1 em função da energia de bombeamento em B1 para acoplador DPF com $\beta = 2$.

Observe, que foram plotadas as linhas $C = 1$, e $C = 2$. Para o acoplador de referência, e para os acopladores com perfil de dispersão (exceto o perfil de dispersão constante), podemos notar, que $C_1 \approx 1$ para energia de bombeamento mais alta do que a energia crítica. Entretanto, para o perfil de dispersão constante, o fator de compressão ficou em torno de 1,8.

5.1.4 Xtalk

Na figura 5.4 mostramos o nível de Xtalk na porta A_2 em função da energia de entrada, para todos os seis perfís ($\beta = 2$).

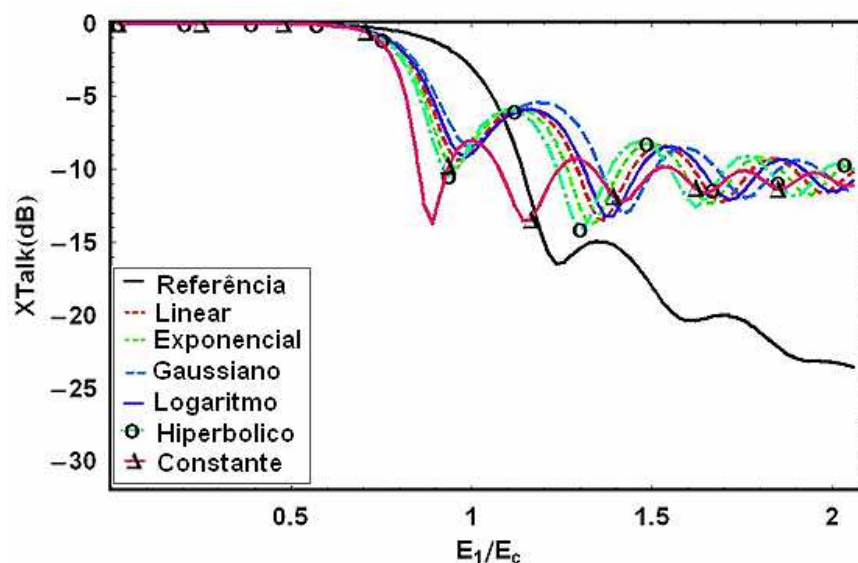


Figura 5.4 Nível de Xtalk (em dB) em função da energia de bombeamento em B1 para acoplador DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido para o acoplador de referência ($\rho(\xi) = 1$).

Para o acoplador de referência podemos notar, que com o aumento da energia de bombeamento o nível de Xtalk melhora. Observe, que todos os perfís apresentaram um incremento no nível de Xtalk em relação ao acoplador de referência. A seqüência em ordem decrescente dos primeiros mínimos de Xtalk é: constante, hiperbólico, exponencial, linear, logaritmo, Gaussiano, e referência.

5.1.5 Xratio

Na figura 5.5 mostramos o nível de Xratio entre as portas de saída em função da energia de entrada, para todos os seis perfís ($\beta = 2$).

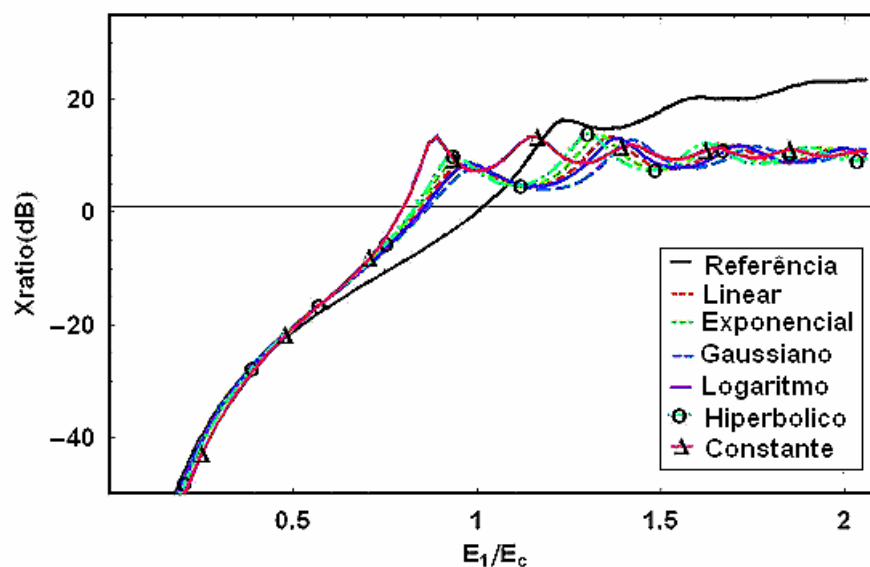


Figura 5.5 Nível de Xratio em função da energia de bombeamento na porta B₁, para acopladores DPF com $\beta = 2$. O indicado através de “Reference” identifica o que é obtido através do acoplador de referência ($p(\xi) = 1$).

Observe através da figura 5.5, que todos os perfis de dispersão apresentaram resultados piores que o acoplador de referência.

5.2 Características da Configuração PB1 com Perda Óptica

5.2.1 Transmissão

A figura 5.6 mostra as características de transmissão referentes aos diversos perfis de dispersão crescente para a configuração PB1, com perda óptica de 15 dB/km.

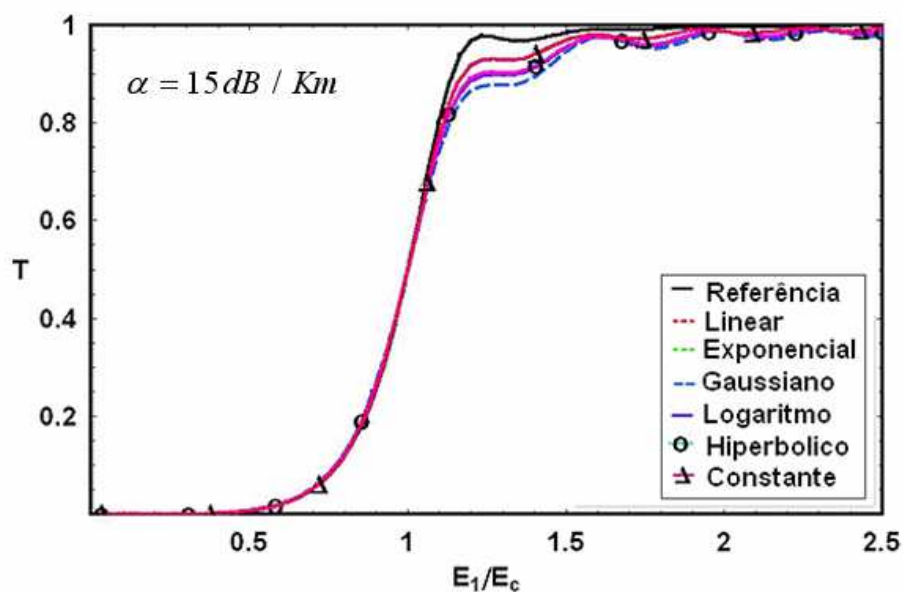


Figura 5.6 Características de transmissão para o canal 1 com perfil de dispersão crescente, com perda óptica de 15,0 dB/km.

A figura 5.7 mostra a diferença percentual entre a transmissão no acoplador de referência, e a transmissão para cada perfil de dispersão, com perda de 15 dB/km, obtida na saída do acoplador (canal 1) em função da energia de bombeamento.

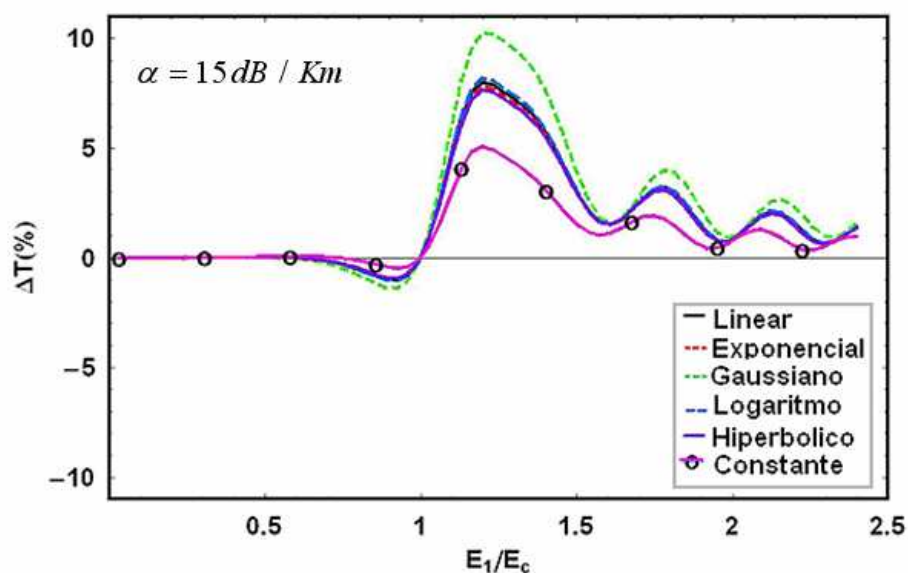


Figura 5.7 Diferença percentual entre a transmissão não linear para cada perfil de dispersão crescente, em relação ao acoplador de referência sem perda ($\Delta T = 100(T_{\text{referência}} - T_{\text{perfil}})\%$).

Os valores da tabela 5.1 mostram que a maior diferença percentual para a configuração PB1, em função da energia do pulso de entrada, se refere ao perfil de dispersão crescente Gaussiano (10,253%) e o menor percentual do perfil constante (5,085%).

Perfil de dispersão crescente	β	Máxima Diferença Percentual (PB1)
Constante	1,152	5,085%
Exponencial	1,203	7,829%
Gaussiano	1,263	10,253%
Hiperbolico	1,199	7,659%
Linear	1,207	7,999%
Logaritmo	1,212	8,174%

Tabela 5.1 Melhores valores encontrados para β , e diferenças de percentuais máximas da energia chaveada no canal 1, em relação ao acoplador de referência.

5.2.2 Fator de Compressão

Na figura 5.8 temos o fator de compressão para o canal 1 em função da energia de bombeamento para os acopladores com perfil de dispersão, considerando-se perdas ópticas de 15 dB/km.

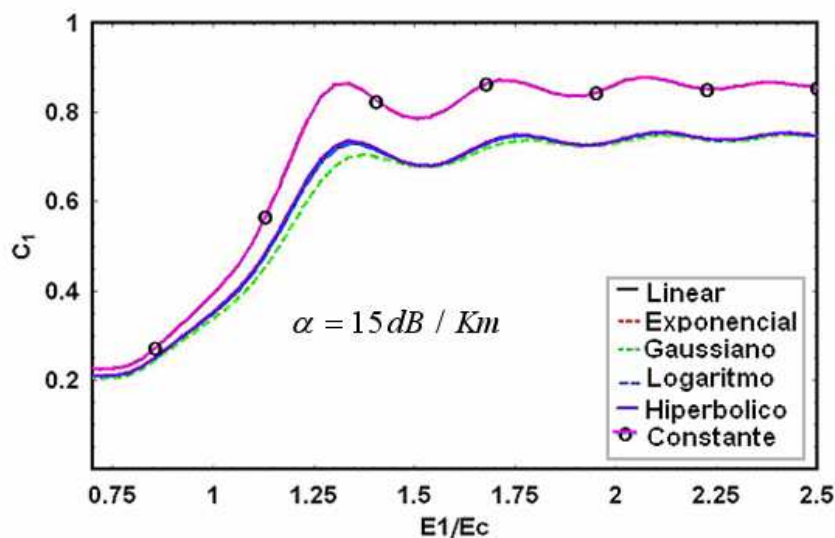


Figura 5.8 Fator de compressão C_1 em função da energia de bombeamento em B1 para acoplador DPF com $\beta = 2$, com perda óptica de 15 dB/km.

Observe, que para todos os perfis aconteceram pequenos alargamentos nos pulsos, sendo que o perfil Gaussiano apresentou os maiores alargamentos nos pulsos de saída, enquanto o perfil constante apresentou os menores alargamentos nos pulsos de saída.

5.2.3 Xtalk

A figura 5.9 mostra os níveis de “Crosstalk” que surge na porta A_2 dos acopladores com perfil de dispersão crescente, com perda óptica de 15 dB/km, e do acoplador de referência, em função da energia de bombeamento na porta de entrada 1.

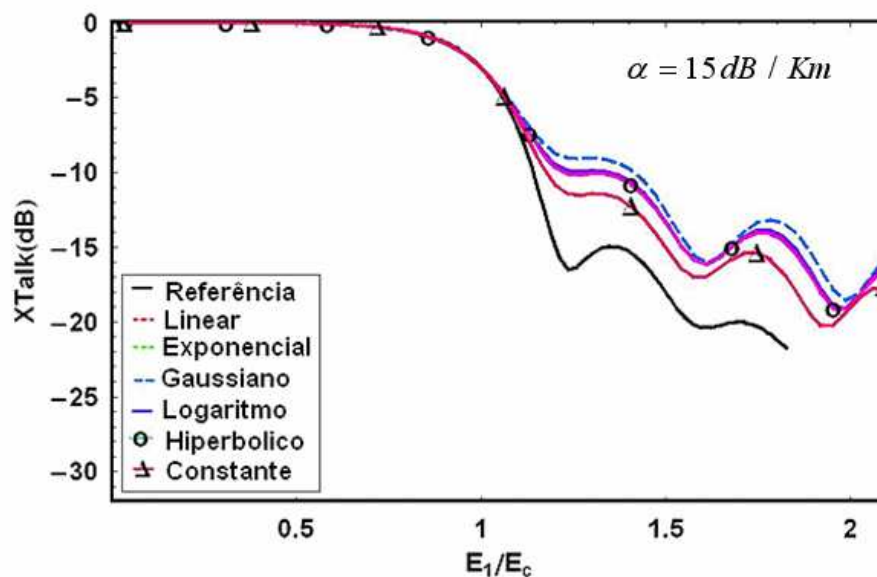


Figura 5.9 Níveis de Xtalk para energia de bombeamento no canal 1.

Observe na figura 5.9, que ao contrário da configuração PA1, o perfil Gaussiano apresentou os piores níveis de Xtalk, enquanto o perfil constante apresentou os melhores níveis de Xtalk, entre os perfis, e que na configuração PB1 todos os acopladores com perfil de dispersão crescente apresentaram piores resultados, quando comparados ao acoplador de referência.

5.2.4 Xratio

A figura 5.10 mostra os níveis de Xratio entre as portas de saída, em função da energia de bombeamento, para todos os perfis de dispersão crescente, com perda óptica de 15 dB/km, e para o acoplador de referência.

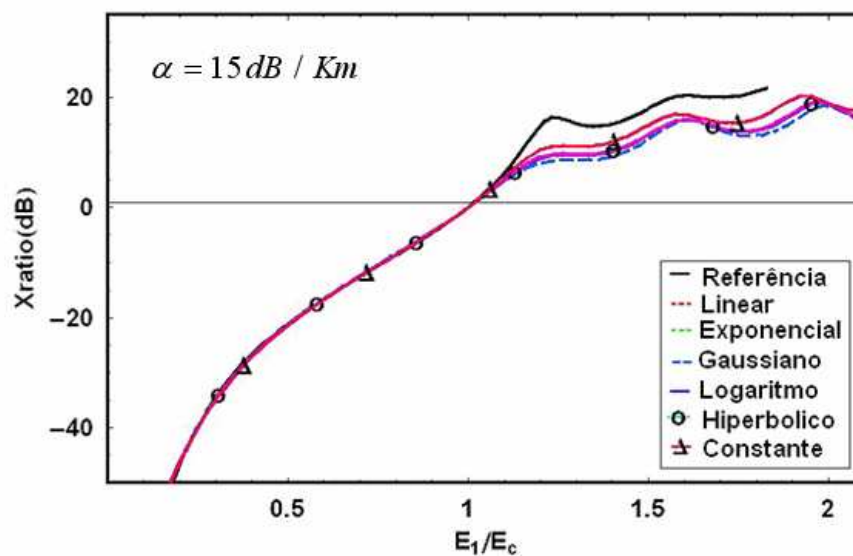


Figura 5.10 Níveis de Xratio para energia de bombeamento no canal 1.

Observe, que na configuração PB1 todos os perfis de dispersão apresentaram piores valores de Xratio, do que o acoplador de referência. Os piores níveis de Xratio (figura 5.10) acontecem para o perfil de dispersão crescente Gaussiano. Por outro lado, o perfil constante foi o que apresentou os melhores resultados de Xratio.

6 CONCLUSÕES FINAIS; FUTURAS PROPOSTAS

6.1 *Conclusões Finais*

Através deste trabalho nós apresentamos uma análise analítica, através de um método variacional utilizando-se a formulação da densidade Lagrangeana, e numérico, da propagação e chaveamento de solitons fundamentais através de acopladores ópticos não lineares construídos com fibras óticas com perfis de dispersão (DPF). As soluções analíticas foram obtidas diretamente das equações não lineares de Schrödinger.

Estudamos seis diferentes perfis de dispersão: linear, hiperbólico, exponencial, logaritmo, constante, e Gaussiano.

Foram obtidas as características de transmissão, a energia crítica, o fator de compressão, bem como os níveis de Xtalk e Xratio de solitons de primeira ordem, através de método numérico, cujos resultados ficaram compatíveis com os resultados obtidos através do método analítico.

Estudamos dois tipos de configuração (PA1 e PB1). Notamos, que algumas características técnicas referentes aos perfis de dispersão apresentaram melhores desempenho na configuração PA1 (com perfil de dispersão decrescente), entretanto algumas outras características técnicas apresentaram melhores desempenho na configuração PB1 (com perfil de dispersão crescente).

A inclusão de perda óptica ocasiona um aumento da energia crítica do acoplador, bem como um alargamento dos pulsos chaveados, e uma conseqüente deteriorização das características de comutação.

Para compensar os efeitos associados às perdas óticas nós analisamos as influências dos perfis de dispersão na performance dos acopladores óticos direcionais.

Mostramos, que a escolha do formato apropriado do perfil de dispersão, recupera quase que totalmente o comportamento do chaveamento em relação aos acopladores óticos sem perdas óticas.

Comparando-se ambas as configurações nós concluímos que:

- Os efeitos de “crosstalk” são mais intensos na configuração PB1, do que na configuração PA1.
- Na configuração PA1, para altas energias de bombeamento, surgem efeitos mais intensos no formato dos pulsos chaveados, resultando na compressão destes pulsos.
- Na configuração PB1, para altas energias de bombeamento, surgem alargamento nos pulsos chaveados.
- Os valores de β encontrados, que resultam nas melhores recuperações do comportamento do chaveamento, para a configuração PB1, são menores do que os encontrados para a configuração PA1.
- Os valores de máximos percentuais de diferença da energia comutada transmitida em relação ao acoplador de referência são maiores na configuração PB1 que na configuração PA1.
- Na configuração PA1, o perfil de dispersão decrescente linear mostrou um melhor comportamento em todas as características estudadas.
- O perfil hiperbólico apresentou as melhores características de chaveamento em ambas as configurações.

As tabelas 6.1 e 6.2 mostram as melhores performances com perda de 15dB/km, comparadas ao Acoplador de Referência (AR), referentes ao canal de saída 1, para as configurações PA1 e PB1, respectivamente.

Configuração PA1				
	Perfil de Dispersão	Valor do acoplador com DPF	Valor do Acoplador de Referência (AR)	Observação
Menor β	Constante	1,152	1	
	Hiporbólico	1,697	1	
Máxima diferença de transmissão	Hiperbólico	1,02512	1	
Recuperação da energia crítica	Todos			Todos os perfis recuperaram a energia crítica
Fator de compressão/alargamento	Hiperbólico	≈ 1	≈ 1	O alargamento do pulso para o acoplador sem DPF com perda óptica foi $\approx 0,7$ ($E_{\max} = 2E_c$)
Xtalk	Hiperbólico	\approx aos valores do AR		Perfil que mais se aproximou dos valores do AR, para energia do pulso maior do que a energia crítica do AR.
X Ratio	Hiperbólico	\approx aos valores do AR		Perfil que mais se aproximou dos valores do AR, para energia do pulso maior do que a energia crítica do AR.

Tabela 6.1 Melhores performances com perda de 15 dB/km na configuração PA1.

Configuração PB1				
	Perfil de Dispersão	Valor do acoplador com DPF	Valor do acoplador de referência	Observação
Menor β	Constante	1,152	1	
	Hiporbólico	1,199	1	
Máxima diferença de transmissão	Constante	1,05085	1	
	Hiperbólico	1,07659	1	
Recuperação da energia crítica	Todos			Todos os perfis recuperaram a energia crítica
Fator de compressão/alargamento	Constante	$\approx 0,9$	≈ 1	O alargamento do pulso para o acoplador sem DPF com perda óptica foi $\approx 0,7$ ($E_{\max} = 2E_c$)
	Hiperbólico	$\approx 0,75$	≈ 1	
Xtalk	Constante seguido do Hiperbólico	\approx aos valores do AR		Perfis que mais se aproximaram dos valores do AR, para energia do pulso maior do que a energia crítica do AR.
X Ratio	Constante seguido do Hiperbólico	\approx aos valores do AR		Perfil que mais se aproximou dos valores do AR, para energia do pulso maior do que a energia crítica do AR.

Tabela 6.2 Melhores performances com perda de 15 dB/km na configuração PB1.

Comparando-se as duas tabelas podemos notar que apesar de que a configuração PA1 recupera melhor a performance das características de chaveamento, a configuração PB1 também apresenta uma melhor performance das características de chaveamento, comparando-a ao acoplador sem perfil de dispersão sujeito à perdas ópticas. Baseando-se no conteúdo das tabelas 6.1 e 6.2 concluímos, que a configuração PA1 com perfil de dispersão hiperbólico é a que melhor recupera as características do chaveamento, uma vez que apresenta baixo valor de β , e todos parâmetros estudados (Energia Crítica, Máxima Diferença de Transmissão, Fator de Compressão/Alargamento, Xtalk, e Xratio) são os mais próximos do acoplador ideal (de referência), o qual foi considerado sem perda óptica.

O estudo da comutação de pulsos ópticos do tipo soliton em acopladores não lineares de fibras ópticas com perfis de dispersão, proporciona possibilidades de se conseguir alta eficiência em processamento de sinais totalmente ópticos, inclusive, para comutadores, e transistores óticos.

6.2 Futuras Propostas

- Estudo dos acopladores ópticos com perfil de dispersão aleatoria.
- Estudo dos acopladores ópticos triplos com perfil de dispersão.
- Estudo dos Mach-Zehnder constituídos de acopladores com perfil de dispersão.
- Estudo de dispositivos Add-Drop usando acopladores com perfil de dispersão.

O Interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) é obtido através da conexão de dois acopladores ópticos em série, conforme detalha a figura 6.1.

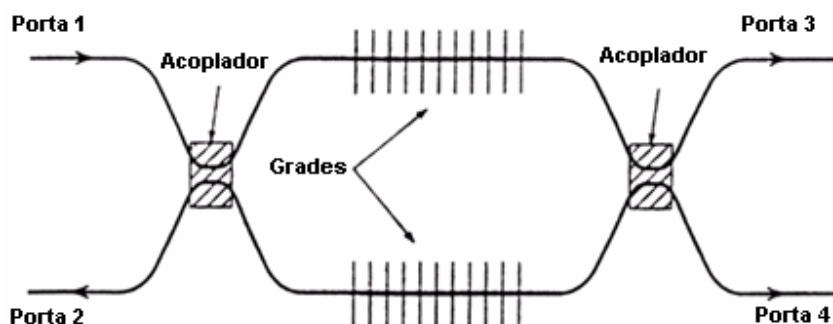


Figura 6.1 Interferômetro de Mach-Zehnder. As grades referentes ao índice de refração possibilitam a multiplexação e demultiplexação de canais WDM (Multiplexados por divisão de comprimento de onda).

O primeiro acoplador divide o sinal de óptico de entrada em dois, os quais adquirem diferentes fases, quando os comprimentos das duas das fibras ópticas são diferentes, antes dos mesmos ingressarem no segundo acoplador. Os efeitos não lineares nos MZIs começaram a ser estudados desde 1987, e continuam a ser estudados, devido ao seu grande interesse.

Os MZIs são utilizados em inúmeras aplicações, sendo que a maioria delas estão baseadas no fato de que um MZI pode produzir grandes alterações nos sinais de saída, através de pequenas variações no índice de refração de um seus braços. Os MZIs fabricados com LiNbO_3 , ou com guias de onda de semicondutores, são utilizados como moduladores em sistemas com altas taxas de transmissão. As fibras ópticas de sílica podem ter seus índices de refração alterados através de processos ópticos, como, por exemplo, através de SPM e XPM, ou através de alterações ambientais, como, por exemplo, a pressão e temperatura.

Uma das aplicações dos MZIs que nos interessam para os próximos estudos é sua utilização em filtros ópticos. Podem ser obtidos vários tipos de filtros add-drop através de MZIs. O mais simples destes filtros ópticos utilizam uma série de acopladores ópticos interconectados, formando uma seqüência de MZIs. Tais dispositivos ópticos são denominados de acopladores ressonantes, uma vez que tais dispositivos são capazes de extrair um dos canais de um sistema WDM, cuja ressonância deste específico canal WDM com determinado comprimento de onda é adquirida neste filtro óptico, de forma que este canal ressonante é encaminhado para uma das portas de saída, enquanto que os demais canais seguem para a outra porta de saída do dispositivo. A performance deste filtro óptico pode ser otimizada através do controle da razão de divisão da potência óptica do sinal de entrada, através dos diversos acopladores ópticos direcionais que formam o filtro óptico. [52]

Conforme mostra a figura 6.1 podemos utilizar a seletividade de comprimento de onda obtida através da grade de Bragg, para fabricarmos filtros add-drop. [53]

Uma destas aplicações utiliza duas grades de Bragg idênticas em cada braço do MZI, conforme detalha a figura 6.1. Observe, que neste caso um canal com comprimento de onda λ_g é afetado pela grade de Bragg, sendo, então, totalmente refletido, e segue para a porta 2. Os demais canais WDM não afetados pela grade de Bragg, e são encaminhados para a porta 4. Este mesmo dispositivo pode ser usado para se inserir um canal com comprimento de onda λ_g , se o sinal com este comprimento de onda for inserido na porta 3 do MZI. A estabilidade do MZI é de vital importância para estas aplicações, sendo que na realidade precisa existir um controle de fase. Estes MZIs são muito importantes para sistemas de comunicação que utilizam WDM.

Nossos futuros trabalhos irão sugerir a utilização de fibras ópticas com perfil de dispersão, a fim de se obter um melhoramento na performance desses dispositivos.

APÊNDICE A - SOLITONS ÓPTICOS

No regime de dispersão anormal (Parâmetro de dispersão $\beta_2 < 0$) a fibra óptica pode suportar solitons óticos, os quais tratam-se de tipos especiais de ondas, que se propagam sobre longas distâncias de forma não distorciva, devido às interações entre os efeitos dispersivos e não lineares.

Os solitons óticos são muito utilizados nos sistemas de comunicações óticas, com o intuito de melhorar a performance destes sistemas.

AA.1 Instabilidade de Modulação

Os sistemas não lineares costumam apresentar instabilidade, que terminam por chegar a uma modulação fixa, em consequência das interações entre os efeitos não lineares e dispersivos.

Apesar deste efeito ser levado em consideração em vários tipos de análises, no caso das fibras óticas, em regime de dispersão anômalo, este fato se manifesta através da quebra de radiações CW (Ondas Contínuas), ou Quasi-CW, as quais se transformam em um trem de pulsos óticos ultracurtos. Na realidade existe um relacionamento entre a instabilidade de modulação e os solitons.

Considerando-se a propagação de uma onda contínua (CW), desprezando-se a perda ótica temos que:

$$i\left(\frac{\partial A}{\partial z}\right) = \left(\frac{1}{2}\right)\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma|A|^2 A \quad (\text{Equação não linear de Schrödinger}). \quad (\text{AA.1})$$

$A(z,T)$ é a amplitude do envelope do pulso, β_2 é o parâmetro de dispersão GVD, e γ é o parâmetro de não linearidade, o qual é responsável pelo SPM.

No caso de radiações CW, A é independente de T no lado de entrada ($z = 0$). Considerando-se, que $A(z,T)$ permanece constante durante a propagação através da fibra ótica, chega-se rapidamente à solução:

$$\tilde{A} = \sqrt{P_0} \exp i\phi_{NL} \quad (\text{AA.2})$$

P_0 = Potência incidente em $z = 0$

$$\Phi_{NL} = \text{Deslocamento de fase} = \gamma P_0 z \quad (\text{AA.3})$$

A equação (AA.2) mostra, que uma radiação ótica CW pode se propagar através da fibra ótica sem se modificar, exceto em relação a aquisição de dependência de deslocamento de fase (e da perda de potência, quando se considera as perdas devido à fibra ótica).

Entretanto, vamos, também, analisar, ao lado da solução “steady-state”, ou seja, a solução de estado de potência constante (equação AA.2), a estabilidade da onda CW, quando sujeita à pequenas perturbações.

Portanto, vamos inserir uma fraca perturbação na equação (AA.2), de tal forma que:

$$A = (\sqrt{P_0} + a) \exp(i\phi_{NL}) \quad (\text{AA.4})$$

Vamos analisar a evolução da fraca perturbação $a(z,T)$. Substituindo-se a equação (AA.4) na equação (AA.1), e linearizando-se em a temos:

$$i \frac{\partial a}{\partial z} = \left(\frac{1}{2}\right) \beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial T^2} - \gamma P_0 (a + a^*) \quad (\text{AA.5})$$

Vamos assumir a solução geral conforme a expressão matemática abaixo,

$$a(z, T) = a_1 (\cos Kz - \Omega T) + ia_2 \text{sen}(Kz - \Omega T) \quad (\text{AA.6})$$

onde K e Ω são, respectivamente, o número da onda, e a freqüência da perturbação. A equação (AA.5) proporciona um conjunto de duas equações homogêneas para a_1 e a_2 . Esse conjunto de equações possui uma solução não trivial, apenas quando K e Ω satisfazem a relação de dispersão:

$$K = \pm \left(\frac{1}{2}\right) \beta_2 |\Omega [\Omega^2 + \text{sgn}(\beta_2) \Omega_c^2]^{1/2} \quad (\text{AA.7})$$

Onde:

$$\Omega_c^2 = \frac{4\gamma P_0}{|\beta_2|} = \frac{4}{|\beta_2| L_{NL}} \quad (\text{AA.8})$$

A relação de dispersão mostra, que o estado de estabilidade (“steady state”) depende de forma crítica, se a luz experimenta regime GVD normal, ou anormal, dentro da fibra ótica. Tratando-se de GVD normal ($\beta_2 > 0$) o “steady state” é estável, quando se considera pequenas perturbações na potência ótica da radiação. Por outro

lado, tratando-se de regime de dispersão anormal ($\beta_2 < 0$), K torna-se imaginário para $\Omega_c < \Omega$, e a perturbação de potência $a(z,T)$ cresce de forma exponencial com z . Esta instabilidade é denominada como instabilidade de modulação, uma vez que este fato ocasiona uma modulação espontânea do “steady state” (estado de potência óptica constante). Este fato, que ocorre em muitos sistemas não lineares são também denominados de instabilidade de auto-pulsação.

AA.2 Espectro de Ganho

A instabilidade de modulação provoca um ganho de espectro. O ganho de potência para determinada frequência (Ω) é calculada através da equação (AA.7), colocando-se o sinal de β_2 negativo, conforme abaixo:

$$g(\Omega) = 2 \operatorname{Im}(K) = |\beta_2 \Omega| (\Omega_c^2 - \Omega^2)^{1/2} \quad (\text{AA.9})$$

$g(\Omega)$ representa o ganho na frequência $\omega_0 + \Omega$, para uma perturbação deslocada de Ω da frequência incidente ω_0 . Quando $|\Omega| \leq \Omega_c$ existe ganho. A figura AA.1 mostra o espectro de ganho para três níveis de potência, considerando-se $\beta_2 = -20 \text{ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 2 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$, referentes a fibras ópticas convencionais para $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$. O ganho é simétrico em relação $\Omega = 0$, sendo, que o mesmo desaparece quando $\Omega = 0$. O ganho é máximo em duas frequências, calculadas de acordo com a seguinte expressão matemática:

$$\Omega_{\max} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (\text{AA.10})$$

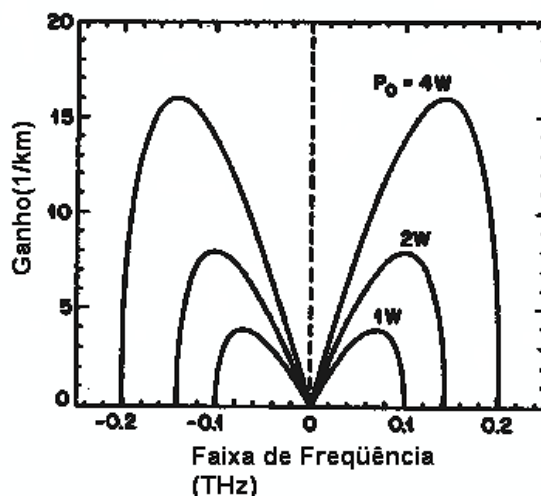


Figura AA.1 Espectro de ganho da instabilidade de modulação para três níveis de potência. Os parâmetros da fibra são $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 2\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$.

O ganho máximo é:

$$g_{\max} = g(\Omega_{\max}) = \frac{1}{2}|\beta_2|\Omega_c^2 = 2\gamma P_0 \quad (\text{AA.11})$$

Observe, que o pico de ganho é independente de β_2 , e cresce linearmente em função da potência incidente. Este ganho é influenciado pela perda na fibra óptica (α), que foi desprezada na expressão acima apresentada. A principal influência da perda óptica na fibra é diminuir o ganho ao longo da fibra óptica, devido à redução da potência óptica. Podemos detalhar a afirmação anterior, substituindo-se Ω_c na equação (AA.9) por $\Omega_c \exp(-\alpha z/2)$. A instabilidade de modulação ocorre, sempre que $\alpha L_{\text{NL}} < 1$, ou seja, que o comprimento não linear seja menor do que o comprimento da perda óptica (α^{-1}).

Os efeitos da dispersão e dos efeitos não lineares de alta ordem, tais como auto-inclinação (“self-steepening”), também podem ser incluídos, utilizando-se a equação completa de Schrödinger (para pulsos com largura menor do que $50\text{fs} = 50 \cdot 10^{-15}\text{ s}$), no lugar da equação simplificada de Schrödinger (para pulsos com largura maiores que 1ps), como ponto de partida. A dispersão de terceira ordem β_3 não afeta o espectro de ganho da instabilidade de modulação.

O principal efeito da auto-inclinação é a redução dos valores de ganho e de faixa de frequências sobre o qual ocorre o ganho, cujos valores foram visualizados na figura acima. A equação (AA.9) proporciona uma estimativa de primeira ordem do ganho

devido à instabilidade de modulação, a qual pode ser aplicada para a maioria dos casos de interesse prático.

A instabilidade de modulação pode ser interpretada como um processo da mistura de quatro ondas, com fase combinada com o SPM. Se uma frequência de prova $w_1 = w_0 + \Omega$ fosse co-propagada com o fluxo CW na frequência w_0 , essa frequência de prova iria experimentar um ganho calculado através da equação (AA.9), sempre que $|\Omega| < |\Omega_c|$. Fisicamente, dois ftons de uma intensa onda de bombeamento na frequência w_0 são convertidos em dois diferentes ftons, um com a frequência w_1 e o outro com frequência igual a $2w_0 - w_1$. Quando a frequência w_1 é inserida juntamente com a frequência da intensa onda de bombeamento, obtemos o que se denomina de “instabilidade de modulação induzida”, a fim de se distingui-lo do caso da emissão apenas da onda de bombeamento.

Mesmo no caso da inserção única da onda de bombeamento, a instabilidade de modulação pode ocasionar a quebra espontânea do fluxo CW em um trem de pulsos periódicos. Os ftons emitidos de forma espontânea, ou devido aos efeitos térmicos são, neste caso, amplificados devido ao ganho proporcionado pela instabilidade de modulação.

Tendo em vista que o maior ganho ocorre para frequências $w_0 + \Omega_{\max}$, onde Ω_{\max} é calculado através da equação (AA.10), essas componentes de frequência são amplificadas pelo valor máximo desse processo. Então, a instabilidade espontânea de modulação ocasiona a criação de dois lóbulos espectrais localizados de forma simétrica em relação a $\pm \Omega_{\max}$ em cada lado da linha central em w_0 . No domínio do tempo o fluxo CW é convertido em um trem de pulsos periódicos, cujo período T_m satisfaz a $T_m = f_{\max}^{-1}$, onde $f_{\max} = \Omega_{\max}/2\pi$.

AA.3 Normalização da Equação Não Linear de Schrödinger

A equação (AA.1) pertence a uma classe especial de equações, que podem ser resolvidas de forma exata, através do método de espalhamento inverso. Para solução

desta referida equação através do método acima mencionado, a equação é normalizada introduzindo-se:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad (\text{AA.12})$$

P_0 = Potência ótica incidente

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{Comprimento de dispersão})$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (\text{Comprimento não linear})$$

T_0 = Largura do pulso incidente

Temos então:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (\text{AA.13})$$

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{AA.14})$$

N é o valor definido para a ordem do soliton. Se $N = 1$ o soliton é denominado de soliton fundamental.

Observe, que na equação acima α foi desprezado. Tratando-se de GVD anômalo temos que $\text{sgn}(\beta_2) = -1$. O parâmetro N pode ser eliminado definindo-se:

$$u = NU = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} A \quad (\text{AA.15})$$

Desta forma a equação (AA.13) fica:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (\text{AA.16})$$

AA.4 Características dos Solitons Óticos

Utilizando-se o método do espalhamento inverso, demonstra-se, que o soliton fundamental, que corresponde ao caso de $N = 1$, pode ser expresso através da equação (AA.17), considerando-se o pulso com forma de secante hiperbólica:

$$u(\xi, \tau) = 2\eta_1 \operatorname{sech}(2\eta_1 \tau) \exp(2i\eta_1^2 \xi) \quad (\text{AA.17})$$

O auto-valor η_1 determina a amplitude do soliton óptico. Escolhendo-se $u(0,0) = 1$, temos que $2\eta_1 = 1$, e a equação acima torna-se:

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp\left(\frac{i\xi}{2}\right) \quad (\text{AA.18})$$

A equação (AA.18) mostra, que se um pulso soliton de formato secante hiperbólica com T_0 e P_0 , escolhidos de forma que resulte em $N=1$ (soliton fundamental), é lançado dentro de uma fibra óptica ideal sem perdas, este pulso se mantém sem distorções, propagando-se através de longas distâncias dentro da fibra óptica, o que nos faz afirmar, que este tipo de pulso é muito atrativo para sistemas ópticos de comunicações.

O valor do pico de potência requerido para suportar soliton fundamental (P_1) é obtida através da equação (AA.14), sendo:

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \cong \frac{3,11|\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2}, \quad (\text{AA.19})$$

onde T_{FWHM} (Largura temporal medido na metade da intensidade do pico de potência) $\approx 1,76T_0$, levando-se em consideração o formato do pulso acima referido.

Para valores típicos de γ e β_2 referentes a fibras ópticas de sílica, aplicando-se pulsos com comprimento de onda de $1,55\mu\text{m}$, o valor de P_1 fica em torno de 5W , para $T_0 = 1\text{ps}$, porém esse valor é reduzido para 50mW para $T_0 = 10\text{ps}$, devido à dependência em relação a T_0^2 .

Utilizando-se fibras ópticas com dispersão deslocada, nas quais $\beta_2 \approx -1\text{ps}^2/\text{km}$, este valor cai de forma significativa, o que significa dizer, que um soliton fundamental pode ser inserido em fibras ópticas com o nível de potência apropriado de LASERs semicondutores.

Existem inúmeros tipos de solitons. Um tipo especial é (para $\xi = 0$):

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \quad (\text{AA.20})$$

$N =$ Ordem do soliton é um número inteiro

No caso de propagação do tipo adiabática os solitons podem manter seu formato de secante hiperbólica, mesmo com alterações na largura e amplitude do pulso. Neste caso a expressão geral dos solitons é obtida através da equação AA.18.

A propagação dos solitons de alta ordem também está relacionada com a equação (AA.14), ou seja, para a conservação da ordem é necessário que T_0 aumente, quando a potência do pulso diminui. O pico de potência necessário para se obter solitons de ordem N é N^2 vezes maior do que a necessária para se obter o soliton fundamental. Para um soliton de segunda ordem, através do método de espalhamento inverso, adotando-se o auto-valor $\eta_1 = 3/2$, e o auto-valor $\eta_2 = 3/2$, a equação geral do mesmo é:

$$u(\xi, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3\exp(4i\xi)\cosh(\tau)]\exp\left(\frac{i\xi}{2}\right)}{\cosh(4\tau) + 4\cosh(2\tau) + 3\cos(4\xi)} \quad (\text{AA.21})$$

Uma interessante propriedade desta solução é que $|u(\xi, \tau)|^2$ é periódico, com período $\xi_0 = \pi/2$. Esta propriedade é válida para todos os solitons de alta ordem. Utilizando-se a definição de $\xi = z/L_D$, o período de um soliton (z_0) é:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2|\beta_2|} = 0,322 \frac{\pi T_{FWHM}^2}{2|\beta_2|} \quad (\text{AA.22})$$

As figuras AA.2 e AA.3 mostram a evolução periódica de um soliton de terceira ordem. Quando o pulso se propaga dentro da fibra óptica primeiramente ele se contrai para um valor igual a uma fração de T_0 , para depois se dividir em dois pulsos distintos em uma distância igual a $0,5z_0$. Finalmente o pulso é recomposto no final do período do soliton (z_0).

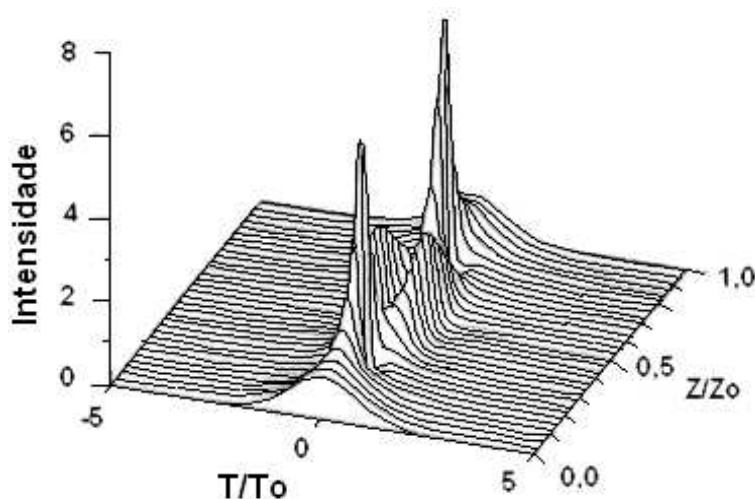


Figura AA.2 Evolução temporal sobre um período do soliton de terceira ordem.

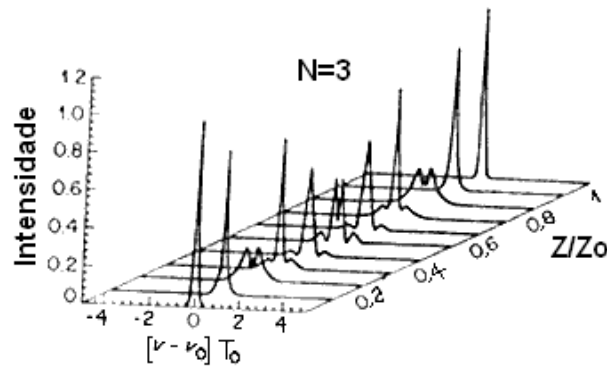


Figura AA.3 Evolução espectral sobre um período do soliton de terceira ordem.

AA.5 Consideração das Perdas Ópticas em Fibras Ópticas

A perda de potência ótica de um soliton ao se propagar através da fibra ótica acontece de forma exponencial ($P = P_0 \cdot \exp(-\alpha \cdot L)$). Então, para manter a ordem do soliton, conclui-se, que a largura do pulso soliton fundamental também deve aumentar em função da distância de propagação z . Este fato é minimizado pela interação entre os efeitos dispersivos e não lineares. Para incluir o efeito acima referido é acrescentado o termo de perda ótica na equação não linear de Schrödinger normalizada (AA.16), a qual pode ser escrita da seguinte forma:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -i\Gamma u \quad (\text{AA.23})$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2} L_D = \frac{\alpha T_0^2}{2 |\beta_2|^2} \quad (\text{AA.24})$$

α = Constante de atenuação

$u(\xi, \tau)$ é amplitude normalizada

A equação (AA.23) pode ser resolvida utilizando-se o método do espalhamento inverso, se considerarmos Γ como uma fraca perturbação [23]. Para um pulso de entrada da forma $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ a solução aproximada de primeira ordem em Γ [24] é:

$$u(\xi, \tau) = u_1 \text{sech}(u_1 \tau) \exp(i\sigma), \text{ onde} \quad (\text{AA.25})$$

$$u_1 = \exp(-2\Gamma \xi) \quad (\text{AA.26})$$

$$\sigma = \frac{1}{8\Gamma} [1 - \exp(-4\Gamma\xi)] \quad (\text{AA.27})$$

Substituindo-se $u_1\tau$ por T/T_1 , sendo $\tau = T/T_0$, a largura do pulso T_1 ao longo da fibra ótica é dada por:

$$T_1 = T_0 \exp(2\tau\xi) = T_0 \exp(\alpha z) \quad (\text{AA.29})$$

O aumento exponencial da largura do soliton fundamental em função de z não continua de forma arbitrária para longas distâncias. Soluções numéricas da equação (AA.23) mostram [25], que as soluções para a equação relativa a fracas perturbações acontecem de forma precisa para $\alpha.z \ll 1$.

A figura AA.4 mostra o fator de alargamento do pulso óptico (T_1/T_0) em função da distância de propagação, quando o soliton fundamental é emitido dentro da fibra ótica com perda óptica dada por $\Gamma = 0,035$. As soluções para perturbações fracas são aceitas até valores $\Gamma.\xi \approx 0,7$. Para $\xi \gg 1$ (regime assimpótico) a largura do pulso cresce linearmente com uma taxa menor do que o crescimento observado em um meio linear [26]. Os solitons de ordem superior possuem comportamento similar ao regime assintótico [25]. Entretanto, neste caso a largura dos pulsos oscila algumas poucas vezes, antes de serem alargados de forma contínua. Isto se deve à natureza periódica do padrão de evolução dos solitons de alta ordem.

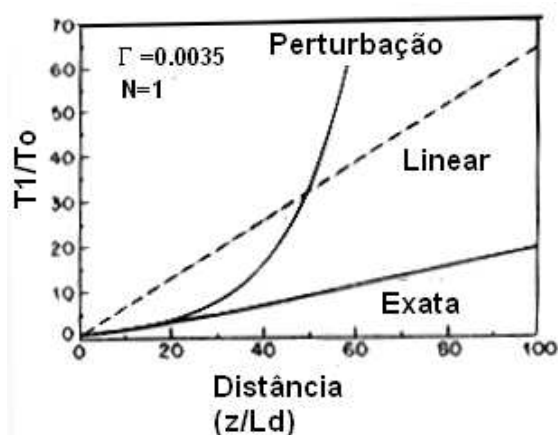


Figura AA.4 Variação da largura do pulso óptico com a distância em fibras com perda de potência óptica, para o soliton fundamental. A curva tracejada mostra o comportamento esperado na ausência de efeitos não lineares.

AA.6 Comprimindo, Amplificando, e Simultaneamente, Compensando os Efeitos da Dispersão em Sistemas Ópticos

A idéia da compressão de pulsos ópticos está baseada de forma similar ao processo que ocorre na compressão de pulsos com frequência na região de microondas, os quais atravessam uma linha de atraso dispersiva, para serem comprimidos.

A propagação de pulsos ópticos com “chirp” (modulação sofrendo perturbação) através de uma fibra óptica dispersiva linear, impõe um “chirp” dispersivo induzido na direção oposta ao “chirp” devido ao GVD. Estes dois “chirps” tendem a se cancelar mutuamente, resultando um pulso óptico de saída com duração menor do que o pulso de entrada na fibra óptica. Tendo em vista que o “chirp” imposto pela GVD é linear, o pulso de entrada deve possuir “chirp”, a fim de se obter uma máxima compressão. Além disto, o cancelamento total do “chirp” ocorre apenas para uma distância específica. No domínio do tempo, o processo de compressão pode ser visualizado da seguinte forma:

“Diferentes componentes de frequência do pulso se propagam em diferentes velocidades, na presença de GVD. Se a banda superior de componentes de frequências do pulso sofrer atraso de determinados valores, que possibilitem a chegada dos mesmos em tempos idênticos aos das componentes de frequência da banda inferior de componentes de frequências do pulso, o mesmo estará comprimido saída. Para pulsos com “chirp” positivo (frequências das componentes aumentam no sentido da banda inferior), é necessário GVD anômala, a fim de diminuir a velocidade das componentes de frequências da banda superior, deslocadas para a banda inferior (“red-shifted”). Por outro lado, para pulsos com “chirp” negativo (frequências das componentes aumentam no sentido da banda superior), é necessário GVD normal, a fim de diminuir a velocidade das componentes de frequências da banda inferior, deslocadas para a banda superior (“blue-shifted”).

A compressão de pulsos ópticos pode utilizar tanto a GVD anômala, quanto a GVD normal, dependendo, se o pulso óptico possui “chirp” positivo, ou negativo, respectivamente.

Os compressores de pulsos ópticos baseados em efeitos não lineares em fibras ópticas podem ser classificados em duas grandes categorias, sendo denominados de “compressores de fibra de grade” e “compressores de efeito soliton”.

No compressor de fibra de grade o pulso é propagado no regime de dispersão normal da fibra óptica, e então, é comprimido utilizando-se um par de grade. A função da fibra de grade é impor um “chirp” positivo aproximadamente linear ao pulso óptico, através de um efeito combinado de SPM e GVD [31]. O par de grade proporciona a GVD anômala necessária para a compressão de pulsos ópticos com “chirp” positivo [32].

O compressor de efeito soliton, ao contrário, é constituído por apenas uma fibra óptica, cujo comprimento é escolhido de forma apropriada. O pulso óptico se propaga em regime de dispersão anômalo da fibra óptica, sendo, então, comprimido através de uma interação entre os efeitos de SPM e GVD. A compressão ocorre devido a uma fase de compressão inicial, a qual ocorre em todos os solitons de alta ordem, antes dos mesmos retornarem ao seu formato inicial, após o período do soliton. O fator de compressão depende do pico de potência do pulso óptico, o qual determina a ordem do soliton. Estes dois tipos de compressores são complementares, e geralmente, atuam em diferentes regiões do espectro óptico, em relação ao comprimento de onda com dispersão zero, que em fibras ópticas normais é de $1,3\mu\text{m}$. Os compressores de par de grade são utilizados para compressão de pulsos ópticos na faixa de $1,3$ a $1,6\mu\text{m}$. A região em torno de $1,3\mu\text{m}$ oferece condições especiais, pois nesta faixa podem ser utilizados os dois tipos de compressores, utilizando-se fibras ópticas com dispersão deslocada. Uma combinação dos dois tipos de compressores resultou em fator de compressão de 5000, em torno de $1,3\mu\text{m}$ [33].

Um outro processo que está sendo utilizado é baseado na amplificação de pulso óptico, sob determinadas condições, o qual pode ocasionar “chirp” adicional ao pulso, de tal forma que este pulso pode ser comprimido, se ele for propagado, após a sua amplificação, através de uma fibra óptica a qual possua dispersão de velocidade de grupo (GVD) apropriada.

Um amplificador laser semiconductor pode ser utilizado para este fim. Quando pulsos ópticos com duração de alguns picosegundos são amplificados através destes

amplificadores, a saturação do ganho proporciona modificações não lineares no índice de refração do meio semiconductor. Desta forma a amplificação do pulso óptico ocasiona “chirp” de frequência no pulso amplificado, através de um processo SPM (Auto-Modulação de Fase). Este “chirp” produz um incremento na frequência com o tempo, sobre uma grande parte do pulso óptico (de forma análoga ao que ocorre com o “chirp” induzido em fibras ópticas devido ao efeito SPM). O resultado do acima exposto é que o pulso óptico amplificado pode ser comprimido, se o mesmo for encaminhado para uma fibra óptica com GVD anômala ($\beta_2 < 0$). O mecanismo de compressão é similar ao esquema de compressão do soliton, com a diferença que o “chirp” induzido pela SPM é produzido pelo amplificador, ao invés da fibra óptica.

A principal vantagem desta técnica se baseia no fato de que pulsos com baixo nível de energia, os quais não podem ser comprimidos diretamente na fibra óptica, por não possuírem pico de potência que possibilitem se obter a ordem do soliton fundamental ($N = 1$), podem ser amplificados e comprimidos de forma simultânea quando se utiliza um amplificador seguido pelo tipo correto de fibra óptica.

A compressão de pulsos ópticos foi observado em uma experiência, na qual pulsos ópticos de comprimento de onda igual a $1,52\mu\text{m}$ com duração de 40ps emitidos através de laser semiconductor “mode-locked”, foram primeiramente amplificados através de um amplificador laser semiconductor, e após sua amplificação, propagados 18km através de uma fibra óptica possuindo $\beta_2 = -18\text{ps}^2/\text{km}$. O fator de compressão ficou apenas em torno de 2, devido ao relativamente baixo nível de energia do pulso (aproximadamente 0,1pJ). Medições do formato do pulso através de uma camera de medição ficaram em boa concordância a previsão teórica [34].

Esta técnica pode ser utilizada para compensação simultânea da perda e da dispersão em sistemas de comunicações ópticos. Na demonstração do conceito básico [35] um sinal de 16Gbps foi transmitido através de 70km de fibra óptica convencional, a qual possuía um grande coeficiente de dispersão, utilizando-se um amplificador laser “in-line”. Na ausência do “chirp” induzido pelo amplificador este sinal não pode ser transmitido através de mais de 15km, sem sofrer um excessivo alargamento dos pulsos.

O mecanismo de compressão é análogo ao que ocorre com solitons de alta ordem, ocorrendo apenas com GVD anômala. A amplificação de pulso óptico forma um soliton

fundamental, quando o pulso recebe suficiente pico de potência. Através de um incremento na energia do pulso seu pico de potência proporciona uma ordem de soliton maior que 1 ($N > 1$).

A ordem do soliton pode ser mantida durante sua propagação através da fibra óptica, se a duração do pulso (largura do pulso) decrescer na sua amplificação. Desta forma este pulso amplificado é comprimido enquanto o processo de amplificação permanece adiabático. Entretanto, o processo de compressão é bloqueado, devido à finita banda passante associada aos amplificadores de pulsos ópticos acima comentado. A compressão de pulsos com largura na ordem de femtosegundos ($1\text{fs} = 10^{-15}\text{s}$) em amplificadores de fibras ópticas dopadas com erbium, foi observada experimentalmente. Em uma destas experiências [36] um pulso com duração de 240fs foi comprimido com um fator de compressão em torno de 4. Em outra experiência um pulso com duração de 124fs emitido através de laser de fibra óptica “mode-locked” foi comprimido para uma largura de 50fs, utilizando-se um amplificador de fibra óptica com 6m de comprimento [37].

APÊNDICE B - ANÁLISE TEÓRICA DE ACOPLADORES DUPLOS NÃO LINEARES DE FIBRAS ÓPTICAS SEM, E COM PERFIS DE DISPERSÃO (DPF)

AB.1 Método Variacional baseado na Formulação da Densidade de Lagrange para Acopladores sem Perfil de Dispersão

Podemos estudar o chaveamento de solitons em acopladores duplos constituídos de fibras ópticas através do método variacional baseado na formulação da densidade de Lagrange. Já vimos anteriormente, que as equações não lineares de Schrödinger podem ser escritas da seguinte forma:

$$i \frac{dA_1}{dz} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (\text{AB.1})$$

$$i \frac{dA_2}{dz} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (\text{AB.2})$$

onde C é a constante de acoplamento, β_2 é a dispersão de velocidade de grupo, a qual consideramos com valor negativo (regime anômalo), γ é o parâmetro de não linearidade, T é o período normalizado, T_0 é a largura de pulso, e A_1 e A_2 são as amplitudes de campo nos núcleos 1, e 2, respectivamente. Para se fazer uma análise analítica do chaveamento óptico é recomendado, que se normalize as equações AB.1, e AB.2 da seguinte forma:

$$i \frac{du_1}{d\xi} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + \kappa u_2 = 0 \quad (\text{AB.3})$$

$$i \frac{du_2}{d\xi} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + \kappa u_1 = 0, \quad (\text{AB.4})$$

lembrando, que $\tau = \frac{T}{T_0}$, $\xi = \frac{z}{L_D} = \frac{|\beta_2|}{T_0^2} \cdot z$, onde L_D é o comprimento de dispersão

($L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}$), $\kappa = \frac{\pi L_D}{2 L_C}$, e L_C é o comprimento de acoplamento linear necessário para a ocorrência de uma transferência total de energia de um núcleo para outro (detalhes mais a frente).

Admite-se, que o soliton é solução das equações (AB.3) e (AB.4), onde

$$u_1(\xi, \tau) = \frac{A_1(\xi, \tau)}{N\sqrt{P_0}} \quad (\text{AB.5})$$

$$u_2(\xi, \tau) = \frac{A_2(\xi, \tau)}{N\sqrt{P_0}} \quad (\text{AB.6})$$

sendo N a ordem do soliton (Apêndice A).

A Lagrangeana capaz de representar as equações AB.3 e AB.4 pode ser escrita da seguinte forma:

$$L = \int_{-\infty}^{\infty} L' d\tau \quad (\text{AB.7})$$

Em que L' é a densidade Lagrangeana, a qual é representada através da seguinte expressão matemática:

$$L' = L_1 + L_2 + \kappa(u_2^* u_1 + u_2 u_1^*) \quad (\text{AB.8})$$

onde L_i é dado por:

$$L_i = \frac{i}{2} \left(u_i^* \frac{\partial u_i}{\partial \xi} - u_i \frac{\partial u_i^*}{\partial \xi} \right) - \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u_i}{\partial \tau} \right|^2 + \frac{1}{2} |u_i|^4 \quad (\text{AB.9})$$

Os asteriscos representam o complexo conjugado. Podemos obter as equações (3.3) e (3.4) para $i=1$ e 2 , a partir da equação correspondente ao princípio variacional.

$$\frac{\partial L}{\partial u_i^*} = \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\partial L}{\partial \left[\frac{\partial u_i^*}{\partial \xi} \right]} + \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial L}{\partial \left[\frac{\partial u_i^*}{\partial \tau} \right]} - \frac{\partial L}{\partial u_i^*} = 0 \quad (\text{AB.10})$$

Assumimos como solução para os pulsos solitons $u_1(\xi, \tau)$ e $u_2(\xi, \tau)$, em forma de secante hiperbolica, as seguintes expressões matemáticas:

$$u_1(\xi, \tau) = a\sqrt{r} \sec h(r\tau) \cos(\theta(\xi)) \exp(i\phi + i\psi(\xi) + iq\tau^2) \quad (\text{AB.11})$$

$$u_2(\xi, \tau) = a\sqrt{r} \operatorname{sech}(r\tau) \operatorname{sen}(\theta(\xi)) \exp(i\varphi + i\psi(\xi) + iq\tau^2) \quad (\text{AB.12})$$

onde $\theta(\xi)$ é o ângulo de acoplamento, o qual determina a transferência de potência entre os dois núcleos, em função de ξ , $\psi(\xi)$ é a fase relativa (diferença de fase entre os modos), e q um parâmetro do “chirp” (desvio de modulação da fonte óptica).

Substituindo-se a equação (AB.11) na equação (AB.7), e variando-se o resultado com os parâmetros θ e ψ chegamos às seguintes conclusões:

- a e r são constantes de movimento, sendo a^2 a energia total dos solitons.
- Os parâmetros q e φ não influenciam os outros parâmetros.

Esse tipo de solução, que envolve $\operatorname{sen}(\theta)$ e $\operatorname{cos}(\theta)$ é bastante compatível com os métodos numéricos. A figura AB.1 mostra a comparação dos resultados obtidos numericamente através das equações AB.11 e AB.12, onde T_i na fibra i é a transmissão definida em termos de energia em relação à fibra 1, dada por:

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_i(\xi, \tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0, \tau)|^2 d\tau} \quad (\text{AB.13})$$

onde u_i representa a amplitude de campo do pulso óptico nas portas de saída 1, ou 2.

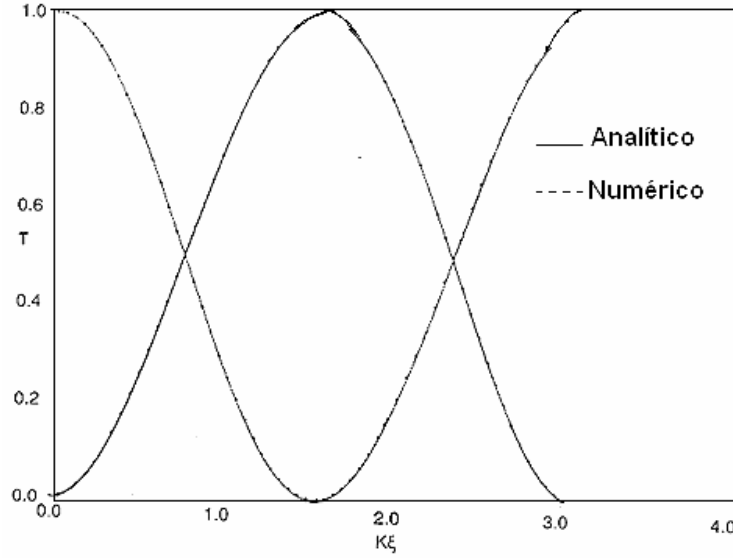


Figura AB.1 Comparação da transmissão de soliton fundamental ($N = 1$) da energia $P1(0) = 1,83$, em função da distância propagada, obtida através de uma simulação numérica (curva pontilhada), com a solução analítica aproximada curva contínua).

Observe, através da figura AB.1, que essas soluções são compatíveis, e adequadas para o caso do acoplador duplo.

Substituindo-se as equações AB.11 e AB.12 na equação AB.7, e variando-se o resultado com os parâmetros θ e ψ , esperamos encontrar uma dinâmica não trivial para o ângulo de acoplamento $\theta(\xi)$, e para a fase relativa $\psi(\xi)$. A Lagrangeana obtida de acordo com a manipulação matemática acima referida é:

$$L = -2a^2 \cos[2\theta(\xi)] \partial \frac{\psi(\xi)}{\partial \psi} - \frac{1}{3} a^4 r \text{sen}^2[2\theta(\xi)] + 2a^2 \kappa \text{sen}[2\theta(\xi)] \cos[2\psi(\xi)] + a^2 r \left(\frac{1}{3} + 2a^2 \right) \quad \text{AB.14}$$

sendo a Lagrangeana reduzida obtida por:

$$L = -2a^2 \cos[2\theta(\xi)] \partial \frac{\psi(\xi)}{\partial \psi} - \frac{1}{3} a^4 r \text{sen}^2[2\theta(\xi)] + 2a^2 \kappa \text{sen}[2\theta(\xi)] \cos[2\psi(\xi)] \quad \text{(AB.15)}$$

Aplicando-se a Lagrangeana nas equações de Euler-Lagrange para a variável $\psi(\xi)$ e $\theta(\xi)$, e variando-se em relação a $\psi(\xi)$, obtemos o seguinte resultado:

$$\text{sen} \left\{ [2\theta(\xi)] \frac{\partial \theta(\xi)}{\partial \xi} + \kappa \text{sen}[2\psi(\xi)] \right\} = 0 \quad \text{(AB.16)}$$

e concluímos, que:

$$\text{sen}(2\theta) = 0 \quad (\text{AB.17})$$

ou

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -K \text{sen} 2\psi \quad (\text{AB.18})$$

Variando agora a equação AB.15 em relação a $\theta(\xi)$, obtemos:

$$\text{sen}[2\theta(\xi)] \frac{d\psi(\xi)}{d\xi} = \frac{1}{3} a^2 r \text{sen}[2\theta(\xi)] \cos[2\theta(\xi)] - \kappa \cos[2\theta(\xi)] \cos 2[\psi(\xi)] \quad (\text{AB.19})$$

A partir da Lagrangeana, podemos obter o Hamiltoniano do sistema, de acordo com a equação abaixo:

$$H = \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \frac{\partial L}{\partial \left(\frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right)} + \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \frac{\partial L}{\partial \left(\frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)} - L \quad (\text{AB.20})$$

Assim, obtemos:

$$H = \frac{1}{6} a^4 r \text{sen}^2[2\theta(\xi)] - \kappa a^2 \text{sen}[2\theta(\xi)] \cos[2\psi(\xi)] \quad (\text{AB.21})$$

O Hamiltoniano determina a dinâmica dos solitons no plano (θ, ψ) .

AB.2 Chaveamento de Solitons em Acopladores duplos sem Perfil de Dispersão

Estamos interessados no acoplamento e chaveamento de solitons em acopladores ópticos não lineares. Vamos, inicialmente, considerar a introdução de um pulso soliton somente no canal 1. Para satisfazer esta condição $\theta(0) = 0$ nas equações 3.11, e 3.12. Logo, obtemos que a Hamiltoniana $H = 0$, permanecerá constante ao longo de ψ . De acordo com o Hamiltoniano, existem duas alternativas que satisfazem à condição inicial:

$$\text{sen}[2\theta(\xi)] = 0 \quad (\text{AB.22})$$

$$\cos[2\psi(\xi)] = \frac{a^2 r}{6\kappa} \text{sen}[2\theta(\xi)] \quad (\text{AB.23})$$

A primeira alternativa pode ser desprezada, pois trata-se de uma solução trivial, e não permite o estudo do chaveamento. Isto está relacionado com o fato de que o

ângulo $\theta(\xi)$ permanece constante com a evolução do pulso. A segunda alternativa é de total interesse, uma vez que fornece uma relação entre a fase relativa $\psi(\xi)$ e o ângulo de acoplamento $\theta(\xi)$. A partir das equações AB.18 e AB.23 temos:

$$\frac{d\theta(\xi)}{d\xi} = -\kappa \left\{ 1 - t \operatorname{sen}^2 [2\theta(\xi)] \right\}^{1/2} \quad (\text{AB.33})$$

$$t = \left(\frac{a^2 r}{6\kappa} \right)^2 \quad (\text{AB.34})$$

Integrando-se 3.33 de zero a θ' obtemos:

$$\int_0^{\theta'} \frac{d\theta(\xi)}{1 - t \operatorname{sen}^2 [2\theta(\xi)]^{1/2}} = -\kappa \xi \quad (\text{AB.35})$$

Esta integral é do tipo elíptica, apresentando diferentes comportamentos para cada valor de t . A solução da equação 3.35 em termos de funções elípticas é dada por:

$$\operatorname{sen}[2\theta(\xi)] = \operatorname{sn}(2\kappa\xi | t), \text{ para } t \leq 1. \quad (\text{AB.36})$$

$$\operatorname{sen}[2\theta(\xi)] = \frac{1}{\sqrt{t}} \operatorname{sn}(2\kappa\sqrt{t}\xi | 1/t), \text{ para } t \geq 1. \quad (\text{AB.37})$$

As equações AB.36 e AB.37 determinam o comportamento do soliton que se propaga dentro de um acoplador duplo não linear. A solução da integral AB.35 quando $t = 1$ é da forma:

$$\operatorname{sen}[2\theta(\xi)] = -\tanh(2\kappa\xi) \quad (\text{AB.38})$$

Observe, que em $t = 1$, temos um ponto crítico. Com isto, definimos a potência crítica como:

$$P_{th} = \left(\frac{a^2 r}{\kappa} \right)_{th} = 6 \quad (\text{AB.39})$$

AB.3 Chaveamento de Solitons em Acopladores duplos com Perfil de Dispersão

Nós utilizamos o método desenvolvido por Anderson e outros participantes, o qual é baseado nas equações Lagrangeanas, para um número finito de graus de liberdade, a fim de analisar o chaveamento de soliton em acopladores ópticos constituídos de fibras

DDF [43-46]. Esse método nos possibilitou a conversão das equações não lineares de Schrödinger (NLSEs), em um problema variacional, com as correspondentes equações de Lagrange, e desta forma conseguimos obter as características de chaveamento nos acopladores ópticos DDF.

Para um acoplador DDF assumimos como solução os pulsos $u_1(\xi, \tau)$ e $u_2(\xi, \tau)$ nas seguintes expressões:

$$u_1(\xi, \tau) = \frac{A}{\sqrt{p(\xi)}} \sec h\left(\frac{A\tau}{p(\xi)}\right) \cos \theta \exp(j\varphi + j\psi) \quad (\text{AB.40})$$

$$u_2(\xi, \tau) = \frac{A}{\sqrt{p(\xi)}} \sec h\left(\frac{A\tau}{p(\xi)}\right) \text{sen} \theta \exp(j\varphi - j\psi) \quad (\text{AB.41})$$

onde $\theta(\xi)$ é o ângulo de acoplamento, o qual fornece o acoplamento de potência entre os núcleos, e $\psi(\xi)$ é a fase relativa. Para essas funções triviais, A é uma constante de deslocamento. O parâmetro φ não influencia nos outros parâmetros.

A nossa escolha das soluções iniciais, equação (AB.40) e (AB.41), está associada ao fato de que o valor da energia total não depende de $\theta(\xi)$, ou seja, a energia se conserva durante a propagação no acoplador. Portanto, a principal razão da escolha das equações (AB.40), e (AB.41) como soluções iniciais está associada ao fato de que o valor da intensidade total dos solitons ($|u_1|^2 + |u_2|^2$) não possui dependência em relação a $\theta(\xi)$.

Substituindo as soluções iniciais na Lagrangeana obtemos:

$$L = -2A \cos 2\theta \frac{\partial \psi}{\partial \xi} - \frac{A^3}{3p} \text{sen}^2 2\theta + 2A \kappa \text{sen} 2\theta \cos 2\psi \quad (\text{AB.42})$$

Se variamos a Lagrangeana com relação a $\psi(\xi)$ de acordo com a expressão 3.56, teremos duas soluções:

$$\text{sen}(2\theta) = 0 \quad (\text{AB.43})$$

ou

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -\kappa \text{sen} 2\psi \quad (\text{AB.44})$$

A partir da Lagrangeana, podemos obter o Hamiltoniano do acoplador:

$$H = -\frac{A^3}{3p} \text{sen}^2 2\theta + 2A\kappa \text{sen}(2\theta) \cos(2\psi) \quad (\text{AB.45})$$

Consideramos, que existe pulso óptico somente no guia 1 em $\xi = 0$, ou seja, $\theta(0) = 0$. Aplicando este resultado na Hamiltoniana, obtemos que $H(0) = 0$. Como a Hamiltoniana deve se conservar durante toda a trajetória, temos que $H(\xi) = 0$. Sendo assim, temos duas soluções para equação AB.45: a primeira é que $\text{sen}(2\theta) = 0$ ao longo de toda a trajetória; a segunda é que

$$\cos 2\psi = \frac{A^2}{6\kappa p} \text{sen} 2\theta \quad (\text{AB.46})$$

A equação (AB.46) é uma solução mais atraente porque nos dá uma relação entre os parâmetros θ e ψ , onde θ está associado à transferência de potência entre os núcleos 1 e 2 ao longo da trajetória.

Levando-se em consideração as equações AB.44 e AB.46 obtemos:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = -K \sqrt{1 - \left(\frac{A^2}{6\kappa p(\xi)} \right)^2 \text{sen}^2(2\theta)} \quad (\text{AB.47})$$

Depois de algumas manipulações matemáticas temos:

$$\int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{A^2}{6\kappa p(\xi)} \right)^2 \text{sen}^2[2\theta]}} = - \int_0^{\frac{L_c}{L_p}} \kappa d\xi \quad (\text{AB.48})$$

Observe, que para $z = L_c$, $\xi = L_c/L_D$.

AB.4 Obtenção da Energia Crítica; Características de Transmissão

A energia crítica (E_c) é definida como sendo a energia do pulso incidente, que transfere 50% da sua energia para cada uma das duas portas de saída do acoplador direcional. Acima da energia crítica a maior parte da energia do pulso incidente é transferida para a porta 1, admitindo-se, que o pulso de entrada foi inserido na porta 1. Podemos obter a potência crítica para o acoplador referência através de

$$P_c = \frac{A^2}{\kappa} = 6 [41,42].$$

Observe, por outro lado, que a equação (AB.48) não é facilmente resolvida, devido à presença do perfil $p(\xi)$ na integral. Vamos, então, calcular a energia crítica de um acoplador DDF, em relação ao acoplador de referência, o qual trata-se de um acoplador sem perfil de dispersão ($p = 1$), e sem perdas ópticas. O pico de potência na fibra 1, para o acoplador com perfil, pode ser calculada através de (AB.40) da seguinte forma:

$$P_{DDF} = A^2 \int_0^{\frac{L_C}{L_D}} \frac{\cos^2(\alpha_1 \xi)}{p(\xi)} d\xi \quad (\text{AB.49})$$

L_C é o comprimento do acoplador (comprimento de acoplamento)

L_D é o comprimento de dispersão

α_1 é o ângulo de acoplamento.

A energia crítica é:

$$\frac{\cos^2\left(\alpha_1 \frac{L_C}{L_D}\right)}{p\left(\frac{L_C}{L_D}\right)} = \frac{1}{2} \quad (\text{AB.50})$$

O valor obtido para α_1 é:

$$\alpha_1 = \frac{L_D}{L_C} \cos^{-1} \sqrt{\frac{p\left(\frac{L_C}{L_D}\right)}{2}} \quad (\text{AB.51})$$

Para o acoplador referência a potência na saída do canal 1 é dada por:

$$P = A_0^2 \int_0^{\frac{L_C}{L_D}} \cos^2(\alpha_0 \xi) d\xi \quad (\text{AB.52})$$

onde A_0 é a amplitude do campo no acoplador referência. Neste caso, α_0 é dado por:

$$\alpha_0 = \frac{L_D}{L_C} \cos^{-1} \left(\sqrt{\frac{1}{2}} \right) \quad (\text{AB.53})$$

Desprezando-se as perdas ópticas temos que $P_{DDF} = P$, e obtemos a partir das equações (AB.49) e (AB.52), que:

$$\frac{A_0^2}{A^2} = \frac{\int_0^{\frac{L_c}{L_p}} \frac{\cos^2(\alpha_1 \xi)}{p(\xi)} d\xi}{\int_0^{\frac{L_c}{L_p}} \cos^2(\alpha_0 \xi) d\xi} = F \quad (\text{AB.54})$$

Para cada perfil temos valores diferentes para $p(\xi)$ e α_1 e conseqüentemente para a função F . Podemos, agora, calcular a energia crítica para os acopladores DDF, e de referência. A partir da equação (AB.40) temos, que a energia crítica para o acoplador DDF é $E_c = 2A$, para o acoplador com perfil e $E_o = 2A_o$, para o acoplador de referência ($p = 1$). Assim, levando-se em consideração a equação (3.68) podemos concluir que:

$$\frac{E}{E_o} = \frac{A}{A_o} = \frac{1}{\sqrt{F}}; \quad A_o = A\sqrt{F} \quad (\text{AB.55})$$

Resolvendo-se a equação (AB.55), levando-se em consideração a equação (AB.54), obteremos, para todos os perfis de dispersão, a energia crítica de cada acoplador DDF em comparação ao caso sem perfil.

Para podermos obter a característica de transmissão para cada acoplador, podemos comparar a equação (3.62), para acoplador DDF, com o acoplador de referência:

$$\int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{A^2}{6\kappa p(\xi)} \right)^2 \text{sen}^2[2\theta]}} = \int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{A_o^2}{6\kappa} \right)^2 \text{sen}^2[2\theta]}} = - \int_0^{\frac{L_c}{L_p}} \kappa d\xi \quad (\text{AB.56})$$

e podemos chegar a conclusão de que:

$$\int_0^{\theta} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \left(\frac{A^2 F}{6\kappa} \right)^2 \text{sen}^2[2\theta]}} = - \int_0^{\frac{L_c}{L_p}} \kappa d\xi \quad (\text{AB.57})$$

A equação (AB.57) é facilmente resolvida (assumindo-se um comprimento fixo para o acoplador não linear, ou seja $\kappa \xi = \text{constante}$), usando-se o método de Range-Kutta de quarta ordem. Desta forma podemos calcular as características de transmissão para o acoplador. De acordo com as equações (AB.57) e (AB.54) obtemos, que as características de transmissão dos acopladores são:

$$T_1 = \cos^2 \theta \quad (\text{AB.58})$$

$$T_2 = \sin^2 \theta \quad (\text{AB.59})$$

TRABALHOS PUBLICADOS

- Wirth Lima Jr., “et al”, *Analysis Switching and Crosstalk of Soliton in Inhomogeneous Dispersion Profile Fiber Couplers*, In: XXII SIMPÓSIO BRASILEIRO DE TELECOMUNICAÇÕES, (2005), Campinas/S.P. Anais ... Campinas/S.P: 15p.
- W. Lima Jr., A. S. B. Sombra, e M. G. da Silva, *Analysis of Soliton Performance in Inhomogeneous Dispersion Profile Fiber Couplers with Loss*, Optical Communications, 2007.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Govind P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, (2001).
- [2] P. M. Ramos and C. R. Paiva, *All-optical pulse switching in twin-core fiber coupler with intermodal dispersion*. IEEE J. Quantum Electron., 35(6):983–989, (1999).
- [3] K. S. Chiang, *Coupled-mode equation for pulse switching in parallel Waveguides*. IEEE J. Quantum Electron., 33(6):950–954, (1997).
- [4] H. A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, (1984).
- [5] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press, San Diego, CA, (1991).
- [6] A. Yariv, *Optical Electronics in Modern Communications*, 5th ed. Oxford University Press, New York, (1997).
- [7] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. Van Nostrand Reinhold, New York, (1993).
- [8] Constantine A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, New York, (2002).
- [9] - A. Wirth Lima Jr., *Telecomunicações&Redes de Computadores*, Ed. Axcel Books, 528, (2003).
- [10] P. M. Ramos and C. R. Paiva. *All-optical pulse switching in twin-core fiber coupler with intermodal dispersion*. IEEE J. Quantum Electron., 35(6):983–989, (1999).
- [11] K. S. Chiang. *Coupled-mode equation for pulse switching in parallel waveguides*. IEEE J. Quantum Electron., 33(6):950–954, (1997).
- [12] C. Sulem and P. L. Sulem. *The Nonlinear Schrödinger Equation*. Springer-Verlag, Berlin, (2000).
- [13] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego, 3 edition, (2001).
- [14] Y. Wang and W. Wang. *Study of ultra-fast optical pulse propagation in a*

- nonlinear directional coupler*. Appl. Phys. B, 79:51–55, (2004).
- [15] S. Droulias, M. Manousakis, and K. Hizanidis. *Switching dynamics in nonlinear directional fiber coupler with intermodal dispersion*. Opt. Commun., 240:209–219, (2004).
- [16] Govind P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, New York, 2 edition, (1997).
- [17] Q. Chang, E. Jia, and W. Suny. *Difference schemes for solving the generalized nonlinear Schrödinger equation*. J. Comp. Phys., 148:397–415, (1999).
- [18] P. M. Ramos and C. R. Paiva. *All-optical pulse switching in twin-core fiber coupler with intermodal dispersion*. IEEE J. Quantum Electron., 35(6):983–989, (1999).
- [19] K. S. Chiang. *Coupled-mode equation for pulse switching in parallel waveguides*. IEEE J. Quantum Electron., 33(6):950–954, (1997).
- [20] C. Sulem and P. L. Sulem. *The Nonlinear Schrödinger Equation*. Springer-Verlag, Berlin, (2000).
- [21] J. L. S. Lima and A. S. B. Sombra. *Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber*. Opt. Commun., 163:292–300, (1999).
- [22] Y. Wang and W. Wang. *Study of ultra-fast optical pulse propagation in a nonlinear directional coupler*. Appl. Phys. B, 79:51–55, (2004).
- [23] J. D. Kafka, T. Baer, and D. W. Hall, *Opt. Lett.* 14, 1269 (1989).
- [24] G. A. Ball and W. W. Morey, *Opt. Lett.* 17, 420 (1992); G. A. Ball and W. H. Glenn, *J. Lightwave Technol.* 10, 1338 (1982).
- [25] M. Parent, J. Bures, S. Lacroix, and J. Lapierre, *Appl. Opt.* 24, 354, (1985).
- [26] T. Komukai, T. Yamamoto, and Y. Miyajima, *Electron. Lett.* 28, 830, (1992).
- [27] G. I. Stegemann, *Contemporary Nonlinear Optics*, Academic Press, San Diego, 1992, Cap.2.
- [28] J. Zhang and J. W. Y. Lit, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 6, 591, (1994).
- [29] J. T. Kringlebton, P. R. Morkel, L. Reekie, J. L. Archambault, and D. N. Payne, *IEE Photon. Technol. Lett.* 5, 1162, (1993).
- [30] C. A. Miler, M. C. Brierley, M. H. Hunt, and S. F. Carter, *Electron. Lett.* 26, 1871, (1990).

- [31] D. J. Richardson, R. I. Laming, D. N. Payne, V. Matsas, and M. W. Phillips, *Electron. Lett.* 27, 542, (1991).
- [32] R. P. Davey, R.P.E. Fleming, K. Smith, R. Kashyap, and J. R. Armitage, *Electron. Lett.* 27, 2087, (1991).
- [33] K. Smithy, J. R. Armitage, R. Wyatt, N. J. Doran, and S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.* 26, 1149, (1991).
- [34] W. L. Barnes, P. R. Morkel, L. Reekie, and D. N. Payne, *Opt. Lett.* 14, 1002, (1989).
- [35] Y. Kimura, K. Susuki, and M. Nakazaka, *Opt. Lett.* 14, 999, (1989).
- [36] D. A. Smith, M. W. Maeda, J. J. Johnson, J. S. Patel, M. A. Saifi, and A. V. Lehman, *Opt. Lett.* 16, 387, (1991).
- [37] L. L. Zyskind, V. Mizrahi, D. J. DiGiovanni, and J. W. Sulhoff, *Electron. Lett.* 28, 1385 (1992).
- [38] M. Shimizu, H. Suda, and M. Horiguchi, *Electron. Lett.* 23, 768, (1987).
- [39] M. C. Brierley, and P.W. Frence, *Electron. Lett.* 23, 815, (1987).
- [40] K.S. Chiang, Y.T.Chow, D.J.Richardson, D.Tavener, L. Dong, L.Reekie, and K.M.Lo, *Opt. Commun.* 143, 189, (1997).
- [41] P.L. Chu, B. A. Malomed, G.D. Peng, *J. Opt. Soc. Am. B* 10 1379, (1993).
- [42] P.L. Chu, B. A. Malomed, *G.D. Peng, Opt. Lett.* 18 382, (1993).
- [43] D. Anderson, *Phys. Rev. A* 27, 3135, (1983).
- [44] A.D. Bonderson, M. Lisak, D. Anderson, *Phys. Scr.* 20, 479, (1979).
- [45] D. Anderson, M. Lisak, T. Reichel, *J. Opt. Soc. Am. B* 5, 207, (1988).
- [46] A. Berntson, D. Anderson, M. Lisak, *Phys. Scr.* 52, 544 (1995).
- [47] G.A. Ball, W.M.Morey, *Opt. Lett.* 17, 4320 (1992); G.A.Ball, W.H. Glenn, J. *Lightwave Technol.* 10, 1338 (1982).
- [48] S.V. Chernikov, R. Kashyap, P.F. Mckee, J.R.Taylor, *Electron. Lett.* 29, 1089 (1993).
- [49] G.D. Peng, A. Ankiewick, *Int. J. Non-Opt. Phys.* 1, 135 (1992).
- [50] M.G. da Silva, A.F. Teles, A.S.B. Sombra, *J. Appl. Phys.* 84 (4), 1834 (1998).
- [51] K.Z. Nobrega, A.S.B. Sombra, *Op. Commun.* 151 (1 – 3), 31, 1998).
- [52] M. Nakazawa and K. Kurokawa, *Electron. Lett.* 27, 1369 (1991); K. Kurokawa

and M. Nakazawa, *Electron. Lett.* 27, 1765 (1991).

[53] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, CA (1999).