



UFC

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

JOSÉ RUBENS RODRIGUES DE SOUSA

**ESTUDO COMPARATIVO DO DESEMPENHO DE UM
INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS ÓPTICAS,
OPERANDO NOS REGIMES: PULSADO E *CW*, BASEADO EM
GRADES DE BRAGG (FBG) LINEARES.**

**FORTALEZA - CEARÁ
FEVEREIRO - 2009**

JOSÉ RUBENS RODRIGUES DE SOUSA

**ESTUDO COMPARATIVO DO DESEMPENHO DE UM
INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS ÓPTICAS, OPERANDO
NOS REGIMES: PULSADO E CW , BASEADO EM GRADES DE BRAGG
(FBG) LINEARES.**

Dissertação submetida à Coordenação do Curso Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará, como parte dos requisitos para obtenção do grau de mestre em Engenharia de Teleinformática.

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra

Fortaleza
2009

S697e Sousa, José Rubens Rodrigues de
Estudo comparativo do desempenho de um interferômetro
de Michelson de fibras ópticas, operando nos regimes : pulsado
e cw, baseado em grades de Bragg (FBG) lineares / José
Rubens Rodrigues de Sousa, 2009.
98 f. ; il.; enc.

Orientador: Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra
Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Ceará,
Departamento de Engenharia de Teleinformática, Fortaleza,
2009.

1. Teleinformática. 2. Dispositivos ópticos. 3. Fibras ópticas.
I. Sombra, Antonio Sérgio Bezerra. (Orient.). II.
Universidade Federal do Ceará, Programa de Pós – Graduação
em Engenharia de Teleinformática. III. Título.

CDD 621.38


José Rubens Rodrigues de Sousa

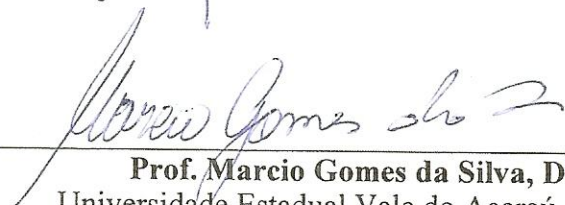
**Estudo Comparativo do Desempenho de um Interferômetro de Michelson
de Fibras Ópticas, Operando nos Regimes: Pulsado e CW, Baseado em
Grades de Bragg (FBG) Lineares**

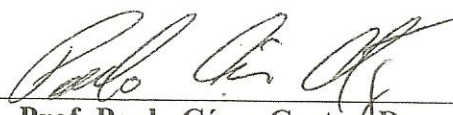
Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Teleinformática e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará.


José Rubens Rodrigues de Sousa

Banca Examinadora:


Prof. Antonio Sergio Bezerra Sombra, Dr.
Universidade Federal do Ceará – UFC


Prof. Marcio Gomes da Silva, Dr.
Universidade Estadual Vale do Acaraú – UVA


Prof. Paulo César Cortez, Dr.
Universidade Federal do Ceará – UFC

Dedico esta dissertação

Aos meus pais, Rita Maria e Francisco Rodrigues (*in memoriam*), a minha avó Isabel, aos meus irmãos Kleber, Nádia, Paulinha, Dele e Sidney e à minha esposa Elisa.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pois sem ele nada disso seria possível. Gostaria de deixar os meus sinceros agradecimentos a todos que de alguma forma contribuíram para a conclusão deste trabalho. Agradeço aos colegas do grupo de simulação LOCEM, alguns dos quais se tornaram grandes amigos, em especial o Ms. Henrique, Ms. Glendo e Ms. Antônio Filho, pelas discussões e dúvidas esclarecidas. Agradeço em especial ao Ms. Antônio Filho, por ter promovido minha vinda para o mestrado, sempre me apoiando incondicional e irrestritamente, sendo um dos principais idealizadores deste trabalho. Agradeço aos demais amigos, Ms. Wilton, Ms. Wally, Ms. Alisson (pelas orações), Ms. José, Ms. Tião, Ms. Miranda, Dr. Cícero, entre outros, aos demais professores e funcionários da UFC (Universidade Federal do Ceará) e da UVA (Universidade Vale do Acaraú), pela amizade, apoio e incentivo.

Agradeço aos meus grandes amigos Pedro Adriázio e Michello Danuzo, que sempre me ouviram e me deram ótimos conselhos, aos colegas da graduação, Kiara, Vânia, Alvanei, entre outros.

Ao Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra, pela orientação, apoio e pela compreensão nos momentos difíceis que passei durante o mestrado.

Agradeço aos meus professores do ensino básico, em especial: Macêdo, Flavão, Dedé Loiola e Arimatéia, pelos ensinamentos.

Agradeço a toda minha família, em especial ao meu tio Joaquim, minha prima Lúcia e a todos os meus sobrinhos, em especial Myllena e Jennifer.

Agradeço à minha esposa Elisa, pela compreensão durante o período de produção desta dissertação.

Agradeço à FUNCAP (Fundação Cearense de amparo à pesquisa científica e tecnologia), pelo suporte financeiro a este trabalho.

Agradeço principalmente à minha família, à minha amada mãe, Dona Rita e ao meu amado pai, Francisco (*in memoriam*) e aos meus irmãos que sempre me apoiaram, não só nos meus estudos, mas em todas as decisões que tomei na minha vida, sempre guiaram meus passos e estiveram do meu lado em tudo, sempre me ajudaram nos momentos difíceis e fizeram de tudo para que eu estudasse e conquistasse meus objetivos. É por eles que cheguei até aqui e é por eles que vou continuar em frente.

RESUMO

Neste trabalho fizemos um estudo comparativo entre os sinais pulsado e CW . Tal estudo apresenta uma análise numérica da propagação e chaveamento dos sinais pulsado ultra-curto ($\sim 2\text{ps}$) e de sinais CW [1], usando para tal fim um interferômetro de Michelson (MI) em fibras ópticas. Em relação ao sinal pulsado analisamos os seguintes parâmetros: transmissão, *crosstalk*, coeficiente de extinção e fator de compressão e para o CW analisamos transmissão, *crosstalk* e coeficiente de extinção. Neste estudo, o funcionamento do dispositivo, interferômetro de Michelson, tem como objetivo básico analisar o comportamento do sinal pulsado e do sinal CW em função de uma fase aplicada à amplitude de reflexão de uma das grades de Bragg. Para melhor análise do desempenho, atribuímos três valores de potência de excitação no canal de entrada 1 do dispositivo para cada tipo de sinal. No caso do sinal pulsado temos: a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0=1\text{ W}$), potência crítica de chaveamento ($P_c=1.73\text{W}$) e potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1.95\text{ W}$). No caso do sinal CW temos: a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0=0,85\text{ W}$), potência crítica de chaveamento ($P_c=1.30\text{ W}$) e potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1.54\text{W}$). Tais parâmetros, objetos de estudo desta dissertação, apresentam-se com melhores resultados quando trabalhamos com o sinal CW em comparação ao sinal pulsado.

ABSTRACT

In this work we made a comparative study between the pulsed and CW signals. Such a presents study a numerical analysis of the propagation and switching of ultra-short (~ 2 ps) pulsed and *CW* signals [1], using a Michelson Interferometer (MI) based in optical fibers. In relation to pulsed signal, we analyzed the characteristics such as transmission, crosstalk, extinction ratio and compression factor and for the *CW* signal we analyzed transmission, crosstalk and extinction ratio. In this study, the device operation, Michelson interferometer, is based on analyzing the behavior of the pulsed and *CW* signals as a function of the applied phase to the reflection amplitude of one of the Bragg grating. For better analysis the performance of the device, we attributed three different input powers in channel 1 of the device for each kind of signal. In the case of the pump pulse we have: power below the critical switching value ($P_0=1$ W), critical switching power ($P_c=1.73$ W) and power above the critical switching value ($P_0=1.95$ W). In the case of the *CW* signal we have: power below the critical switching value ($P_0=0.85$ W), critical power ($P_c=1.30$ W) and power above the critical switching value ($P_0=1.54$ W). Such parameters, objects of study of this dissertation, it presents better results when we worked with the sign *CW* in comparison with the pulsed sign.

SUMÁRIO

Dedicatória	i
Agradecimentos	ii
Resumo	iii
Abstract	iv
Sumário	v
Lista de Figuras	vii
Lista de tabelas	x
Lista de Acrônimos	xi
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Contexto	1
1.2 Introdução aos Acopladores	4
1.3 Interferência	5
1.3.1 Interferometria	8
1.4 Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas	10
1.5 Estrutura do Trabalho	11
2 FUNDAMENTAÇÕES TEÓRICAS	12
2.1 Fibra Óptica	12
2.2 Propagação de Pulsos em Fibras Ópticas	16
2.3 Equação de Onda	17
2.4 Acoplador Direcional Não Linear de Fibras Ópticas	19
2.5 Equações de Modo Acoplado	21
2.6 Procedimento Operando com Sinal <i>CW</i>	23
2.7 Procedimento Operando com Sinal Pulsado	25
2.8 Teoria dos Modos Acoplados Aplicados a Grades de Bragg	26
2.9 Grade de Bragg Linear	31
2.10 Grade de Bragg não linear	32
2.11 Efeitos Não-Lineares	34
2.11.1 Automodulação de Fase (SPM)	36
2.11.2 Modulação de Fase Cruzada (XPM)	37

2.12 Multiplexadores <i>add/drop</i>	38
2.13 Interferômetro de Michelson	39
3 RESULTADOS E DISCUSSÕES OPERANDO COM SINAL PULSADO	42
3.1 Definições Importantes	42
3.2 Transmissão	44
3.3 Coeficiente de Extinção	45
3.4 <i>Crosstalk</i>	47
3.5 Fator de Compressão (FC)	48
3.6 Reflexão de Pulsos Ultra-curtos em Grades de Bragg Lineares	50
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES OPERANDO COM SINAL CW	53
4.1 Sinal CW	53
4.2 Transmissão	54
4.3 <i>Crosstalk</i>	55
4.4 Coeficiente de Extinção (XR)	57
5 ESTUDO COMPARATIVO DOS RESULTADOS ENTRE O REGIME PULSADO E CW	58
5.1 Potências de Entrada	58
5.2 Transmissão	58
5.3 <i>Crosstalk</i>	60
5.4 Coeficiente de Extinção (XR)	61
6 DISCUSSÕES E CONCLUSÕES	63
6.1 Conclusões Gerais	63
6.2 Sugestões para trabalhos futuros	64
Referências Bibliográficas	65
Apêndice	73

LISTA DE FIGURAS

Figura	Legenda	Página
1	Esquema do acoplador direcional não-linear de comprimento L_C .	5
2	Interferômetro de Michelson, em que M_1 e M_2 são os espelhos, D é o divisor de feixe, C é a placa de compensação.	9
3	Interferômetro de Michelson em fibras ópticas.	10
4	Fibra óptica.	11
5	(a) Fibra multi-modo de índice degrau; (b) Fibra multi-modo de índice gradual; (c) Fibra mono-modo de índice degrau.	12
6	(a) Acoplador Direcional Não Linear (<i>NLDC</i>) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. (b): Seção transversal do <i>NLDC</i> .	18
7	Curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_C=1.30$ W. $kL_C = \pi/2$.	22
8	Curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_C=1.73$ W. $kL_C = \pi/2$.	23
9	Resposta de reflexão em função do <i>detuning</i> $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1$ cm, $kL=3$; $KL=6$ e $\Lambda=5$ μm .	28

10	Fase em função do descasamento de fase $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1\text{cm}$, $kL=3$; $kL=6$ e $\Lambda=5\ \mu\text{m}$.	29
11	Esquema de um multiplexador <i>add/drop</i> óptico.	36
12	Acoplador duplo com uma grade de Bragg em um de seus braços de saída.	37
13	Interferômetro de Michelson como filtro de faixa de frequência.	38
14	Curva de transmissão em função da fase para três valores de potências fixas de entrada $P_0=1\ \text{W}$, $P_c=1,73\ \text{W}$, $P_0=1,95\ \text{W}$. Análise no canal de saída 2.	42
15	Coefficiente de extinção (<i>Xratio</i>) em dB em função da fase para os três valores de potências fixas de entrada, análise do canal de saída 2. ($P_0=1\text{W}$, $P_c=1,73\text{W}$ e $P_0=1,95$).	43
16	<i>Crosstalk</i> em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada. ($P_0=1\text{W}$, $P_c=1,73\text{W}$ e $P_0=1,95\text{W}$). Análise do canal 1.	44
17	(a) Fator de compressão, (b) Forma do pulso de saída.	45
18	(a) Forma do pulso de saída operando com a potência crítica ($P_0=1,73\ \text{W}$) e (b) forma do pulso de saída operando com a potência acima da potência crítica ($P_0=1,95\ \text{W}$).	46
19	Forma do pulso de saída nas respectivas potências e fases: (a) $P_0=1\text{W}$ e $\varphi=0\pi$, (b) $P_0=1\text{W}$ e $\varphi=0,16\pi$, (c) $P_c=1,73\text{W}$ e $\varphi=0,18\pi$, (d) $P_c=1,73\text{W}$ e $\varphi=1,51\pi$, (e) $P_0=1,95\text{W}$ e $\varphi=0,22\pi$, (f) $P_0=1,95\text{W}$ e $\varphi=0,76\pi$.	47

20	Curva de transmissão em função da fase para três valores de potencia fixa de entrada, $P_c=1.30W$, $P_0=0.85W$ e $P_0=1.54W$.	50
21	<i>Crosstalk</i> em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada. Analise no canal de saída 1.	51
22	<i>XRatio</i> (coeficiente de extinção) em dB em função da fase para os três valores de potências fixas de entrada, analise do canal de saída 2.	53
23	(a) Curva de transmissão, operando com o sinal pulsado, (b) curva de transmissão, operando com o sinal <i>CW</i> .	54
24	(a) <i>Crosstalk</i> em dB operando com o sinal pulsado e (b) <i>crosstalk</i> em dB operando com o sinal <i>CW</i> . Analise no canal de saída 1.	56
25	(a) <i>XR</i> em dB, operando com o sinal pulsado. Analise no canal de saída 2. (b) <i>XR</i> em dB, operando com o sinal <i>CW</i> . Analise no canal de saída 2.	57

LISTA DE TABELAS

Tabela	Legenda	Página
1	Potências de bombeio do dispositivo para o pulso e para <i>CW</i> .	54
2	Valores de transmissão para as três potências de bombeio nos casos pulsado e <i>CW</i> , nas fases indicadas.	55
3	Valores de <i>crosstalk</i> para as três potências de bombeio nos casos pulsado e <i>CW</i> , nas fases indicadas.	56
4	Valores da <i>XR</i> para as três potências de bombeio nos casos pulsado e <i>CW</i> , nas fases indicadas.	57

LISTA DE ACRÔNIMOS

Acrônimo	Termo em Português	Termo em Inglês
AON	Redes Totalmente Ópticas	All Optical Networks
ASK	Chaveamento por Desvio de Amplitude	Amplitude Shift Keying
<i>CW</i>	Onda Contínua	Continuous Wave
DFB	Realimentação Distribuída	Distributed FeedBack
DSF	Fibra de Dispersão Deslocada	Dispersion Shifted Fiber
DWDM	Multiplexação por divisão em comprimento de onda denso	Dense Wavelength Division Multiplexing
EDFA	Amplificador a Fibra Dopada com Érbio	Erbium Doped Fiber Amplifier
ENLS	Equação Não-Linear de Schrödinger	Schrödinger nonlinear equation
FBG	Grades de Bragg da fibra	Fiber Bragg gratings
FWM	Mistura de Quatro de Ondas	Four Wave Mixing
GVD	Dispersão de velocidade de grupo	Group-velocity dispersion
LP	Polarização linear	linear polarization
MI	Interferômetro de Michelson	Michelson Interferometer

NLDC	Acoplador direcional não linear	Nonlinear directional coupler
NZDF	Fibra de Dispersão Não-Nula	Non-Zero Dispersion Fiber
NZDS	Dispersão deslocada não nula	Non-Zero dispersion Shifted
SBS	Espalhamento Estimulado Brillouin	Stimulated Brillouin Scattering
SOA	Amplificador Óptico à Semicondutor	Semiconductor Optical Amplifier
SRS	Espalhamento Estimulado Raman	Stimulated Raman Scattering
SPM	AutoModulação de Fase	Self Phase Modulation
SLD	Diodos superluminescentes	Superluminescent diodes
STDF	Fibra Padrão	Standard Fiber
TDM	Multiplexação por Divisão em Tempo	Time Division Multiplexing
UV	Ultravioleta	
WDM	Multiplexação por Divisão em Comprimento de Onda	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Modulação Cruzada de Fase	Cross Phase Modulation
XR	Extinction Ratio	Coefficiente de extinção

1 INTRODUÇÃO

O expressivo desenvolvimento das comunicações ópticas deve-se significativamente às vantagens da utilização de fibras ópticas, seu elemento central, quando comparada a outros meios de transporte de informação. Dentre as vantagens da fibra destacam-se: elevada largura de banda, perdas reduzidas, baixo peso e volume e elevada imunidade às interferências eletromagnéticas. Há equivalente evolução no setor das telecomunicações com vistas ao aumento da heterogeneidade e da conectividade entre redes que, juntamente com o enorme incremento do tráfego, adicionaram maior complexidade à planificação, concepção e operação das redes de transporte, onde se pretende que o processamento da informação seja tanto quanto possível efetuado no domínio óptico. A disponibilidade de novos componentes, em termos do manifesto progresso da óptica integrada aponta para redes totalmente ópticas (*AON*), responsáveis pela oferta de uma enorme capacidade de transporte para a transmissão simultânea de qualquer tipo de informação e a possibilidade de acesso a redes de telecomunicações de tecnologias distintas.

1.1 CONTEXTO

As primeiras fibras ópticas foram produzidas na década de 1920, baseadas no princípio de guiamento da luz a partir da reflexão interna total. Embora este princípio fosse conhecido desde o século XIX, o desenvolvimento das fibras experimentou seu primeiro grande avanço apenas nos anos 50 do século passado, quando uma camada de revestimento (casca) com índice de refração pouco inferior ao do núcleo das fibras passou a ser utilizada [2]. No final dos anos 60, as perdas proporcionadas por este meio ainda eram relativamente altas, atingindo valores de 1000 dB/km e sendo comparáveis às perdas dos cabos metálicos utilizados em redes de telecomunicações [3]. No entanto, a partir dos anos 70, o avanço no processo de fabricação de fibras reduziu sua atenuação para cerca de 20 dB/km [4] e, por volta de 1979, atingiu um valor de cerca de 0,25 dB/km [5, 6], muito próximo ao limite mínimo teórico imposto pelo espalhamento Rayleigh para a região espectral de comprimento de onda de $1,55 \mu m$ [7].

Essa baixíssima atenuação, estendendo-se por uma largura de banda com cerca de 20 THz [8], não se verifica em outros materiais e fez com que as restrições impostas aos sistemas de transmissão por fibras ópticas passassem a ser determinadas por outros fenômenos, como dispersão e efeitos não-lineares.

As primeiras fibras a serem utilizadas em sistemas de telecomunicações foram as fibras ópticas multi-modo. Nestas, o campo eletromagnético se propaga com diferentes configurações (modos) [9], cada uma tendo sua própria velocidade efetiva de propagação. Devido a esta diferença de velocidades, a dispersão intermodal torna-se bastante relevante e restringe o alcance desses sistemas a alguns quilômetros, antes que o sinal precise ser regenerado eletronicamente. As fibras multi-modo ainda são utilizadas, sobretudo para conectar redes de computadores a baixos custos.

As fibras mono-modo, que possuem apenas uma configuração de campo para cada polarização possível, começaram a ser utilizadas pelos sistemas de telecomunicações no início da década de 1980. Estas fibras não apresentam dispersão intermodal e sua capacidade sistêmica é tipicamente limitada pela dispersão cromática (ou intra-modal) [10-21], pelos efeitos não-lineares [22] e pelo ruído de amplificadores ópticos [8], além da sensibilidade do receptor, a algumas dezenas de quilômetros e alguns Gbits/s.

As primeiras fibras mono-modo, conhecidas como Fibras Padrão (*STDF*), possuíam dispersão nula na janela de 1,3 μm (segunda janela) e ainda eram limitadas pela atenuação desta janela. A fim de aumentar a distância entre regeneradores, no final dos anos 80, houve uma migração para a janela de baixas perdas, em 1,55 μm (terceira janela).

A crescente exigência pelo aumento da taxa de transmissão de bits fez com que a dispersão da terceira janela, cerca de 17 ps/(nm.km), começasse a comprometer o desempenho das Fibras Padrão. Apesar da introdução de fontes de largura espectral relativamente estreita, como os lasers *DFB* [8], a dispersão cromática da terceira janela motivou o desenvolvimento da Fibra de Dispersão Deslocada (*DSF*), que possui tanto dispersão nula como atenuação mínima na terceira janela.

Uma tecnologia que vem sendo amplamente utilizada, a fim de melhor aproveitar os recursos oferecidos pelas fibras, é a Multiplexação por Divisão em Comprimentos de Onda (*WDM*) [23-32]. Nesta tecnologia, cada canal é transmitido em um dado comprimento de onda, espaçado dos outros canais por certo valor que pode influenciar criticamente o desempenho do sistema [27, 28].

Em 1978, durante um experimento utilizando fibras de sílica para estudos de efeitos não-lineares, constatou-se a possibilidade de alterar o índice de refração do núcleo da fibra

óptica pela absorção de radiação. No experimento, Hill e sua equipe [33] lançaram radiação de um laser de argônio dentro de uma fibra dopada com germânio e observaram que após uma exposição prolongada, ocorria um aumento na atenuação do sinal transmitido pela fibra [34]. Como consequência desta atenuação a intensidade da luz refletida pela fibra aumentava significativamente com o tempo de duração da exposição. Este aumento na refletividade é resultado da formação de uma rede de índice de refração permanente foto-induzida na fibra. Este novo efeito é chamado de fotossensibilidade.

Embora a fotossensibilidade parecesse ser um fenômeno ideal para fabricar redes em fibras ópticas, essas redes somente funcionavam em comprimento de onda no espectro visível e próximo do comprimento de onda da luz escrita. Esta limitação foi superada por Meltz e sua equipe que formaram redes que refletiam qualquer comprimento de onda pela iluminação lateral da casca da fibra por meio da interseção entre dois feixes de luz ultravioleta (*UV*) [35]. O período entre os máximos de interferência e, a consequente periodicidade da mudança de índice, era ajustado pelo ângulo entre os feixes incidentes e pelo comprimento de onda da radiação ultravioleta [35].

Inicialmente, achava-se que a fotossensibilidade era um fenômeno associado somente com fibras ópticas dopadas com germânio, mas essa também foi observada em diferentes tipos de fibras, muitas das quais não continham germânio como dopante.

Com a descoberta da fotossensibilidade, houve um grande interesse em pesquisas sobre fabricações de redes em fibras ópticas e suas aplicações. Uma nova classe de dispositivos em fibras, denominados Grades de Bragg da Fibra (*FBG*), foi desenvolvida. As *FBG's* possuem períodos de modulação de índice de refração da ordem de micrometros [36].

Em recentes anos, as *FBG's* têm aparecido como componentes críticos para sistemas de comunicações ópticas, a natureza dispersiva e seletiva de comprimento de onda das *FBG's* as fez ideal para implementação em uma variedade de dispositivos de processamento de sinais ópticos, tais como filtros ópticos, multiplexação por divisão de comprimento de onda (*WDM*), componentes tais como acopladores ou (de-) multiplexadores e como compensadores de dispersão. Tipicamente, *FBG's* são usadas como fontes incoerentes de banda larga, tais como diodos superluminescentes (*SLD*) ou diodos de emissão espontânea de amplificadores de fibra dopado com érbio ou fontes *CW* e *quasi-CW* cuja largura espectral é mais estreita do que a da resposta da grade. Propagação em *FBG's* para estes casos tem sido bastante estudada teoricamente e experimentalmente [37, 38].

1.2 INTRODUÇÃO AOS ACOPLADORES

Um acoplador de fibra óptica consiste, na sua configuração mais simples, de duas fibras paralelas separadas por uma distância d , ao longo de um comprimento L_C , como mostra a Figura 1, de tal forma que possibilite a interação entre os campos que se propagam nos guias. Essas interações são responsáveis pela transmissão e acoplamento de pulsos ao se propagarem num acoplador. Quando os núcleos das duas fibras ópticas são aproximados de modo a formar o acoplador, torna-se difícil obter expressões analíticas simples para os modos de propagação do sistema composto. 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 ópticas próximos requer, também, a discussão de algumas das propriedades de guiamento óptico.

Os acopladores direcionais duplos de fibras ópticas são dispositivos constituídos por quatro portas (duas portas de entrada e duas portas de saída), como mostrado na Figura 1, 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 [39].

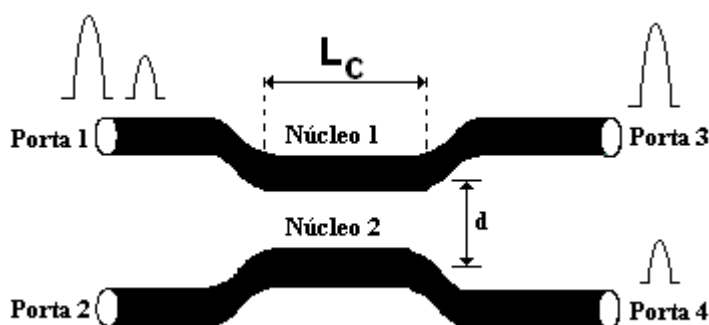


Figura 1: esquema do acoplador direcional não-linear de comprimento L_C .

1.3 INTERFERÊNCIA

Se dois feixes de luz se sobrepõem numa determinada região do espaço e nessa região à intensidade luminosa variar de ponto para ponto, entre máximos que excedem a soma das intensidades ópticas dos dois feixes e mínimos que podem ser zero, estamos perante um fenómeno denominado interferência [40].

Mas nem sempre a sobreposição de dois ou mais feixes de luz produzem fenómenos de interferência. Quando não existe interferência diz-se que os feixes são incoerentes, e quando existe interferência diz-se que os feixes são completa ou parcialmente coerentes. Luz proveniente de fontes diferentes ou de pontos diferentes da mesma fonte extensa é geralmente incoerente, e luz que viajou percursos diferentes pode também ser incoerente, dependendo da diferença de percursos e do grau de mono-cromaticidade da luz. O problema da coerência está intimamente relacionado com a interferência. Outra condição que tem que ser cumprida para que ocorra interferência está relacionada com o estado de polarização dos feixes envolvidos [40].

Agora, vamos analisar a interferência de dois feixes monocromáticos, logo completamente coerentes, com vibrações no mesmo plano, logo no mesmo estado de polarização. A intensidade da luz define-se como a média temporal da quantidade de energia que atravessa, por unidade de tempo, a unidade de superfície perpendicular à direção do fluxo de energia, ou seja, a média temporal da grandeza do vetor de Poynting S [40]

$$I = \langle S \rangle = \epsilon_0 c \langle \vec{E} \cdot \vec{E} \rangle \quad (1)$$

em que ϵ_0 é a permissividade elétrica do meio e c a velocidade da luz. Utilizando a notação complexa, temos

$$I = \epsilon_0 c \langle E \cdot E^* \rangle \quad (2)$$

e como consideraremos luz com o mesmo estado de polarização podemos fazer uma análise escalar

$$I = \epsilon_0 c \langle E \cdot E^* \rangle = \epsilon_0 c \langle E^2 \rangle \quad (3)$$

Como compararemos a intensidade óptica no mesmo meio usaremos $\langle E^2 \rangle$ para representar a intensidade.

Sejam duas ondas eletromagnéticas descritas por seus campos elétricos complexos E_1 e E_2

$$E_1 = A \exp i(\omega t - kx) \quad (4)$$

$$E_2 = B \exp i(\omega t - kx + \phi) \quad (5)$$

sendo A e B quantidades reais. As duas ondas sobrepõem-se num ponto P, em que o campo elétrico total é

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad (6)$$

em que a intensidade é

$$I = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + \langle E_1 E^* \rangle + \langle E_1^* E_2 \rangle = A^2 + B^2 + 2AB \cos \phi \quad (7)$$

os dois primeiros termos são as intensidade das duas ondas e o último termo descreve a interferência, podemos então escrever

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi . \quad (8)$$

Em que I_1 e I_2 são as intensidades das ondas interferindo, e $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ é a diferença de fase entre as duas ondas.

Os máximos de intensidade ocorrerão quando

$$|\phi| = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, \quad (9)$$

e os mínimos de intensidade quando

$$|\phi| = \pi, 3\pi, \dots \quad (10)$$

No caso especial de intensidades iguais $I_1 = I_2$, a expressão reduz-se a

$$I = 4I_1 \cos^2 \frac{\phi}{2} \quad (11)$$

que varia entre os valores máximos de $4I_1$ e mínimos que são zero.

O fenômeno de interferência é mais complexo pela não mono-cromaticidade, pela finitude das fontes e até pela existência de diferentes estados de polarização. No entanto, esta análise é suficiente para iniciar a compreensão dos fenômenos de interferência e pode ser alargada ao estudarmos situações reais.

Interferômetros são sistemas ópticos que criam as condições geométricas para a interferência de ondas. Existem dois tipos de interferômetros: interferômetros de divisão de frente de onda, quando o feixe é dividido, ao passar por diferentes aberturas colocadas lado a lado e interferômetros de divisão de amplitude, quando o feixe é dividido em superfícies

parcialmente refletoras. Os primeiros utilizam fontes pequenas, os segundos podem usar fontes extensas. Em ambos os casos é possível fazer outra classificação, que depende do número de feixes envolvidos: interferência de dois feixes e interferência de feixes múltiplos. O interferômetro de Michelson é um caso de interferômetro de divisão de amplitude, esquematizado na Figura 2, em que as ondas que se interferem são obtidas por transmissão/reflexão parcial da onda de entrada, utilizando espelhos semi-refletores [41].

1.3.1 Interferometria

A interferometria é um ramo da óptica que usa o fenômeno da interferência para determinar grandezas físicas. Desde o seu início, a interferometria tem-se prestado a múltiplas aplicações, nomeadamente: medição de comprimentos de onda e frequências ópticas, medição de pequenas distâncias e deslocamentos, teste de componentes ópticos, sensores interferométricos, medição de velocidades e deslocamentos pelo efeito Doppler, medições à escala estelar e espectroscopia, etc. O aparecimento dos lasers, e especialmente dos diodos laser, a substituição progressiva do olho humano pelos fotodetectores, o avanço do processamento de sinais digitais e até o desenvolvimento da óptica não linear têm vindo a desenvolver e a criar novas aplicações nesta área.

O interferômetro de Michelson é um interferômetro simples, que pode apresentar-se em diversas variantes, permitindo o estudo da interferência e a implementação de diversas aplicações. Este interferômetro é o mais simples e mais conhecido dos interferômetros de divisão de amplitude que usam espelhos e divisores de feixe. O uso destes componentes tem a vantagem de os feixes sobrepostos estarem claramente separados antes da recombinação, pelo que um deles pode sujeitar-se, isoladamente, a alterações ópticas controláveis.

A importância do interferômetro de Michelson reside não só na sua simplicidade como também na sua origem histórica. Ele recebeu o nome do seu autor, Albert Abraham Michelson. Michelson nasceu em 1852 em Strzelmo na Prússia e emigrou para os EUA com os seus pais em 1856. A sua carreira começou na Academia Naval e, depois de uma estadia em algumas Universidades europeias, foi professor de Física na Escola de Ciência Aplicada de Case em Cleveland, na Universidade de Clark em Worcester e finalmente na Universidade de Chicago (1892-1929). Michelson deu uma grande contribuição à óptica, principalmente à

interferometria, tendo recebido o prêmio Nobel da Física em 1907. Uma das suas mais conhecidas experiências, para a qual projetou o interferômetro batizado com o seu nome, é a experiência de Michelson-Morley para a medição do deslocamento do éter (experiência que, aliás, conduziu à rejeição da hipótese da existência de tal meio). O mesmo interferômetro foi por ele usado no estudo da estrutura de linhas espectrais da luz de várias lâmpadas, usando uma técnica semelhante à conhecida, atualmente, por espectroscopia de Fourier [42].

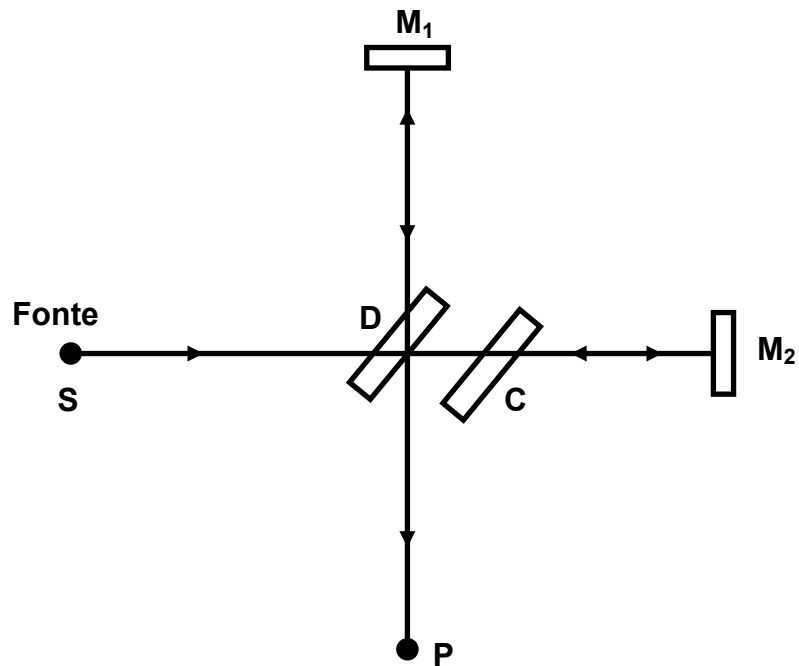


Figura 2: interferômetro de Michelson, em que M_1 e M_2 são os espelhos, D é o divisor de feixe, C é a placa de compensação.

A luz proveniente da fonte S chega a um divisor de feixe D onde é dividida em dois feixes, um dos feixes viaja até ao espelho móvel M_1 , e o outro viaja até ao espelho fixo M_2 . Ambos os feixes retornam ao divisor de feixe e porções destes dois feixes recombinam viajando até ao ponto de observação P . A fonte S pode ser pontual ou extensa, opção que vai condicionar o tipo de franjas que vamos observar. As distâncias entre o divisor de feixe e os dois espelhos devem ser idênticas. Caso seja significativamente diferente a visibilidade das franjas diminui, chegando a não se observar, fato que depende da coerência da fonte utilizada.

A lâmina compensadora C , que é materialmente e em espessura idêntica ao divisor de feixe, D , permite igualar os percursos dos dois feixes no interior deste material e, além disso, garante que os dois feixes experimentem o mesmo efeito dispersivo que poderá existir no

material do divisor de feixe. Assim, a variação do percurso óptico dos dois feixes depende apenas da geometria do interferômetro. A não inclusão da lâmina de compensação obriga o uso de uma fonte de luz quase monocromática. Os espelhos podem ser posicionados exatamente perpendiculares ou ligeiramente desviados desta posição tendo consequência no tipo de franjas observadas.

1.4 INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS ÓPTICAS

Um interferômetro de Michelson de fibras ópticas é feito conectando-se dois pedaços de fibra separados nas portas de saída de um acoplador de fibra junto a espelhos que refletem 100% ou grades de Bragg, veja na Figura 3, no outro final da fibra. O interferômetro de Michelson tem seu funcionamento muito parecido com um interferômetro de Mach-Zehnder, com uma diferença decisiva, no qualvo sinal propagando em seus dois braços é forçado a interferir no mesmo acoplador onde foi dividido. Por causa desta característica, o interferômetro de Michelson age como um espelho não-linear, similar ao interferômetro de Sagnac, com a importante diferença de que o campo óptico que interfere não compartilha a mesma parte física. Interferômetros de Michelson não-lineares podem também ser feitos usando materiais ópticos com um longo pedaço de fibra em um braço, agindo como um meio não-linear [39].

O princípio básico de um interferômetro de Michelson dar-se devido ao fenômeno de interferência entre dois feixes, esse fenômeno gera uma intensidade de radiação na qual depende de frequência, polarização, fase e intensidade dos feixes que causam interferência, podendo-se verificar na saída do mesmo o resultado da interferência [1].

O dispositivo, interferômetro de Michelson de fibras ópticas, é montado de uma maneira prática, usando dois dispositivos ópticos para base de funcionamento que são as grades de Bragg e os acopladores.

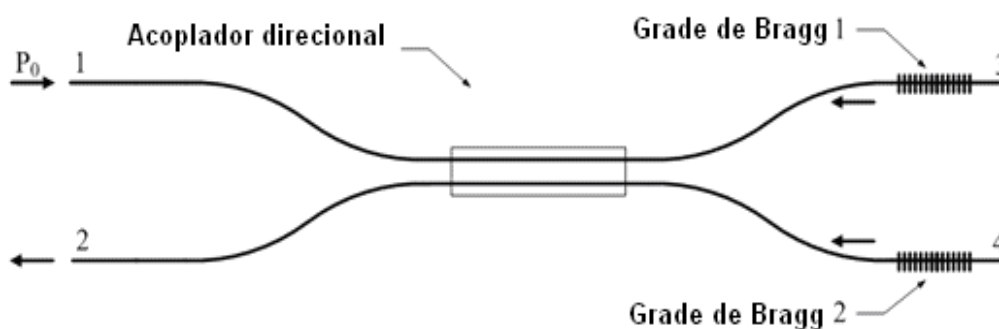


Figura 3: interferômetro de Michelson em fibras ópticas.

1.5 ESTRUTURA DO TRABALHO

Esta dissertação está organizada em 6 capítulos. No primeiro capítulo, procuramos contextualizar nossa pesquisa em relação ao cenário histórico e atual dos Sistemas de Comunicações Ópticas, onde abordaremos os principais componentes utilizados para montagem do nosso dispositivo interferômetro de Michelson de fibras ópticas, tais como: fibras ópticas, acopladores e grades de Bragg da fibra, exatamente nessa sequência. No Capítulo 2 faz-se uma revisão da literatura envolvendo tais componentes, o leitor com conhecimentos dos fenômenos que acontecem em fibras ópticas, acopladores e em grades de Bragg da fibra é remetido aos capítulo 3, 4 e 5. Os Capítulo 3 e 4 descrevem com detalhes o desenvolvimento e a metodologia proposta neste trabalho além da análise dos resultados obtidos e discussões. O capítulo 5 faz um comparativo, em relação aos resultados obtidos, entre sinal pulsado e sinal *CW*. Por fim, no capítulo 6, faremos os comentários finais e daremos sugestões para futuros trabalhos.

2 FUNDAMENTAÇÕES TEÓRICAS

2.1 FIBRA ÓPTICA

O avanço tecnológico da segunda metade do século XX resultou num interesse crescente por parte dos pesquisadores em alguns campos da óptica. Com os computadores de alta velocidade, ocorreu grande aperfeiçoamento nos projetos de sistemas ópticos, e as fibras ópticas passaram a substituir os fios condutores metálicos para a transmissão de dados. Além do uso nos sistemas de telecomunicações e transmissão a longa distância. As fibras ópticas passaram a ser utilizadas também, no desenvolvimento de dispositivos como sensores, lasers e amplificadores.

Uma fibra óptica é um guia de onda cilíndrico feito de material transparente, usualmente vidro, que conduz luz na região espectral do visível e do infravermelho por longas distâncias. A estrutura de uma fibra óptica consiste em um núcleo de sílica envolvido por uma casca de mesmo material, mas com índice de refração menor que o do núcleo, de forma a garantir que a luz lançada no seu núcleo se propague ao longo do comprimento da fibra com pequenas perdas de intensidade. Muitas fibras possuem uma capa protetora sobre a casca, Figura 4. Essa capa cujo material geralmente é um polímero, protege a fibra de choques mecânicos sem afetar suas propriedades ópticas ou físicas [43].

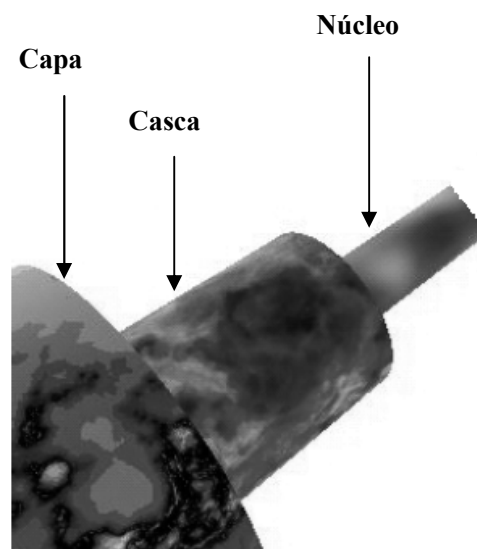


Figura 4: fibra ótica.

As fibras são classificadas em função do número de modos propagantes e também do perfil de índice de refração do núcleo, Figura 5, os tipos mais usuais são: fibra multi-modo de índice degrau, fibra multi-modo de índice gradual e fibra mono-modo de índice degrau.

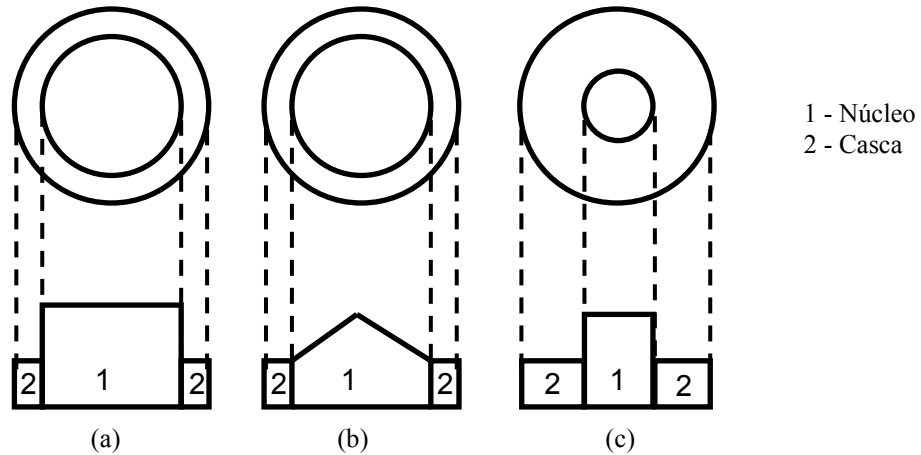


Figura 5: (a) Fibra multi-modo de índice degrau; (b) Fibra multi-modo de índice gradual; (c) Fibra mono-modo de índice degrau.

Enquanto uma fibra mono-modo conduz somente um modo de propagação, as fibras multi-modo conduzem muitos modos de propagação. As fibras mono-modo têm diâmetro de núcleo menor do que as multi-modo, e a diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca também é pequena ($\sim 10^{-3}$). Quanto ao perfil do índice de refração, enquanto uma fibra de índice degrau possui apenas um tipo de material compondo o núcleo de forma a ter um índice de refração constante ao longo de sua seção reta, a fibra de índice gradual tem seu núcleo composto por materiais de diversos índices de refração que diminuem gradualmente a partir do eixo central da fibra em direção a interface núcleo-casca [43].

Para aplicações em telecomunicações, as fibras ópticas são feitas com material de alta pureza, exibindo baixa perda óptica. Nas fibras de plástico, as perdas ópticas possuem valores mais elevados. A diferença de índice de refração entre o núcleo e a casca é conseguida durante o processo de fabricação através da dopagem com outros materiais na sílica. A diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca é definida segundo o perfil radial de índices de refração, ou seja, a variação do índice de refração ao longo do raio da fibra óptica pode ser feita de modo gradual ou de modo descontínuo.

Durante a propagação da luz na fibra óptica, o sinal óptico sofre processos básicos de degradação: a atenuação, que causa perda de potência do sinal transmitido; a dispersão, que causa o alargamento do pulso óptico, e efeitos não-lineares que acontecem principalmente em sistemas *WDM*. A atenuação é responsável pela perda óptica, fazendo, assim, com que o sinal óptico transmitido perca intensidade, dificultando a sua detecção e limitando o comprimento dos enlaces ópticos. A atenuação em fibras ópticas varia com o comprimento de onda da luz propagante, tendo um mínimo de perdas em torno de 1550 nm [44-47]. Se P_i é a potência do sinal na entrada da fibra, a potência transmitida em uma distância L será dada por

$$P_f = P_i \exp(-\alpha L). \quad (12)$$

Desta forma, a relação que expressa em decibéis por quilômetro (dB/km) a atenuação, é dada por

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log_{10}(P_f/P_i) = 4,32 \alpha \quad (13)$$

em que a atenuação α é a medida total das perdas na fibra.

Os principais mecanismos de perdas por atenuação em fibras ópticas são [44, 45, 46]: absorção intrínseca do material que compõe a fibra, que decorre da banda de absorção eletrônica, resultando de transições estimuladas de elétrons na região do ultravioleta e da banda de vibração atômica, na região do infravermelho; absorção pelos íons que são depositados durante o processo de fabricação da fibra, íons estes metálicos, ou radicais OH^- (água dissolvida no vidro); espalhamento Rayleigh, causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra. Através de processos mais sofisticados de fabricação têm-se diminuído em muito as perdas na fibra óptica com relação aos casos acima mencionados, chegando próximo a limites teóricos.

A dispersão que provoca o alargamento do sinal óptico pode ser essencialmente de tipos: modal ou intermodal e cromática ou intra-modal [44-47]. A dispersão do tipo modal ou

intermodal ocorre por que os diferentes modos propagação para um mesmo comprimento de onda propagante numa fibra óptica possuem velocidades diferentes de propagação. Este tipo de dispersão afeta somente as fibras multi-modo, em que podemos ter diferentes modos de propagação na fibra. Utilizando fibras mono-modo não existirá este tipo de dispersão, pois temos apenas um modo propagante na fibra. A dispersão cromática ou intra-modal é resultado da dependência da velocidade de propagação de um modo individual com relação ao comprimento de onda, efeito este aumentado com a largura espectral da fonte luminosa. Os componentes que são utilizados como compensadores de dispersão são as fibras compensadoras de dispersão, fibras com rede de Bragg, compensadores de modo espacial de mais alta ordem, ou ainda por técnicas de inversão espectral. Os compensadores de dispersão são normalmente empregados nos receptores, transmissores, ou, ainda, periodicamente ao longo do enlace [48].

Os efeitos não-lineares são outros processos de degradação que o sinal sofre ao longo da propagação em fibras ópticas [39, 49]. Mesmo a sílica não sendo um material intrinsecamente não-linear, a geometria do guia de onda que confina a luz para longos comprimentos de fibra pode gerar efeitos não-lineares importantes em sistemas de comunicações ópticas.

Entre os efeitos não-lineares que ocorrem geralmente, temos: a automodulação de fase (*SPM*), que faz com que os pulsos transmitidos acumulem uma fase ao longo do comprimento da fibra, induzindo penalidades na transmissão; modulação de fase cruzada (*XPM*), que seria a acumulação de fase não linear por um canal, devido à potência de outros canais, tendo o mesmo efeito da *SPM*, mas sendo duas vezes mais intenso; mistura de quatro ondas (*FWM*), que é um processo paramétrico de mistura de ondas, que cria novas ondas em diferentes comprimentos de onda, sendo este efeito o que causa a maior penalidade em sistemas *WDM*, pois o comprimento de onda destas novas ondas criadas pode coincidir com o de outras já transmitidas. Podemos citar ainda efeitos como o espalhamento Brillouin estimulado (*SBS*) e espalhamento Raman estimulado (*SRS*).

2.2 PROPAGAÇÃO DE PULSOS EM FIBRAS ÓPTICAS

Como todo fenômeno eletromagnético, a propagação de uma onda eletromagnética em uma fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell. Estas equações fazem uma relação dos campos elétricos e magnéticos com as propriedades físicas do meio, formando bases para soluções de problemas eletrodinâmicos em meios materiais. No sistema de unidades MKS, as equações de Maxwell são [50]

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (14)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (15)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (16)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (17)$$

Em que \vec{E} e \vec{H} são vetores de campo elétrico e magnético respectivamente. \vec{D} e \vec{B} densidade de fluxo elétrico e magnético. \vec{J}_f e ρ_f densidade de corrente e de carga. A densidade de fluxo elétrico \vec{D} está relacionada com campo elétrico \vec{E} e a polarização \vec{P} , enquanto a densidade de fluxo magnético \vec{B} se relaciona com o campo magnético \vec{H} e a magnetização \vec{M} , desta forma, tem-se

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}(\vec{r}, t) \quad (18)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}(\vec{r}, t) \quad (19)$$

em que ϵ_0 é a permissividade no vácuo e μ_0 a permeabilidade. \vec{P} e \vec{M} são as polarizações elétrica e magnética respectivamente. Através das constantes ϵ_0 e μ_0 obtemos a velocidade da luz no vácuo,

$$C^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}. \quad (20)$$

2.3 EQUAÇÃO DE ONDA

A partir das equações de Maxwell é possível obter uma equação de onda para os campos que se propagam em um meio qualquer. Aplicando o operador rotacional em ambos os membros da equação 14 e como a indução magnética é uma função contínua e diferenciável, têm-se

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{B}(\vec{r}, t). \quad (21)$$

A partir das equações 15, 18 e 19 temos

$$\nabla \times \vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \left(\vec{J}_e(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} \right) + \nabla \times \vec{M}(\vec{r}, t). \quad (22)$$

Substituindo a equação 22 na equação 21 e utilizando as relações 18, 19, 20 e a identidade vetorial abaixo:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}, \quad (23)$$

obtem-se

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{J}_f}{\partial t} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} - \frac{\partial(\nabla \times \vec{M})}{\partial t}. \quad (24)$$

A equação 24 também é válida para o campo magnético \vec{H} . Ela é tão geral, tanto quanto forem a polarização, a magnetização e a densidade de corrente. A polarização elétrica de um meio traz implicitamente todas as propriedades elétricas do mesmo. Da mesma forma a magnetização. Essas duas grandezas constituem a resposta do meio aos campos. A polarização \vec{P} pode ser separada em duas partes: uma linear e outra não-linear, de tal forma que

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}_L(\vec{r}, t) + \vec{P}_{NL}(\vec{r}, t). \quad (25)$$

Em geral, a obtenção da polarização \vec{P} requer atenção para os efeitos de retardamento da resposta do meio material ao campo aplicado. A parte linear P_L e a parte não-linear P_{NL} estão relacionadas ao campo elétrico pelas relações gerais dadas por [51, 52, 53]

$$\vec{P}_L(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t-t') \vec{E}(\vec{r}, t') dt' \quad (26)$$

$$\vec{P}_{NL}^2(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(2)}(t-t_1, t-t_2) \otimes \vec{E}_j(\vec{r}, t_1) \vec{E}_k(\vec{r}, t_2) dt_1 dt_2 \quad (27)$$

$$\vec{P}_{NL}^{(n)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \int \dots \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(n)}(t-t_1, \dots, t-t_n) \otimes \vec{E}_j(\vec{r}, t_1) \vec{E}_z(\vec{r}, t_n) dt_1 \dots dt_n. \quad (28)$$

Em que o símbolo \otimes representa o produto tensorial, e $\chi^{(j)} (j=1,2,\dots,n)$ é a susceptibilidade de j-ésima ordem. A polarização na posição \vec{r} e no instante t dependeria do campo elétrico tanto em instantes anteriores como posteriores a t . Com isso, temos um problema de natureza causal, pois, a polarização depende de um campo que ainda não existe. Para contornar esta situação, admitimos que o tensor de susceptibilidade elétrica é nulo para $t > t$.

2.4 ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO LINEAR DE FIBRAS ÓPTICAS

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

Acoplamento direcional é um fenômeno de troca de energias entre ondas eletromagnéticas que propagam em diferentes estruturas de guiamento. O dispositivo que resulta da disposição desta estrutura de guiamento com objetivo de controlar a troca de energia é denominado acoplador direcional. A troca de energia em um acoplador direcional a fibras ópticas ocorre quando os núcleos das fibras são aproximados, lado a lado o suficiente para que o campo evanescente de uma das fibras excite modos de propagação na outra fibra, assim permitindo transferência de energias entre elas. Esta transferência pode ser quantificada e dependerá da estrutura modal de cada fibra óptica e sua disposição geométrica no espaço. A Figura 6 mostra a representação de um acoplador direcional duplo na sua forma mais simples.

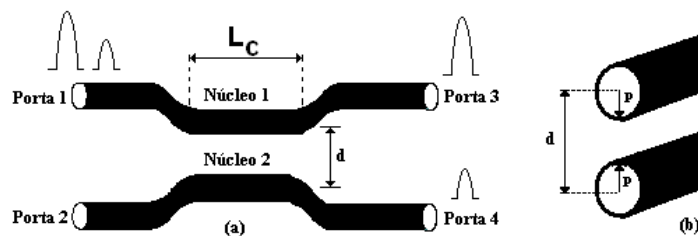


Figura 6: (a) acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. (b): seção transversal do NLDC.

Acopladores em fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância d , conforme revelado nas figuras 6a e 6b. Dependendo da potência de pico aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas. A partir dos sinais aplicados à porta 1 do acoplador, figura 6a, temos que para baixa potência de luz, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado à porta 1 é completamente chaveado para a porta 4. Se o sinal aplicado à porta 1 do acoplador apresenta uma intensidade maior, a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3) ver figura (6a). Para o acoplador das figuras 6a e 6b, temos que d é a separação entre os centros dos núcleos das fibras, ρ o raio dos núcleos e L_C o comprimento de acoplamento necessário para transferência de potência de um guia para outro e para o acoplador da figura 6. Este comprimento é definido como:

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

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

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

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

em que

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

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

2.5 EQUAÇÕES DE MODO ACOPLADO

A partir da equação não-linear de Schorödinger (*NLSE*) podemos escrever as equações que descrevem a dinâmica de um acoplador duplo em que os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão de velocidade de grupo e acoplamentos lineares são considerados. Assim para acopladores duplos, como o da figura 6a, temos:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0 \quad (31)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0 \quad (32)$$

em que γ é o coeficiente de automodulação de fase que representaram os efeitos de não linearidade, β_2 é a dispersão de velocidade de grupo e C é o coeficiente de acoplamento Linear.

No sistema de equações acima consideramos β_2 negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala (região que suporta sólitons). Ao normalizar este sistema de equações obtemos:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + C u_2 = 0 \quad (33)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + C u_1 = 0 \quad (34)$$

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

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (35)$$

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

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (36)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (37)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (38)$$

em que L_D é o comprimento de dispersão e T_0 é a meia largura do pulso, K é a constante de acoplamento normalizada, dada por:

$$K = L_D C. \quad (39)$$

O comprimento de acoplamento L_C é aquele em que o pulso de baixa potência que se propaga em um dos guias é chaveado totalmente de um núcleo para outro, em que o comprimento de acoplamento para o acoplador duplo é dado pela equação 29.

2.6 PROCEDIMENTO NUMÉRICO OPERANDO COM SINAL CW

Inicialmente definimos a transmissão na fibra j , T_j , como a razão entre energia no final do acoplador na fibra j pela energia incidente na fibra 1.

$$T_j = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0)|^2 dt}, \quad (40)$$

em que o sinal utilizado para esse procedimento é do tipo:

$$u_1 = (0, \tau) = A_1, \quad (41)$$

com $j = 1, 2$ e em nosso *NLDC* simétrico com comprimento L_c . Quando utilizamos onda contínua (*CW*) para excitar o acoplador os termos que dependem do tempo (GVD) nas equações 31 e 32 podem ser desprezados, pois a onda é contínua no tempo. A figura (7) mostra o comportamento do chaveamento para um acoplador direcional duplo simétrico de comprimento L_c operando com um sinal de onda contínua (*CW*). Nesta condição a potência crítica de chaveamento esta em torno de $P=1.30W$.

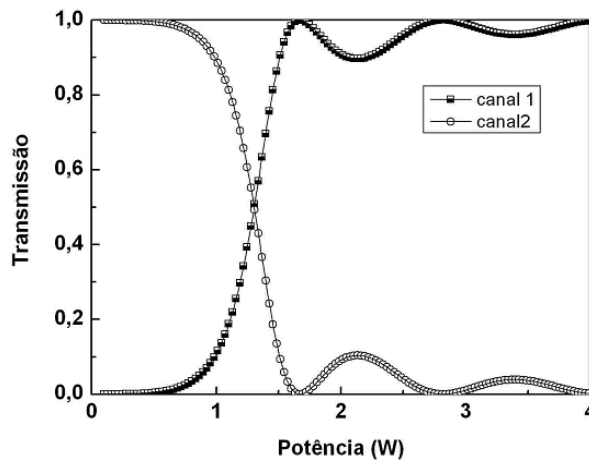


Figura 7: curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento L_c . Nesta condição $P_c=1.30 W$. $kL_c = \pi/2$.

Uma outra definição importante é o coeficiente de extinção em um chaveamento do tipo *on-off*, podendo ser visto como o coeficiente entre a energia de saída no estado *on* pela energia de saída no estado *off*. Sendo esta taxa a maior possível. Para o nosso *NLDC* simétrico é expresso por:

$$Extinction - ratio = X(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_C)|^2 dt} \quad (42)$$

em que $j=1,2$ e o coeficiente de extinção em dB é dado por:

$$Extinction - ratio[dB] = Xratio = XR = 10\text{Log}_{10} X(R) \quad (43)$$

2.7 PROCEDIMENTO NUMÉRICO OPERANDO COM SINAL PULSADO (2PS)

Os primeiros estudos visando sinais pulsados em acopladores foram realizados com pulsos de longas durações temporais, porém esses pulsos apresentavam problemas de quebra após o chaveamento, o pulso chaveado degradava-se perdendo sua forma original limitando a eficiência dos acopladores e conseqüentemente suas aplicações. Para evitar esse tipo de problema foi proposta teoricamente a aplicação de sólitons [2, 54]. Observou-se que a aplicação de sólitons em termos de chaveamento mostrava uma alta eficiência. Desde então a aplicações de sólitons vem sendo estudados extensivamente em acopladores [2, 55]. O procedimento numérico para simular um pulso solitônico em acopladores direcionais é semelhante ao usado para o sinal CW , entretanto temos que levar em consideração os termos que dependem do tempo nas equações 31 e 32, a transmissão é calculada usando a equação 40 e o pulso inicial é dado por

$$u_1(0, \tau) = A_j \text{sech}(A_j \tau) \quad (44)$$

A figura 8 mostra o comportamento do chaveamento para um acoplador direcional duplo simétrico de comprimento L_C operando com um sinal pulsado (2ps).

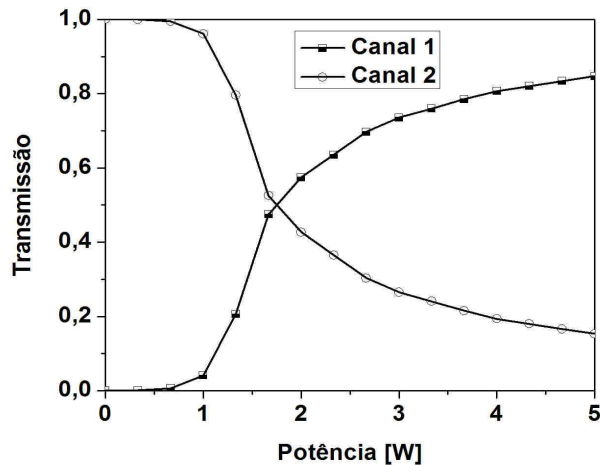


Figura 8: curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_c=1.73$ W. $kL_c= \pi/2$.

Observamos que a potência crítica de chaveamento de um sinal pulsado é mais alta quando comparado com o caso de um sinal *CW*. Nestas condições temos que a potência crítica é $P_c=1.73$ W.

2.8 TEORIA DOS MODOS ACOPLADOS APLICADOS A GRADES DE BRAGG

A teoria de modo acoplado é uma excelente ferramenta de análise para interação entre modos provocada por alterações periódicas. Em particular, esta teoria foi inicialmente utilizada para determinar de forma quantitativa, a eficiência de difração e a resposta espectral das grades de Bragg holográficas espessas. Nesta pesquisa vamos nos limitar a análise do formalismo da teoria de modos acoplado aplicado a grades de Bragg em fibras ópticas que foram inicialmente desenvolvidas por Lam e Garside [56].

Se presumirmos que a componente transversal do campo elétrico pode ser escrita a partir da sobreposição dos dois modos ideais dos guias sem perturbações, referenciados pelo índice j temos:

$$E^T(x, y, z, t) = \sum_j A_j^+(z) \exp[i(\omega t - \beta_j z)] + A_j^-(z) \exp[i(\omega t + \beta_j z)] e_j^T(x, y), \quad (45)$$

em que A_j^+ e A_j^- são as amplitudes do modo j *forward* e *backward* (propagante e contra-propagante) de propagação segundo $+z$ e $-z$, respectivamente. Se restringirmos a nossa análise ao acoplamento entre os modos confinados na fibra óptica, as distribuições modais transversais pelos modos *LP* (linearmente polarizado). Em condições ideais, esses modos são ortogonais, pelo que não existe troca de energia em qualquer dois modos. No entanto, a presença de perturbação periódica na constante dielétrica $\Delta\varepsilon(x, y, z)$ provoca, em geral, o acoplamento entre os diversos modos. Nesta situação, a amplitude do modo j evolui ao longo da direção de propagação z , de acordo com as equações diferenciais:

$$\begin{aligned} \frac{dA_j^+}{dz} \exp[i(\omega t - \beta_j z)] &= -i \sum_k \{A_k^+ \exp[i(\omega t - \beta_k z)] + A_k^- \exp[i(\omega t + \beta_k z)]\} \\ &\frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\varepsilon(x, y, z) e_k^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy. \end{aligned} \quad (46)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{dA_j^-}{dz} \exp[i(\omega t + \beta_j z)] &= i \sum_k \{A_k^+ \exp[i(\omega t - \beta_k z)] + A_k^- \exp[i(\omega t + \beta_k z)]\} \\ &\frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\varepsilon(x, y, z) e_k^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \end{aligned} \quad (47)$$

Os termos no lado direito das equações 46 e 47 podem ser entendidas como a fonte que transfere potência para as ondas na direção de propagação $A_j^+ \exp[i(\omega t - \beta_j z)]$ e na direção contrária $A_j^- \exp[i(\omega t + \beta_j z)]$. A interação entre essa fonte e as ondas só é possível quando ambas tem a mesma frequência, de modo que a interação não se anule para intervalos de tempo longos em comparação com a diferença entre as respectivas frequências. Na

situação considerada essa condição é obviamente verificada, pois a perturbação dielétrica não se altera no tempo. Por outro lado a fonte e as ondas devem ter dependência de fase $\exp(i\beta z)$ próximas, de forma a garantir que a interação não se anula ao longo da direção de propagação. Se por exemplo considerarmos a interação com o modo j , na direção de contra-propagação, essa parcela significa que tem que existir necessariamente uma parcela no somatório da equação 47 que varie como $\exp[i(\omega t + \beta z)]$, com $\beta \approx \beta_j$. Essa parcela deve corresponder a um dos termos da expansão em serie de Fourier da perturbação, que verifica a condição de Bragg $\beta_1 - \beta_2 = m \frac{2\pi}{\Lambda}$ que garante a adaptação da fase longitudinal da constante de propagação dos dois modos, em que Λ é o período da grade e m um inteiro. Se concretizarmos, escolhendo um período Λ da perturbação $\Delta\varepsilon$ tal que $m\pi/\Lambda \approx \beta_j$, para um número inteiro m temos um termo no somatório na equação 47 proporcional a:

$$A_j^+ \exp\left[i\left(\frac{2m\pi}{\Lambda} - \beta_j\right)z\right], \quad (48)$$

como este termo verifica a condição de Bragg para $k=j$ a equação 47 reduz-se a

$$\frac{dA_j^-}{dz} \exp(i\beta_j z) = iA_j^+ \exp(-i\beta_j z) \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\varepsilon(x, y) \exp(im \frac{2\pi}{\Lambda} z) e_j^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy \quad (49)$$

ou seja, este é o único termo que permite o acoplamento sincrônico da amplitude $A_j^- \exp(i\beta_j z)$ resultando

$$\frac{dA_j^-}{dz} = i \frac{\omega}{4} A_j^+ \exp\left[\left(\frac{2m\pi}{\Lambda} - 2\beta_j\right)z\right] \iint_{\infty} \Delta\varepsilon(x, y) e_j^T(x, y) e_j^{T*}(x, y) dx dy. \quad (50)$$

De modo similar esta análise pode ser repetida para a transferência recíproca para $A_j^+ \exp(-i\beta_j z)$. Neste ponto, sem correr o risco de condicionar a análise, podemos restringir-nos ao caso das grades com modulação puramente senoidal aos modos LP_{0l} . O acoplamento entre o modo LP_{0l} e a contra-propagação A_{0l}^- e o modo LP_{0l} na direção de propagação A_{0l}^+ é conseguido pelo harmônico fundamental da perturbação ($m=1$) sendo descrito pela relação

$$\frac{dA_{0l}^-}{dz} = ikA_{0l}^+ \exp(-i2\Delta\beta z) \quad (51)$$

e reciprocamente por

$$\frac{dA_{0l}^+}{dz} = -ikA_{0l}^- \exp(i2\Delta\beta z), \quad (52)$$

em que o coeficiente de acoplamento é dado pela relação

$$k = \frac{\omega}{4} \iint_{\infty} \Delta\epsilon(x, y) \psi_{0l}^T(x, y) \psi_{0l}^{T*}(x, y) dx dy, \quad (53)$$

em que ψ_{0l} é a distribuição transversal normalizada do modo LP_{0l} e

$$\Delta\beta = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{(1)\pi}{\Lambda}. \quad (54)$$

O problema físico do acoplamento entre os modos guiados na direção de propagação e na direção de contra-propagação é assim, descrito por um par de equações diferenciais acopladas, equações 51 e 52, e uma expressão para a respectiva constante de acoplamento k

na equação 39. Lembrando que essas equações resolvem um problema estritamente linear, as equações onde os termos dos efeitos de não linearidade *XPM* (modulação de fase cruzada) e *SPM* (automodulação de fase) [39, 57] serão estudados mais adiante.

A solução das equações diferenciais acopladas pode ser obtida com base nas condições de fronteiras $A_{01}^+(0) = 1$ e $A_{01}^-(L) = 0$, ou seja, uma condição para que não haja onda contra-propagante no final da grade, na qual essa tem um comprimento L , logo

$$A^+(z) = \frac{-\exp(i\Delta\beta z)}{[\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)]} \{\Delta\beta \sinh[S(z-L)] + iS \cosh[s(z-L)]\}, \quad (55)$$

$$A^-(z) = \frac{\exp(i\Delta\beta z)}{[\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)]} \sinh[S(z-L)], \quad (56)$$

em que

$$S = \sqrt{k^2 - \Delta\beta^2}. \quad (57)$$

Nestas condições de fronteira, supõe-se que a amplitude da onda incidente na grade de Bragg na direção de contra-propagação é nula. Se considerarmos, por exemplo, o funcionamento na condição de ressonância $\Delta\beta=0$ tem-se

$$A^+(z) = \frac{\cosh[k(z-L)]}{\cosh(kL)}, \quad (58)$$

$$A^-(z) = \frac{i \sinh[k(z-L)]}{\sinh(kL)}. \quad (59)$$

2.9 GRADE DE BRAGG LINEAR

Para o melhor entendimento das características de transmissão de um feixe de onda monocromática incidido numa grade de Bragg e lembrando que os efeitos de *XPM SPM* não serão considerados por enquanto. O coeficiente de reflexão da grade de Bragg pode ser facilmente calculado a partir das equações 55 e 56 resultando em

$$r_g = \frac{A^-(0)}{A^+(0)} = \frac{k \sinh(SL)}{\Delta\beta \sinh(SL) - iS \cosh(SL)}. \quad (60)$$

Assim a refletividade R e a fase ϕ são determinadas em função do desvio à condição de ressonância $\Delta\beta$, pelas relações

$$R = |r_g|^2 = \frac{k^2 \sinh^2(SL)}{\delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh^2(SL)} \quad (61)$$

e

$$\phi = \arctan\left[\frac{\text{Im}(r_g)}{\text{Re}(r_g)}\right], \quad (62)$$

em que o coeficiente de transmissão T pode ser calculado usando o mesmo mecanismo matemático. A dependência da refletividade R e da fase ϕ é mostrada na Figura 10 para uma grade de Bragg de comprimento $L=1$ cm e $\Lambda=0.5\mu\text{m}$.

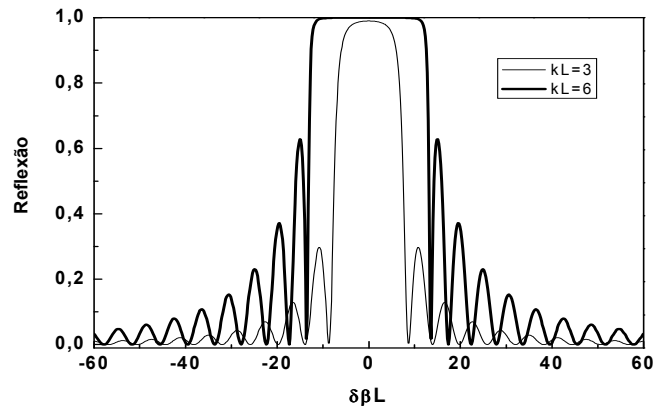


Figura 9: resposta de reflexão em função do *detuning* $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1$ cm, $kL=3$; $KL=6$ e $\Lambda=5$ μm .

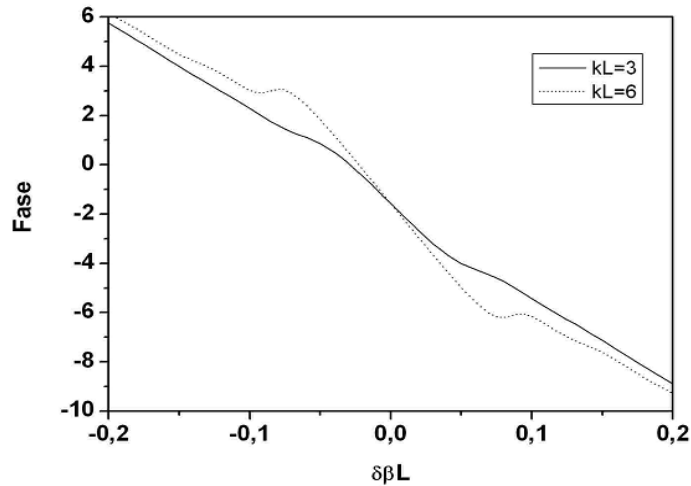


Figura 10: fase em função do descasamento de fase $\delta\beta$ para uma grade de Bragg de comprimento $L=1$ cm, $kL=3$; $kL=6$ e $\Lambda=5$ μm .

2.10 GRADE DE BRAGG NÃO LINEAR

O comportamento de um feixe de luz propagando numa grade não linear difere bastante do caso linear. Quando os efeitos não lineares estão presentes numa fibra óptica, a automodulação de fase (*SPM*) e a modulação de fase cruzada (*XPM*) são fenômenos de presença importante que afetam significativamente a propagação de um feixe óptico através da mesma. A equação de modo acoplado para uma grade de Bragg não linear tem um formato

mais generalizado em relação ao caso linear, o que torna o problema um pouco mais complexo, levando em conta que os termos de *SPM* e *XPM* serão inclusos. A propagação de uma onda em um meio não linear e periódico em uma dimensão pode ser estudada em vários e diferentes contextos [58, 59]. No caso de uma grade inserida numa fibra a presença da intensidade do campo depende da equação dada por

$$\tilde{n}(\omega, z) = \tilde{n}(\omega) + n_2|E|^2 + \delta n_g(z). \quad (63)$$

Para que haja ligação do *SPM* e *XPM* das ondas contra-propagantes, em que n_2 é o parâmetro de não linearidade e $\delta n_g(z)$ é o parâmetro da variação periódica do índice incidido na grade. A teoria de modo acoplado pode ser generalizada para os efeitos não lineares incluídos numa fibra, sendo que o índice não linear $n_2|E|^2$ na equação 63 pode ser tratado como uma pequena perturbação [60]. Esses efeitos não lineares podem ser incluídos para resolver as equações de modo acoplado descritas a seguir

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A^+}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^+}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A^+ = i\delta A^+ + ikA^- + i\gamma(|A^+|^2 + 2|A^-|^2)A^+ \quad (64)$$

$$-\frac{\partial A^-}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A^-}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^-}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A^- = i\delta A^- + ikA^+ + i\gamma(|A^-|^2 + 2|A^+|^2)A^- , \quad (65)$$

em que δ é a medida do *detuning* para a frequência de Bragg e é definido da seguinte forma

$$\delta(\omega) = \left(\frac{\tilde{n}}{c}\right)(\omega - \omega_B) \equiv \beta(\omega) - \beta_B, \quad (66)$$

no qual c é a velocidade da luz no vácuo. Para um caso prático e de interesse o termo β_2 presente nas equações 64 e 65 pode ser desprezado. Para grades típicas de comprimento ($< 1m$) as perdas também podem ser desprezadas $\alpha = 0$, assim as equações de modo acoplado assumem as seguintes formas

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A^+}{\partial t} + i\delta A^+ + ikA^- + i\gamma(|A^+|^2 + 2|A^-|^2)A^+ = 0, \quad (67)$$

$$-\frac{\partial A^-}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A^-}{\partial t} + i\delta A^- + ikA^+ + i\gamma(|A^-|^2 + 2|A^+|^2)A^- = 0, \quad (68)$$

em que $\beta_1 = 1/V_g$ e V_g é a velocidade de grupo para a banda de parada associada com a grade. Note que o acoplamento entre as ondas propagante A^+ e contra-propagante A^- se dá através do coeficiente de acoplamento k .

2.11 EFEITOS NÃO-LINEARES

Os efeitos não-lineares desempenham um papel crucial na propagação de sinais por fibras ópticas, advindo da resposta não-linear da sílica (ou de qualquer material do qual a fibra seja constituída) a um campo eletromagnético externamente aplicado [22]. Fundamentalmente, a origem desta resposta não-linear está relacionada ao movimento anarmônico dos elétrons ligados sob a influência do campo aplicado e é tanto mais relevante quanto maiores forem os níveis de densidade do campo, em frequência, entre os canais.

De uma forma geral, pode-se dizer que os efeitos não-lineares em fibras não são defeitos de fabricação, porém sua eficiência é dependente do projeto da fibra. A resposta não-linear do meio ocorre para intensos níveis de sinal óptico (potência por área) propagando-se na fibra. A resposta não-linear é, atualmente, o principal fator limitante dos projetos das redes ópticas, que constituem os sistemas de comunicação [61, 62]. Na presença de dispersão

anômala ($\beta_2 < 0$), os efeitos não-lineares podem levar à compressão do pulso. Em casos específicos, pode-se ter a formação de sólitons [39, 45, 61] em que o pulso na recepção recupera sua forma inicial, ou seja, há um balanceamento entre dispersão e efeitos não-lineares.

Para que se possa ter sistemas ópticos trabalhando numa taxa de transmissão (b/s) mais elevada, torna-se necessário o uso da técnica de multiplexagem por comprimento de onda (*WDM*). Essa técnica provê, aos sistemas ópticos, o uso de múltiplos comprimentos de onda (canais). Por exemplo, um sistema operando na taxa de 10 Gb/s é equivalente a um sistema multiplexado com $4 \times 2,5\text{ Gb/s}$. Ao transmitir vários canais, a potência de cada um deles pode ser moderada, porém a soma total poderá excitar a fibra não linearmente. Sistemas de múltiplos canais proporcionam o aparecimento de efeitos não-lineares, tais como a Modulação de Fase Cruzada (*XPM*) e a Mistura de Quatro Ondas (*FWM*). Além disso, ocorre uma modulação de fase em cada canal, devido ao valor de sua própria potência. Esse efeito é designado Automodulação de Fase (*SPM*) [39, 45, 61, 63].

Como consequência dos efeitos não-lineares, ocorre o alargamento espectral dos pulsos, isso acentua o problema da dispersão cromática. Decorre disso um aumento na taxa de erro na recepção, podendo levar o sistema a tornar-se inoperante. Ainda que seja injetada uma potência moderada na fibra, devido ao fato dessa possuir núcleo da ordem de micrometros, isso acarreta uma alta densidade de campo eletro-magnético (*potência/área*). Assim, potências da ordem de *miliwatt*, já são suficientes para gerar efeitos não-lineares que degradam a qualidade da informação transmitida pela fibra [39, 63].

As manifestações não-lineares aparecem como ruído e distorção do sinal. O ruído inclui o efeito de interferência entre canais (*crosstalk*); um exemplo disso são os sinais espúrios gerados pela Mistura de Quatro Ondas (*FWM*) [64].

Uma das formas para reduzir os efeitos não-lineares é manter a densidade de potência abaixo de um limiar, no qual eles tornam-se significantes. A atenuação reduz o nível de potência ao longo da fibra; assim, a densidade de potência é mais crítica nas regiões onde o nível de potência é elevado, isto é, próximo dos transmissores ou na saída dos amplificadores ópticos. Uma solução seria usar fibras que apresentem um núcleo maior, reduzindo a densidade de potência nessas regiões. Essas fibras são caracterizadas por apresentar um maior diâmetro modal [65]. Outra alternativa seria a redução do espaçamento entre os amplificadores, com a consequente redução do ganho dos mesmos. Entretanto, em enlaces muito longos, isso poderia levar ao uso de um número excessivo de amplificadores e, isso,

poderia inviabilizar o enlace, não só devido a questões de custo, mas também, haveria necessidade de um controle de ruído de amplificação espontânea, que seria introduzido no sistema [39, 45, 61].

A instalação dos modernos sistemas de multiplexação por comprimento de onda com alta densidade de canais (*DWDM*) tem, como principal objetivo, maximizar a capacidade de transmissão de dados em vários canais, com comprimentos de onda diferentes, numa única fibra. No entanto, a transmissão de altas taxas em longas distâncias pode trazer problemas na comunicação devido à dispersão do sinal na fibra. Novas gerações de fibras ópticas, como por exemplo, a fibra de dispersão deslocada não-nula (*NZDS*) [66], foram desenvolvidas especificamente para solucionar os problemas de dispersão e não-linearidades nos enlaces. Essa fibra possui o comprimento de onda de dispersão nula fora da banda de amplificação dos *EDFA*'s [67].

Os fenômenos não-lineares considerados na propagação do campo elétrico nas grades de Bragg desta dissertação são apenas a automodulação de fase (*SPM*) e a Modulação Cruzada de Fase (*XPM*), fenômenos que ocorrem devido à dependência existente entre o índice de refração e a potência óptica.

2.11.1 Automodulação de Fase (*SPM*)

Devido à variação do índice de refração, em função da intensidade em um meio óptico não-linear, ocorre, entre outros fenômenos não-lineares, a Automodulação de Fase (*SPM*) do sinal propagante. Esse fenômeno leva ao alargamento espectral dos pulsos ópticos [39]. Stolen e Lin fizeram um estudo sistemático da *SPM* em uma fibra de núcleo de sílica. Posteriormente, outros trabalhos, considerando a *SPM* em fibras, foram desenvolvidos [68-71].

A *SPM* [72-91] causa um desvio induzido de fase proporcional à intensidade óptica do sinal. Assim, as componentes de um mesmo pulso são submetidas a diferentes desvios de fase, ocasionando um alargamento espectral do pulso em questão. Se este alargamento atuar na mesma direção do que o causado pela dispersão, a *SPM* pode aumentar significativamente as penalidades provocadas pela dispersão. Caso contrário, a automodulação de fase pode

compensar os efeitos dispersivos e, sob condições especiais, gerar pulsos solitônicos [85, 86, 92, 93, 94-100].

No caso do efeito não-linear de Automodulação de Fase (*SPM*), o pulso transmitido sofre um *chirp* (gorjeio) de frequência, pois o mesmo se automodula em fase [39]. O *chirp* é o agrupamento de frequências mais altas e mais baixas, respectivamente, para as partes anterior e posterior do pulso óptico (fator de *chirp* negativo, $C < 0$), ou vice-versa (fator de *chirp* positivo, $C > 0$) [63]. Por isto, um pulso com *chirp* apresenta maior largura espectral do que um pulso sem *chirp*.

2.11.2 Modulação de Fase Cruzada (*XPM*)

Quando duas ou mais ondas ópticas propagam juntas no interior de uma fibra, elas podem interagir umas com as outras através da não-linearidade da fibra. Em geral, tal interação pode gerar novas ondas sob condições apropriadas através de uma variedade de fenômenos não-lineares, tais como espalhamento Raman e Brillouin, geração de harmônicos e mistura de quatro ondas. A não-linearidade da fibra, todavia, também provê um acoplamento entre as ondas incidentes através de um fenômeno referido como Modulação Cruzada de Fase (*XPM*). *XPM* está sempre acompanhada da *SPM* e ocorre por causa do índice de refração efetivo de uma onda depender não apenas da intensidade daquela onda, mas também da intensidade de outra onda co- ou contra-propagante.

A Modulação de Fase Cruzada pode ser bastante relevante, principalmente, em sistemas que operam com Fibras de Dispersão Deslocada, altas taxas de transmissão e espaçamento entre canais relativamente pequeno.

O efeito *XPM*, caracteriza-se pela interferência em um canal a partir do canal adjacente. O canal que sofre a interferência, a exemplo do que ocorre no fenômeno da *SPM*, torna-se modulado em fase e com *chirp*. O efeito da *XPM* em sistemas *WDM*, pode ser significativamente reduzido pelo aumento do espaçamento entre os canais individuais [39].

2.12 MULTIPLEXADOR *add/drop*

Os sistemas *DWDM* necessitam de equipamentos capazes de combinar sinais que provêm de várias fontes emissoras, para que sejam transmitidos por uma única fibra. Assim, os multiplexadores convergem sinais de diversos comprimentos de onda em um único feixe. Nos receptores, temos equipamentos de-demultiplexadores, que possuem a função de separar o feixe recebido em suas várias componentes de comprimento de onda. A estrutura dos multiplexadores e de-demultiplexadores é basicamente a mesma, mas em um enlace *DWDM* são colocados em direções opostas. Esses equipamentos podem ser classificados como passivos ou ativos. Se forem passivos, são baseados na utilização de prismas, difração ou filtros. Se forem ativos, se baseiam na combinação de dispositivos passivos com filtros sintonizados. Nestes dispositivos, é necessário minimizar a interferência entre canais e maximizar a separação entre eles [1].

Existe um tipo especial de multiplexador denominado *add/drop-multiplexer*. Este dispositivo, além de realizar a função de um multiplexador comum, permite a remoção de um sinal e a inserção de um novo sinal, de mesmo comprimento de onda, em um enlace de transmissão. Todos os outros comprimentos de onda passam através do multiplexador *add/drop* com uma pequena perda de potência. Isso facilita a evolução de links ópticos *DWDM* ponto-a-ponto, pois nem todos os canais da transmissão possuem a mesma origem e o mesmo destino. Os multiplexadores *add/drop* ópticos (*OADMs*) são de grandes necessidades para redes ópticas de comunicação, pois especifica qual canal um determinado comprimento de onda deve ser selecionado (*drop*) ou adicionado (*add*) preservando a integridade dos demais canais. Embora às vezes nos refiramos o *add/drop* como um filtro, tal componente difere de um filtro óptico em dois aspectos. Primeiro teria que separar um canal para o comprimento de onda selecionado e enviar o restante para canais diferentes deste. Segundo teria que permitir a possibilidade de adicionar um mesmo comprimento de onda de uma outra porta que não fosse a selecionada. Assim, tal dispositivo deverá ter quatro portas, em contraste com os filtros ópticos que só possuem duas. A Figura 11 mostra a idéia básica e esquemática de um multiplexador *add/drop*, usando uma caixa preta.

Os interferômetros Michelson e de Mach-Zehnder com grades idênticas em seus braços de saída dão forma a componentes importantes como os multiplexadores *add/drop*

[101, 102], pois as grades de Bragg como filtros de reflexão fazem o papel de (*add*), selecionando comprimentos de onda centrado em sua frequência λ_B e o acoplador faz o papel de diferenciar os canais. As características de transferência têm sido relatadas recentemente e mostrou-se que a integridade dos comprimentos de onda de Bragg das duas grades é de importância preliminar para uma reflexão *backward* [103, 104]. O filtro grade de Bragg em acoplador demonstrado recentemente por Orlov [105] é um dispositivo atrativo devido a sua simplicidade, requerendo uma única grade na cintura de um acoplador direcional fundido. A análise deste dispositivo requer a solução da matriz de transferência e é complexa pelo fato que o acoplamento e as reflexões existem simultaneamente em determinada região do dispositivo [106, 107, 108]. Por outro, lado a análise do interferômetro de Michelson é mais fácil, desde que às regiões do acoplamento sejam separadas das grades de Bragg [103]. Nós mostramos que este retrato pode ser aplicado ao dispositivo grade de Bragg em acoplador, sua análise torna-se consideravelmente simples.



Figura 11: esquema de um multiplexador *add/drop* óptico

2.13 INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

Neste trabalho realizamos estudos numéricos do desempenho de acopladores duplos não lineares seguidos de grades de Bragg lineares e não lineares montando assim um dispositivo conhecido como interferômetro de Michelson (MI) [109] que pode ser utilizado como multiplexador *add-drop*, operando no regime pulsado (~ 2 ps). O princípio básico de um interferômetro de Michelson dar-se devido ao fenômeno de interferência entre dois feixes,

esse fenômeno gera uma intensidade de radiação na qual depende de frequência, polarização, fase e intensidade dos feixes que causa interferência, podendo-se verificar na saída do mesmo o resultado da interferência. Nosso interferômetro será montado de uma maneira prática, usando dois dispositivos ópticos para base de funcionamento, grades de Bragg e acopladores. Esses estudos foram realizados, usando-se a teoria de modos acoplados e simulados usando o método Runge-Kutta de quarta ordem.

O interferômetro de Michelson é muito usado como filtro de banda passante de comprimento de onda fixa, ou seja, passar uma determinada faixa de comprimento de onda fixa [110-113] para o caso de potência fixa de entrada ($P_0=P_c$), a sua forma mais simples é vista através do acoplador mostrado na Figura 12, após a reflexão a saída na porta 2 é de aproximadamente 50%, o sinal transmitido na porta 3 sob as condições de Bragg é $(1-R)$ em que R é a reflexão da grade. Temos que a potência de um sinal na entrada (porta 1) é dividida igualmente (acoplador 3dB) para as duas portas de saída (portas 3 e 4), em um de seus braços de saída são inseridas uma única grade de Bragg onde essa refletirá parte da amplitude do sinal de entrada que se encontra centrado na frequência de Bragg (supondo uma reflexão de 100%). De acordo com a Figura 7 e 8, podemos observar que para valores de potência abaixo do valor crítico de chaveamento toda potência (ou quase toda) é transferida para o braço de saída 2, logo podemos afirmar que a maior concentração dos 50% da amplitude refletida pela grade de Bragg sairá no canal 2 de saída como mostra a figura. Esse arranjo Trabalha como filtro eficaz de passagem de faixa de comprimento de onda apesar das perdas.

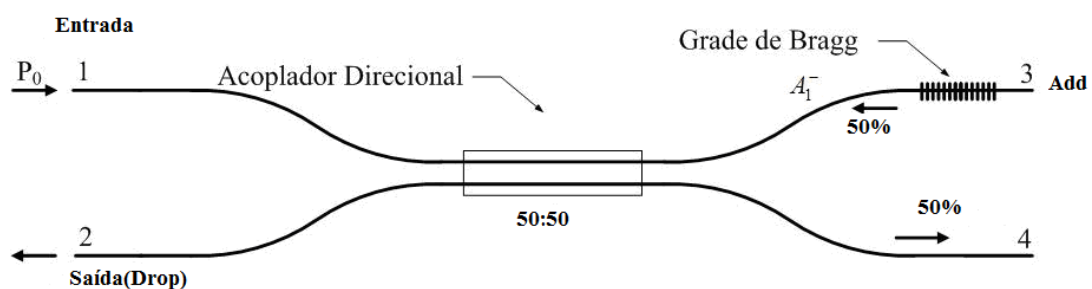


Figura 12: acoplador duplo com uma grade de Bragg em um de seus braços de saída.

Entretanto, há os métodos que são usados para eliminar as perdas da inserção deste filtro. Com duas grades idênticas uma em cada braço do acoplador o interferômetro torna-se

mais preciso e a intensidade de luz pode ser 100% chaveada para porta 2. O princípio dessa operação foi proposto originalmente por Hill *et al* [114]. Para que a intensidade de luz seja chaveada para o canal 2 de saída é necessário que no retorno das amplitudes haja uma diferença de caminho que será representada por uma fase adicionada na amplitude de reflexão grade de Bragg 1 associada ao braço 3 do acoplador, veja a Figura 13, toda a luz que entra na porta de entrada 1 é dividida igualmente pelo acoplador, as grades de Bragg idênticas em cada braço refletem a luz no comprimento de onda de Bragg sendo novamente acoplada e chaveada para a porta de saída 2.

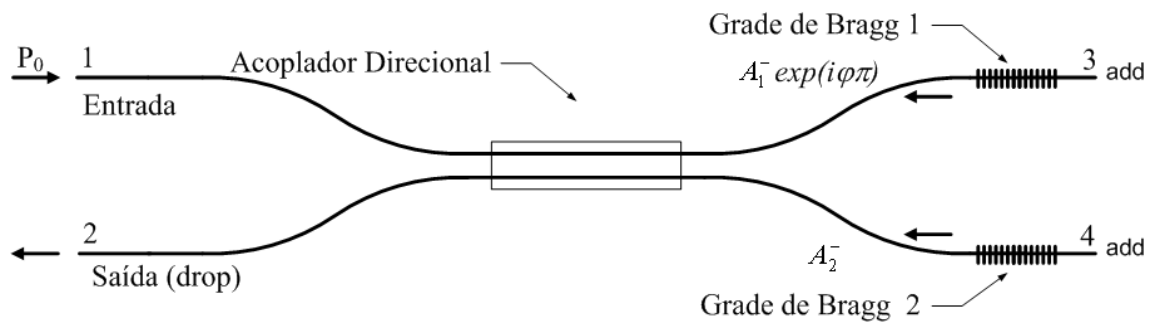


Figura 13: interferômetro de Michelson como filtro de faixa de frequência.

3 RESULTADOS E DISCUSSÕES OPERANDO COM SINAL PULSADO

3.1 DEFINIÇÕES IMPORTANTES

Inicialmente usamos um sinal pulsado ultra-curto do tipo secante hiperbólico (~2ps) para excitar nosso dispositivo no canal de entrada 1, o sinal é do tipo:

$$A_1(0, T) = \sqrt{P_o} \cdot \text{sec} h[(\sqrt{P_o}) \cdot (\frac{T}{T_o})] \quad (69)$$

$$A_2(0, T) = 0$$

O sistema é linearmente acoplado, equações 31 e 32, onde resolvemos numericamente usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem [115, 116] para uma grade de 1024 pontos de acordo com a condição inicial, equação 69. Nós podemos definir a transmissão T_i em função do sinal de entrada:

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(0)|^2 dt} \quad (70)$$

em que $i = 1, 2$ e L_C é o comprimento do interferômetro de Michelson.

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

$$Extinction - ratio = X(R) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L_C)|^2 dt} \quad (71)$$

Em que o coeficiente de extinção em unidades de dB é:

$$Extinction - ratio[dB] = Xratio = XR = 10Log_{10}X(R) \quad (72)$$

Ainda definimos como *Crosstalk* a taxa de informação indesejada no canal no estado *off*, de acordo a equação a seguir:

$$CT_j = 10 \cdot \log_{10}(T_j) \quad (73)$$

Um outro parâmetro interessante que foi objeto de pesquisa é o fator de compressão (FC), que é definido como sendo a razão entre a largura temporal do pulso de entrada pela largura temporal do pulso na saída de acordo com a equação a seguir:

$$FC = \frac{T(0)}{T(L_c)} = \frac{\tau_i}{\tau_0} \quad (74)$$

Para efeitos de pesquisa, fizemos um estudo em três diferentes configurações, trabalhamos com três diferentes valores de potência de bombeio. Inicialmente usamos uma potência de excitação abaixo do valor crítico de chaveamento, $P_0=1$ W, em seguida usamos uma potência igual ao valor crítico, $P_c=1.73$ W e por último usamos uma potência acima do valor crítico, $P_0=1.95$ W. De acordo com a condição inicial citada na equação 69, consideramos que o canal 1 é o canal que recebe o sinal e o canal 2 está sobre ausência de luz.

Transmissão, *crosstalk*, coeficiente de extinção e fator de compressão foram todos analisados sempre em função da fase.

3.2 TRANSMISSÃO

Inicialmente fizemos um estudo da transmissão de acordo com a equação (4.1), analisando um pulso ultra-curto (~ 2 ps). A figura 14 mostra a transmissão para os três casos de potência em função da fase, analisada no canal 2. Fixando a potência menor que a potência crítica ($P_0=1$ W), verifica-se que em $\varphi=0$, a transmissão começa em torno de 54%, seguido de uma queda na transmissão que fica em torno de 16% em $\varphi=0,18\pi$. Com o aumento do defasamento, observamos um novo aumento na transmissão, chegando a um pico máximo de 47% em $\varphi=0,54\pi$, seguido de uma queda na transmissão até um valor mínimo próximo de 9% em $\varphi=1,53\pi$. Logo após, temos um novo aumento na transmissão, chegando a um pico máximo de 63% em $\varphi=1,97\pi$, que é o melhor resultado na transmissão usando a potência abaixo da crítica ($P_0=1$ W).

Façamos agora a análise fixando a potência crítica de bombeamento ($P_c=1,73$ W). Verificamos que em $\varphi=0$ a transmissão começa em torno de 44%, seguida por uma queda na transmissão até um valor mínimo próximo de 22% na fase $\varphi=0,28\pi$. Novamente, com o aumento do defasamento, observamos um aumento na transmissão até certo valor, chegando a um pico máximo de 38% em $\varphi=0,75\pi$, com o aumento no defasamento, há uma nova queda na transmissão, que fica em torno de 26% em $\varphi=1,36\pi$. Logo depois, temos um novo crescimento na transmissão com um pico de 50% em $\varphi=1,80\pi$, que é o melhor resultado na transmissão usando a potência crítica de chaveamento ($P_c=1,73$ W).

Por último, façamos uma análise para a potência maior que a potência crítica ($P_0=1,95$ W). Observamos que em $\varphi=0$ a transmissão começa em torno de 38% com uma queda em seguida, chegando a uma taxa de 21% em $\varphi=0,24\pi$, a partir daí começa então um crescimento na transmissão, chegando a um pico máximo de 38% em $\varphi=0,66\pi$. Observa-se também uma nova queda na transmissão até um valor mínimo em torno de 24% em $\varphi=1,31\pi$, em seguida, temos um novo aumento chegando a um pico máximo de 56% em $\varphi=1,72\pi$. Podemos concluir então que a melhor fase que atribui um maior valor de energia

transmitida para o canal 2 foi $\varphi = 1,97\pi$ com a potência crítica de chaveamento $P_0=1W$ em torno de 63 %.

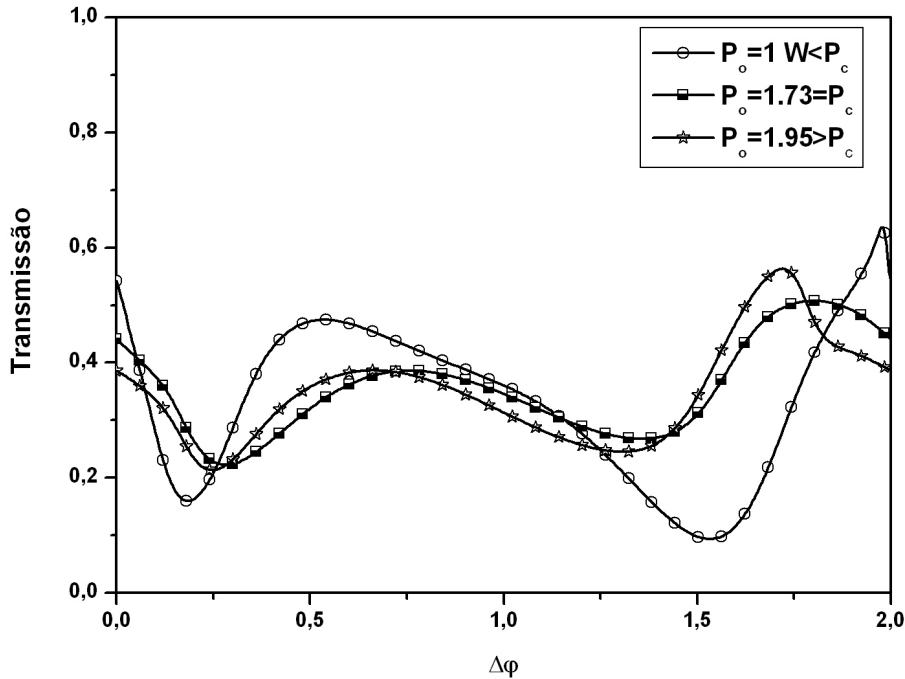


Figura 14: Curva de transmissão em função da fase para três valores de potências fixas de entrada $P_0=1$ W, $P_c=1,73$ W, $P_0=1,95$ W. Análise no canal de saída 2.

3.3 COEFICIENTE DE EXTINÇÃO (XR)

A figura 15 mostra o coeficiente de extinção para os três casos de potência em função da fase, analisado no canal 2. Fixando a potência abaixo da potência crítica ($P_0=1$ W) em $\varphi=0$ temos uma XR em torno de 0,74 dB. Com o aumento do defasamento temos dois valores mínimos, o primeiro em torno de -7,18 dB quando $\varphi=0,18\pi$ e o segundo em torno de -9,82 dB em $\varphi=1,53\pi$. Os valores máximos para $P_0=1$ W, ocorrem em $\varphi=0,53\pi$ em torno de -0,5 dB e em $\varphi=1,97\pi$ em torno de 2,43 dB.

Aplicando a potência crítica $P_c=1,73$ W, verificamos que em $\varphi=0$ temos uma XR em torno de -1,01 dB. Assim como ocorreu com a potência abaixo da crítica, temos dois valores mínimos para a potência crítica, o primeiro em torno de -5,44 dB em torno de $\varphi=0,28\pi$ e o

segundo em torno de $-4,35$ dB em $\varphi = 1,35 \pi$. Os valores máximos ocorrem em $\varphi = 0,75 \pi$ em torno de $-2,04$ dB e $\varphi = 1,79 \pi$ em torno de $0,15$ dB.

Aplicando a potência acima da crítica $P_0=1,95$ W, temos em $\varphi = 0$ temos uma XR em torno de $-2,04$ dB. Os dois valores mínimos ocorrem em $\varphi = 0,24 \pi$ em torno de $-5,67$ dB e o segundo em torno de $-4,87$ dB em $\varphi = 1,31 \pi$. Os valores máximos ocorrem em $\varphi = 0,66 \pi$ em torno de $-2,02$ dB e em $\varphi = 1,72 \pi$ em torno de $1,11$ dB.

Percebe-se que a fase que atribui um maior valor para o coeficiente de extinção é a fase $\varphi = 1,97 \pi$ em torno de $2,43$ dB. Concluimos então que o melhor comportamento dar-se quando trabalhamos com a potência abaixo da potência crítica.

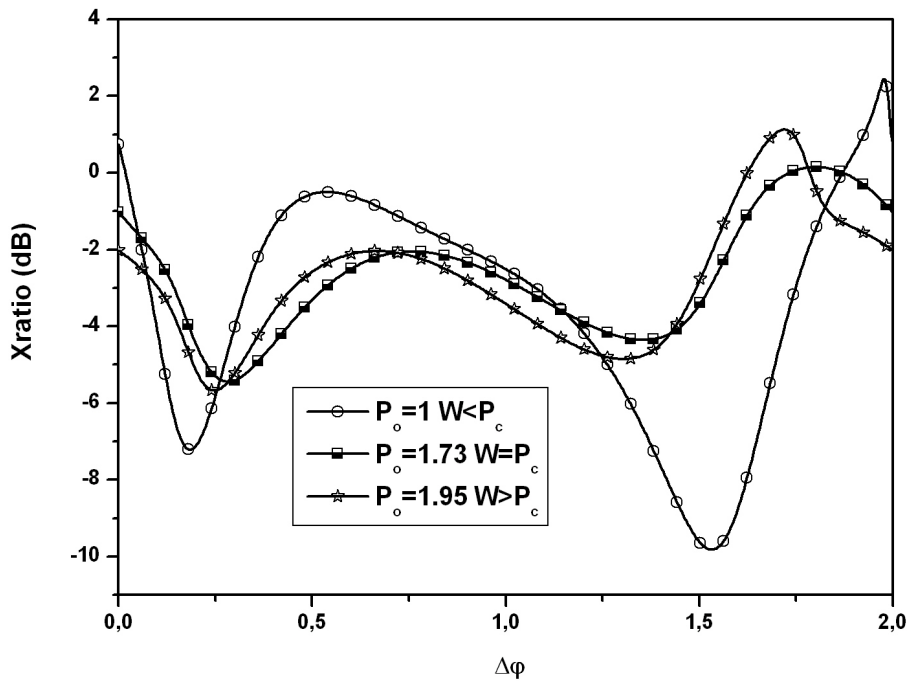


Figura 15: Coeficiente de extinção (Xratio) em dB em função da fase para os três valores de potencias fixas de entrada, análise do canal de saída 2. ($P_0=1$ W, $P_c=1,73$ W e $P_0=1,95$).

3.4 CROSSTALK

A figura 16 mostra o *crosstalk* para os três casos de potência em função da fase, analisado no canal 1. Fixando a potência menor que a potência crítica ($P_0=1\text{W}$), verifica-se que em $\varphi=0$, temos um *crosstalk* inicial em torno de -3,40 dB. Com o aumento no defasamento temos dois valores mínimos, o primeiro em torno de -2,74 dB em $\varphi=0,54\pi$ e o segundo em torno de -4,40 dB em $\varphi=1,97\pi$. Os dois valores máximos ocorrem em $\varphi=0,18\pi$ em torno de -0,74 dB e em $\varphi=1,53\pi$ em torno de -0,45 dB.

Aplicando a potência crítica de bombeamento ($P_c=1,73\text{ W}$), verificamos que em $\varphi=0$ temos um *crosstalk* em torno de -2,53 dB. Com o aumento do defasamento verificamos mais dois valores mínimos que ocorrem em $\varphi=0,76\pi$ em torno de -2,08 dB e em $\varphi=1,80\pi$ em torno de -3,09 dB. Os dois valores máximos para o *crosstalk* ocorrem em $\varphi=0,28\pi$ em torno de -1,07 dB e em $\varphi=1,35\pi$ em torno de -1,37 dB.

Aplicando a potência acima da crítica ($P_0=1,95\text{ W}$), verificamos que em $\varphi=0\pi$ temos um *crosstalk* em torno de -2,12 dB. Com o aumento do defasamento verificamos dois valores mínimos, o primeiro de -2,09 dB em $\varphi=0,67\pi$ e o segundo de -3,62 dB em $\varphi=1,72\pi$. Os dois valores máximos ocorrem em $\varphi=0,25\pi$ de -1,03 dB e em $\varphi=1,30\pi$ de -1,24 dB. As quedas de energia acontecem devido ao fenômeno de interferência entre as ondas refletidas pelas grades de Bragg. Concluimos então que a melhor fase que atribui uma menor interferência é a fase $\varphi=1,97\pi$ com o valor de -4,40 dB, com a potência abaixo da potência crítica.

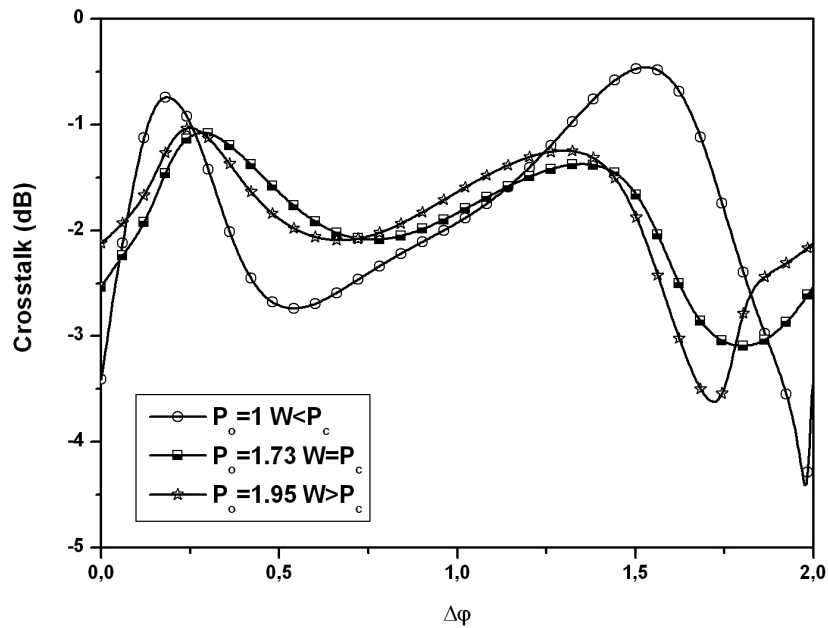


Figura 16: Crosstalk em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada. ($P_0=1W$, $P_c=1,73W$ e $P_0=1,95W$). Análise do canal 1.

3.5 FATOR DE COMPRESSÃO (FC)

Para analisarmos de forma prática o fator de compressão é importante que tenhamos em mente a equação 74, pois o fator de compressão como definido antes, é a razão entre a largura temporal do pulso de entrada pela largura temporal do pulso de saída. A partir dos gráficos do fator de compressão (FC), analisaremos como se comporta o pulso na saída do acoplador nas fases selecionadas, e verificar se o mesmo apresentou quebras, compressão temporal ($FC > 1$), alargamento temporal ($FC < 1$) ou permaneceu inalterado ($FC = 1$).

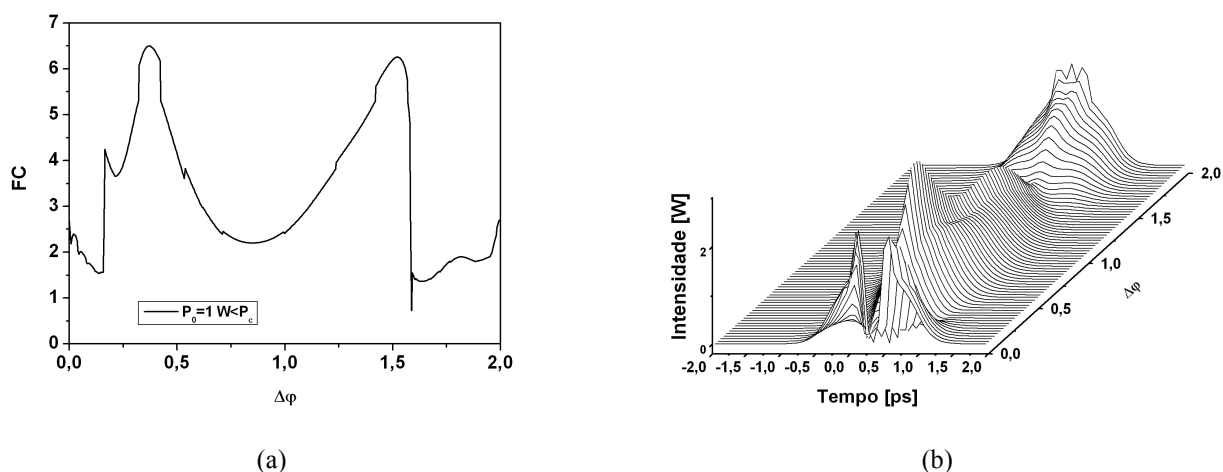


Figura 17: (a) fator de compressão, (b) forma do pulso de saída.

Na Figura 17(a) temos o fator de compressão (FC) para o interferômetro de Michelson excitado com pulso de 2ps, em função da fase com a potência abaixo da potência crítica ($P_o=1W$) e na Figura 17 (b) temos o resultado da simulação numérica usando um pulso de 2ps, com a potência menor que a potência crítica ($P_o=1W$) e a intensidade dada em Watt. Analisando a Figura17 (a) fixando a potência menor que a potência crítica, percebemos um pulso bem estreito em toda a sua extensão, com dois picos máximos de compressão, o primeiro na fase $\varphi=0,36\pi$ em torno de 6,50 e o segundo em $\varphi=1,52\pi$ em torno de 6,25. Algumas quebras também podem ser verificadas, nas fases $\varphi=0,16\pi$, $\varphi=0,53\pi$ e em $\varphi=1,58\pi$. A figura 17(b) nos mostra a forma do pulso de saída do dispositivo para a potência menor que a potência crítica, nesta figura pode-se verificar um aumento na intensidade do pulso devido ao estreitamento do pulso, como foi verificado na análise do fator de compressão.

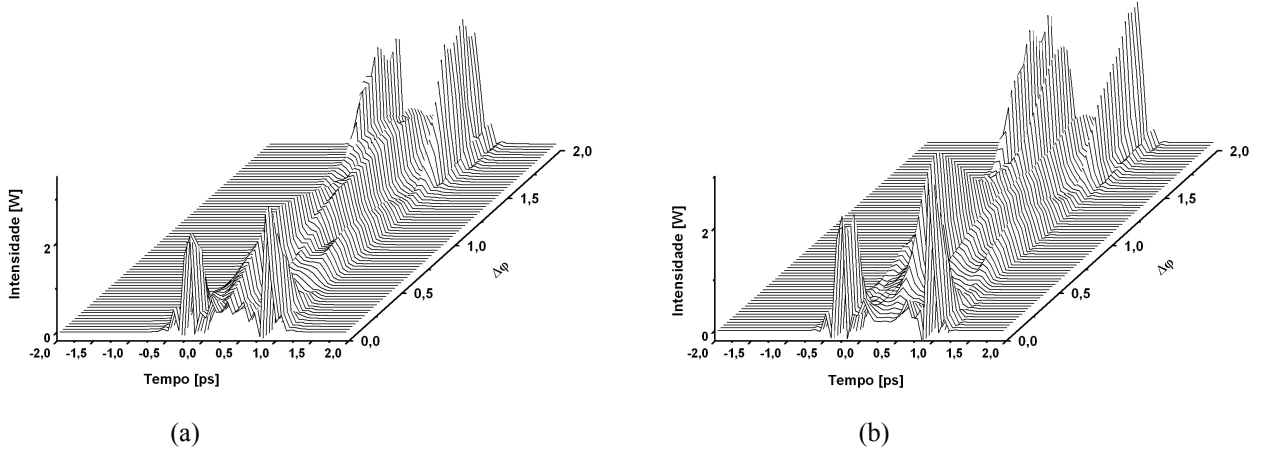


Figura 18: (a) forma do pulso de saída operando com a potência crítica ($P_0=1,73$ W) e (b) forma do pulso de saída operando com a potência acima da potência crítica ($P_0=1,95$ W).

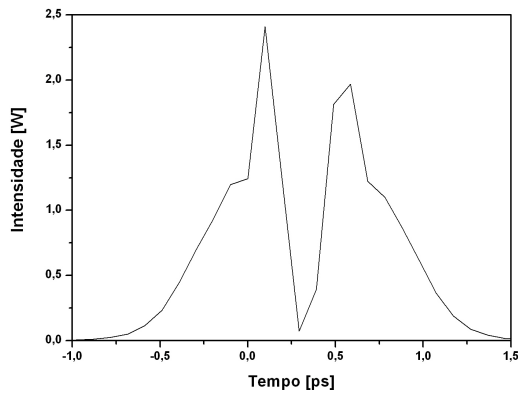
A Figura 18(a) nos mostra as formas dos pulsos de saída para a potência crítica ($P_0=1,73$ W) e acima da potência crítica ($P_0=1,95$ W) respectivamente. Em ambos os casos verificam-se um aumento na intensidade dos pulsos devido ao estreitamento dos mesmos. Não convém mostrar as figuras do fator de compressão no caso das potências crítica e acima da crítica, pois verificamos muitas quebras nesses dois últimos casos. De qualquer forma, foi verificado que tais pulsos estão muito estreitos.

Podemos concluir então que utilizando a potência menor que a potência crítica ($P_0=1$ W), percebemos um pulso com melhor comportamento comparado com as potências crítica e acima da crítica. As quebras verificadas no pulso, na análise do fator de compressão, ocorrem devido à compressão do pulso no momento do chaveamento de um guia para o outro.

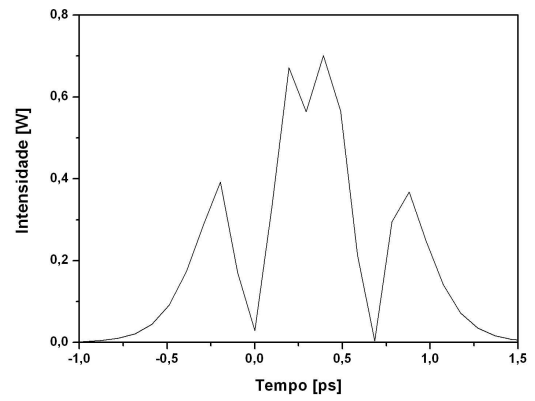
3.6 REFLEXÃO DE PULSOS ULTRA-CURTOS EM GRADES DE BRAGG LINEARES

Nesta seção são apresentadas as formas temporais de pulsos ultra-curtos em grades de Bragg, precisamente onde os pulsos quebram, veja a figura 19. Um pulso ultra-curto (FWHM ~ 2 ps) apresenta uma largura de banda espectral menor que a largura de banda da grade de

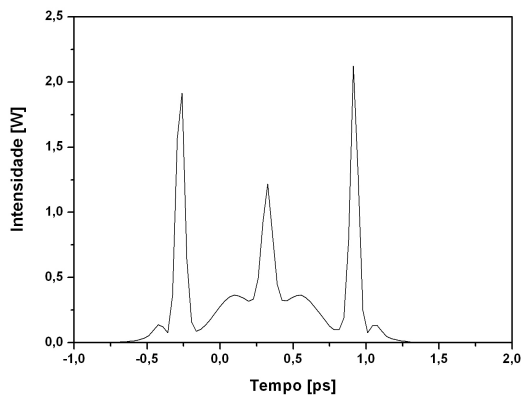
Bragg. Como podemos ver nas figuras abaixo, as formas se apresentam com quebras nas respectivas fases indicadas, essas quebras ocorrem devido ao defasamento nas regiões de fases indicadas, citadas na legenda da figura abaixo, no momento do chaveamento de um guia para o outro.



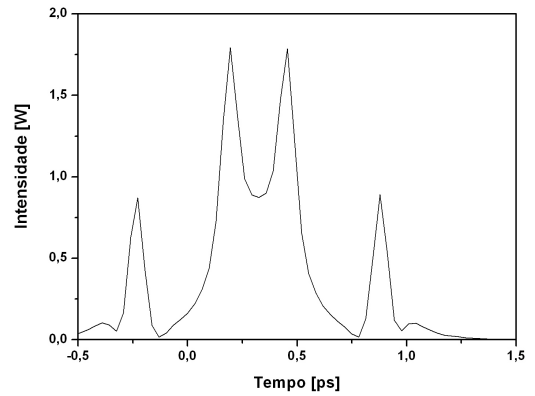
(a)



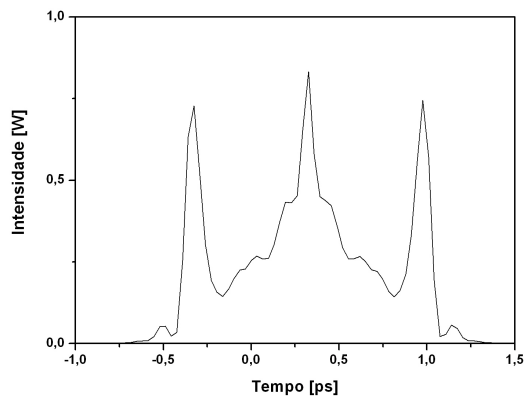
(b)



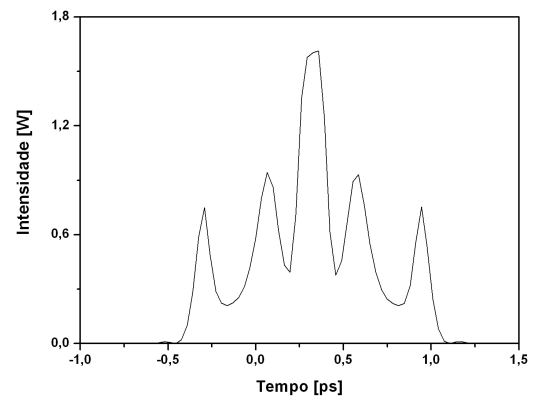
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 19: Forma do pulso de saída nas respectivas potências e fases: (a) $P_0=1\text{W}$ e $\varphi=0\pi$, (b) $P_0=1\text{W}$ e $\varphi=0.16\pi$, (c) $P_c=1,73\text{W}$ e $\varphi=0.18\pi$, (d) $P_c=1,73\text{W}$ e $\varphi=1,51\pi$, (e) $P_0=1,95\text{W}$ e $\varphi=0.22\pi$, (f) $P_0=1,95\text{W}$ e $\varphi=0.76\pi$.

Como pode ser observado na figura 19 e também nas Figuras 17 e 18, os pulsos são bastante estreitos, onde a largura espectral chega no máximo a 2 ps , isso ocorre devido ao aumento na intensidade dos mesmos nas fases indicadas.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES OPERANDO COM SINAL *CW*

4.1 SINAL *CW*

Como vimos anteriormente, o procedimento numérico para simular um sinal *CW* é semelhante ao usado para simular um sinal pulsado, porém, os termos que dependem do tempo (GVD) nas equações (2.7.1) e (2.7.2) podem ser desprezados, pois a onda é contínua no tempo.

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

$$u_1(0, \tau) = A_i \tag{75}$$

$$u_2(0, \tau) = 0 \tag{76}$$

Analogamente ao sinal pulsado, fizemos um estudo em três diferentes configurações, trabalhamos com três diferentes valores de potência de bombeio. Inicialmente usamos uma potência de excitação abaixo do valor crítico de chaveamento, $P_o=0,85$ W, em seguida usamos uma potência igual ao valor crítico, $P_c=1.30$ W e por último usamos uma potência acima do valor crítico, $P_o=1.54$ W. De acordo com a condição inicial citada nas equações 75 e 76, consideramos que o canal 1 é o canal que recebe o sinal e o canal 2 está sobre ausência de luz. As características de transmissão, *crosstalk* e coeficiente de extinção, que já foram definidas no capítulo 4, são analisadas em função da fase.

4.2 TRANSMISSÃO

Para obtermos nossos resultados variamos a intensidade do sinal de entrada no acoplador e verificamos a transmissão antes que as grades de Bragg fossem acionadas e de acordo com a Figura 7, observamos que a potência crítica para o chaveamento foi $P_c=1.30W$. Já com o conhecimento da potência crítica fixamos essa potência para o nosso sinal de entrada no acoplador. A potência crítica do sinal assim é dividida igualmente no acoplador (3dB) para os braços de saída 3 e 4 como mostra a Figura 12. As grades de Bragg refletirão os sinais. No retorno ao acoplador fizemos uma variação na fase adicionada à amplitude de reflexão da grade de Bragg do braço 3, a fim de obtermos a melhor fase, de modo que a maior parte de energia seja transferida para o braço 2 de saída. De acordo com a Figura 20, utilizando a potência crítica, observamos que no defasamento $\varphi=0\pi$ temos um valor de transmissão em torno de 85%, seguido de uma queda na transmissão até um valor mínimo próximo de 10%, com o aumento do defasamento a transmissão pode chegar até um pico máximo em torno de 80% na fase $\varphi=0.56\pi$.

Para a potência $P_o=0.85W$ abaixo da crítica, observamos que num defasamento $\varphi=0\pi$ a transmissão inicia-se em torno de 20% no canal 2, com o aumento da fase pode chegar até um pico máximo em torno 53% na fase $\varphi=0.39\pi$, para as demais fases a energia torna a se concentrar no canal 1. Observando agora o caso para a potência $P_o=1.54W$, acima da crítica, podemos ver que num defasamento zero a energia inicia em 30%, com o aumento do defasamento a transmissão pode atingir um pico máximo de 95%, quando a fase está em torno de $\varphi=0.45\pi$, seguido de um segundo pico próximo de 90% em $\varphi=0.97\pi$.

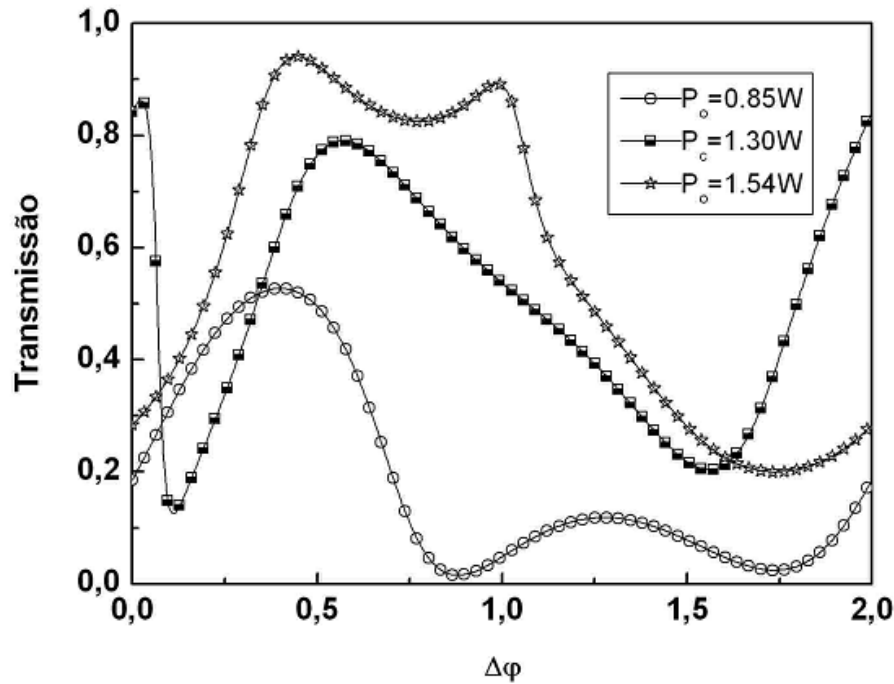


Figura 20: curva de transmissão em função da fase para três valores de potencia fixa de entrada, $P_c=1.30W$, $P_0=0.85W$ e $P_0=1.54W$.

Podemos concluir que a melhor fase, ou seja, a fase que atribui um maior valor de energia transmitida para o canal 2 foi $\phi=0.39\pi$ com a potência fixa $P_0=0.85W$.

4.3 CROSSTALK

Faremos agora uma análise do crosstalk e do coeficiente de extinção em função da variação da fase. A Figura 21 mostra o *crosstalk* e para os três casos de potência em função da fase, análise do canal 1.

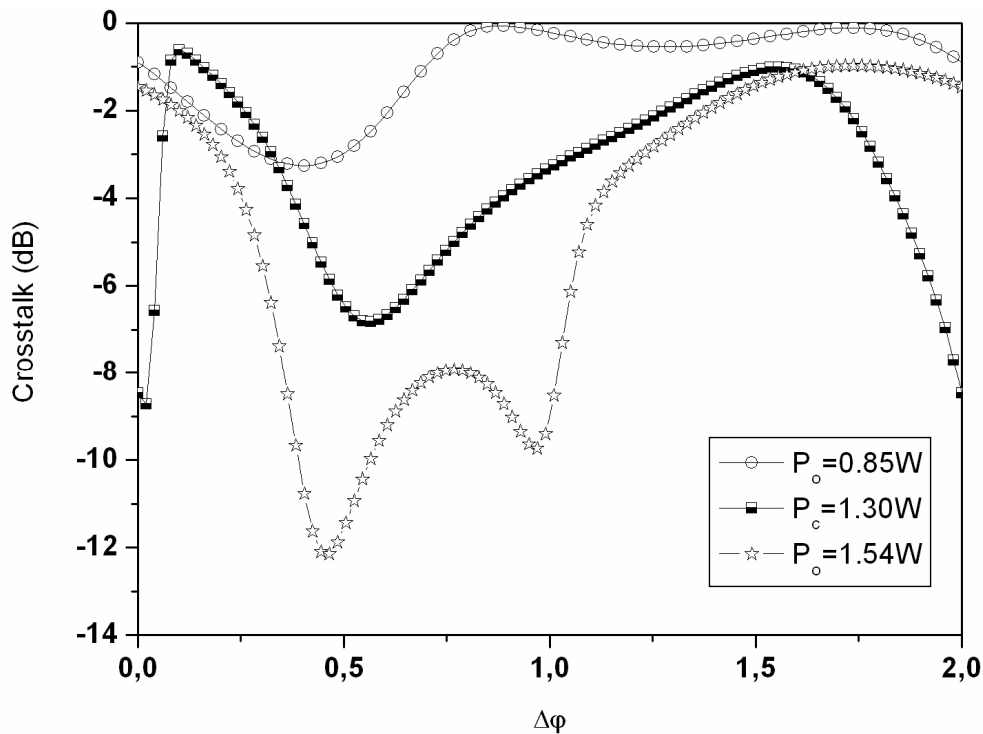


Figura 21: *Crosstalk* em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada.
Análise no canal de saída 1.

A figura 16 mostra o *crosstalk* para os três casos de potência em função da fase, analisado no canal 1. Aplicando a potência menor que a potência crítica ($P_0=0,85W$) verificamos que em $\varphi=0$, temos um *crosstalk* inicial em torno de $-0,87$ dB. O melhor resultado para o *crosstalk* com a potência abaixo do valor crítica é na fase $\varphi=0,40\pi$ de $-3,27$ dB. Já para a potência crítica de chaveamento ($P_c=1,30W$), em $\varphi=0$, temos um *crosstalk* de $-8,44$ dB, com ao aumento do defasamento temos um pico máximo de $-0,54$ dB em $\varphi=0,10\pi$. Aplicando a potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1,54W$), encontramos o melhor comportamento para a curva de *crosstalk*. Na fase $\varphi=0$, temos um *crosstalk* de $-1,48$ dB e com o aumento do defasamento, encontramos dois valores mínimos para o *crosstalk*, o primeiro em $\varphi=0,45\pi$ e o segundo em $\varphi=0,96\pi$ de $-12,13$ dB e $-9,73$ dB respectivamente.

4.4 COEFICIENTE DE EXTINÇÃO (XR)

Faremos agora uma análise do coeficiente de extinção em função da variação da fase. A Figura 22 mostra o coeficiente de extinção para os três casos de potência em função da fase, análise do canal 2.

Na Figura 22, observamos um pico de XR próximo de 7.97 dB quando trabalhamos com uma potência de bombeio igual à potência crítica num defasamento zero, entretanto para mesma potência temos um segundo pico de XR igual 6.16 dB numa fase $\varphi=0.56\pi$. Quando trabalhamos com uma potência de bombeio abaixo da crítica, temos o coeficiente de extinção inicia-se em -6.24dB em seguida aumentando até um valor 0.73 dB onde novamente havendo uma queda, o que significa que a energia volta a emergir ao canal 1. O melhor comportamento dá-se quando trabalhamos com uma potência de bombeio acima da potência crítica, o coeficiente de extinção inicia-se num valor próximo de -4 dB onde se inicia um aumento significativo, podemos constatar dois picos de máximos valores, o primeiro na fase $\varphi=0.45\pi$ em torno de 12 dB havendo um pequeno decaimento e em seguida um segundo pico na fase $\varphi=0.98\pi$ em torno de 9.18 dB.

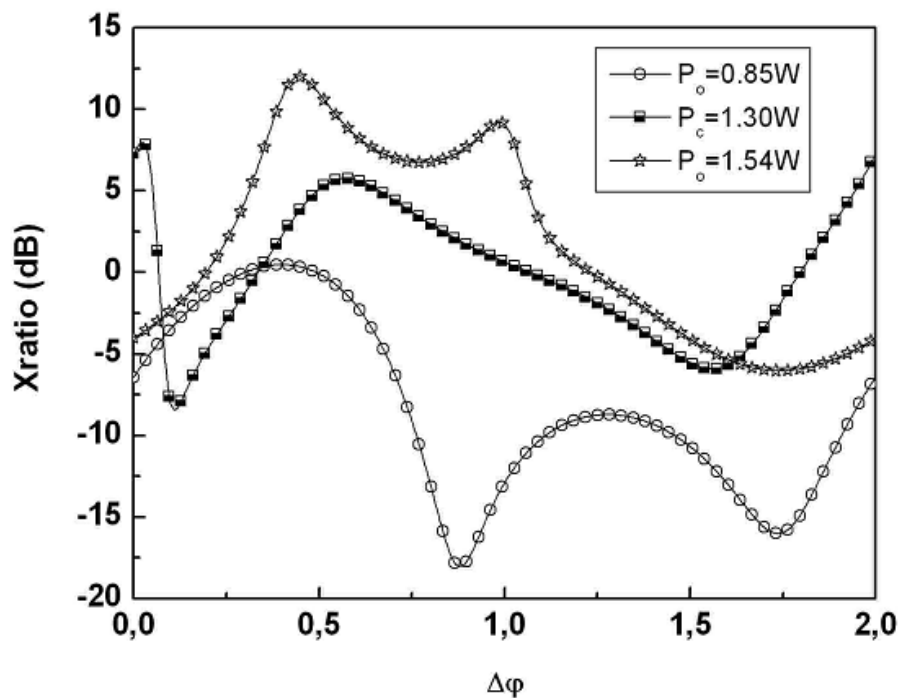


Figura 22: *XRatio* (coeficiente de extinção) em dB em função da fase para os três valores de potências fixas de entrada, análise do canal de saída 2.

5 ESTUDO COMPARATIVO ENTRE O REGIME PULSADO E *CW*

5.1 POTÊNCIAS DE ENTRADA

Neste capítulo faremos um estudo comparativo do desempenho do sinal pulsado versus sinal *CW*. A primeira observação é em relação às potências utilizadas para excitar o dispositivo, veja a tabela abaixo:

Tabela 1: potências de bombeio do dispositivo para o pulso e para *CW*.

	Potência Abaixo da Crítica	Potência Crítica	Potência Acima da Crítica
Sinal Pulsado	$P_0 = 1 \text{ W}$	$P_c = 1,73 \text{ W}$	$P_0 = 1,95 \text{ W}$
Sinal <i>CW</i>	$P_0 = 0,85 \text{ W}$	$P_c = 1,30 \text{ W}$	$P_0 = 1,54 \text{ W}$

5.2 TRANSMISSÃO

A Figura 23(a) mostra a curva de transmissão função da fase para o sinal pulsado para três valores de potência fixa de entrada $P_0=1 \text{ W}$, $P_c=1,73 \text{ W}$, $P_0=1,95 \text{ W}$ e a Figura 23(b) mostra a curva de transmissão função da fase para o sinal *CW* para três valores de potência fixa de entrada $P_0=0.85\text{W}$, $P_c=1.30\text{W}$ e $P_0 =1.54\text{W}$.

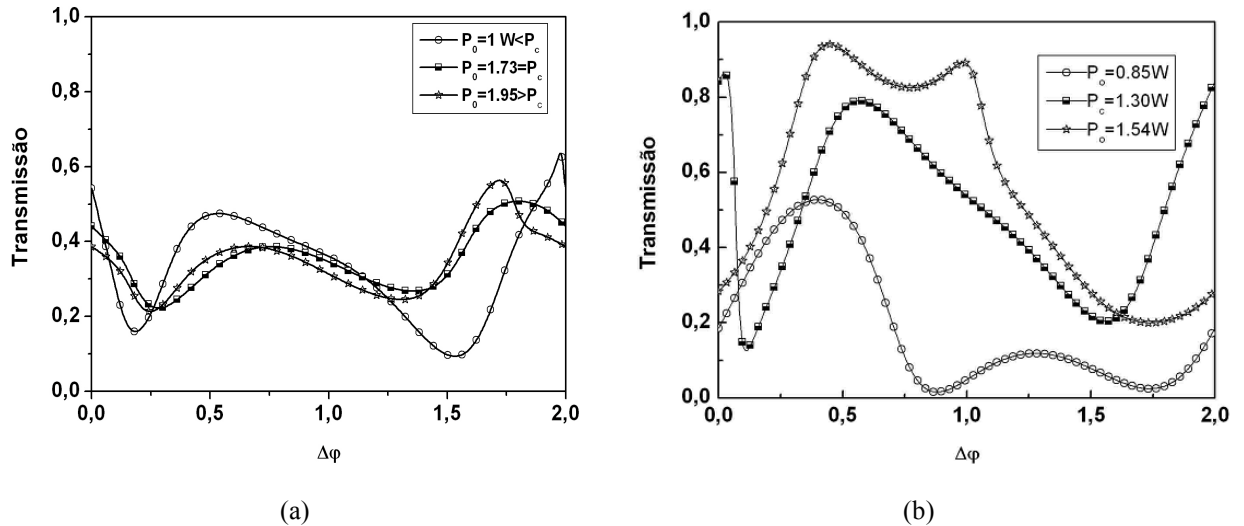


Figura 23: (a) curva de transmissão, operando com o sinal pulsado, (b) curva de transmissão, operando com o sinal *CW*.

Vejamos na tabela abaixo alguns dos valores de transmissão para os dois sinais estudados:

Tabela 2: valores de transmissão para as três potências de bombeio nos casos pulsado e *CW*, nas fases indicadas.

Pulsado	<i>CW</i>	Pulsado	<i>CW</i>	Pulsado	<i>CW</i>
$P_0 = 1 \text{ W}$	$P_0 = 0.85 \text{ W}$	$P_c = 1.73 \text{ W}$	$P_c = 1.30 \text{ W}$	$P_0 = 1.95 \text{ W}$	$P_0 = 1.54 \text{ W}$
Fase/ Transmissão	Fase/ Transmissão	Fase/ Transmissão	Fase/ Transmissão	Fase/ Transmissão	Fase/ Transmissão
$\varphi = 0 \pi / 54\%$	$\varphi = 0 \pi / 20\%$	$\varphi = 0 \pi / 44 \%$	$\varphi = 0 \pi / 85 \%$	$\varphi = 0 \pi / 38 \%$	$\varphi = 0\pi / 30\%$
$\varphi = 0.18 \pi / 16\%$	$\varphi = 0.39 \pi / 5\%$	$\varphi = 0.28 \pi / 22 \%$	$\varphi = 0.12 \pi / 10\%$	$\varphi = 0.24 \pi / 21\%$	$\varphi = 0.45\pi / 95\%$
$\varphi = 0.54 \pi / 47\%$	$\varphi = 0.87 \pi / 1\%$	$\varphi = 0.75 \pi / 38 \%$	$\varphi = 0.56 \pi / 80\%$	$\varphi = 0.66 \pi / 38\%$	$\varphi = 0.76\pi / 82\%$
$\varphi = 1.53 \pi / 9\%$	$\varphi = 1.28 \pi / 11\%$	$\varphi = 1.36 \pi / 26 \%$	$\varphi = 1.57 \pi / 20\%$	$\varphi = 1.31 \pi / 24 \%$	$\varphi = 0.97\pi / 90\%$
$\varphi = 1.97 \pi / 63 \%$	$\varphi = 2 \pi / 20\%$	$\varphi = 1.80 \pi / 50 \%$	$\varphi = 2 \pi / 85\%$	$\varphi = 1.72 \pi / 56 \%$	$\varphi = 1.75\pi / 20\%$

Podemos concluir da tabela 2 e da Figura 23 acima que a melhor transmissão encontrada envolvendo os dois casos estudados está em torno de 95 % na fase $\varphi = 0.45\pi$, com a potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0 = 1,54 \text{ W}$), operando com o sinal *CW*. Enquanto que o melhor valor operando com o sinal pulsado em particular, foi de 63 % em $\varphi = 1,97 \pi$, com a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0 = 1 \text{ W}$).

5.3 CROSSTALK

Agora vamos comparar os sinais pulsados e *CW* na análise do *crosstalk*. A Figura 24(a) mostra o *crosstalk* em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada, $P_0=1\text{ W}$, $P_c=1,73\text{ W}$, $P_0=1,95\text{ W}$, operando com o sinal pulsado analisando o canal de saída 1 e a Figura 24(b) mostra o *crosstalk* em dB em função do defasamento para os três valores de potências fixas de entrada, $P_0=0.85\text{W}$, $P_c=1.30\text{W}$, e $P_0=1.54\text{W}$, operando com o sinal *CW* analisando o canal de saída 1.

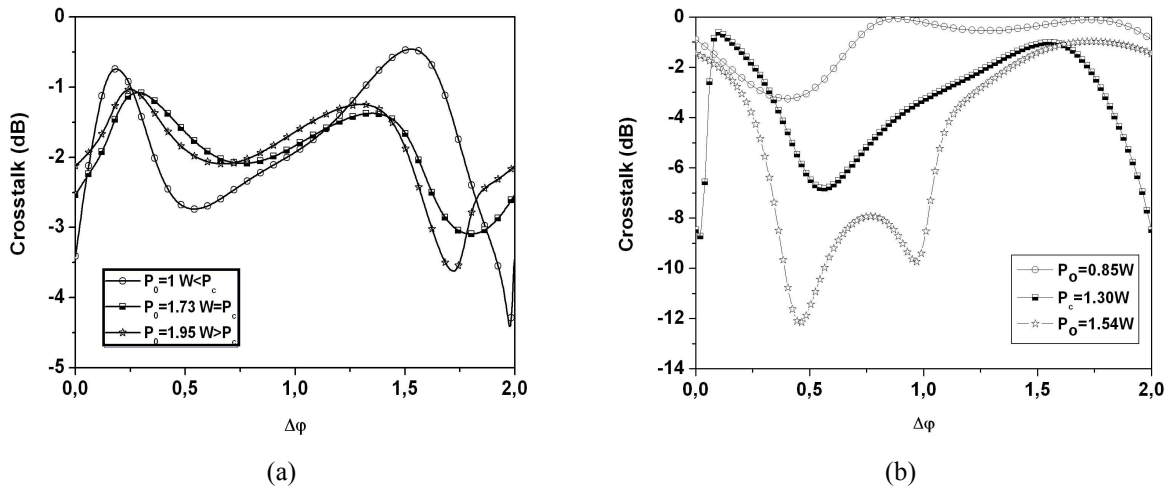


Figura 24: (a) *Crosstalk* em dB operando com o sinal pulsado e (b) *crosstalk* em dB operando com o sinal *CW*.
Análise no canal de saída 1.

Vejamos na tabela a seguir alguns dos valores de *crosstalk*, em dB, para os dois sinais analisados:

Tabela 3: valores de *crosstalk* para as três potências de bombeio nos casos pulsado e *CW*, nas fases indicadas.

Pulsado	<i>CW</i>	Pulsado	<i>CW</i>	Pulsado	<i>CW</i>
$P_0 = 1 \text{ W}$	$P_0 = 0,85 \text{ W}$	$P_c = 1,73 \text{ W}$	$P_c = 1,30 \text{ W}$	$P_0 = 1,95 \text{ W}$	$P_0 = 1,54 \text{ W}$
Fase/ Crosstalk	Fase/Crosstalk	Fase/ Crosstalk	Fase/Crosstalk	Fase/ Crosstalk	Fase/Crosstalk
$\varphi = 0 \pi / - 3.40$	$\varphi = 0 \pi / -0,87$	$\varphi = 0 \pi / -2.53$	$\varphi = 0 \pi / -8,44$	$\varphi = 0 \pi / 2.12$	$\varphi = 0\pi / -1,48$
$\varphi = 0.18 \pi / -0.74$	$\varphi = 0.86\pi / -0,06$	$\varphi = 0.28 \pi / -1.07$	$\varphi = 0.10\pi / -0,54$	$\varphi = 0.67 \pi / -2.09$	$\varphi = 0.45\pi / -12,13$
$\varphi = 0.54 \pi / - 2.74$	$\varphi = 1,32\pi / -0,57$	$\varphi = 0.76\pi / -2.08$	$\varphi = 0.55\pi / -6,82$	$\varphi = 1.72 \pi / -3.62$	$\varphi = 0,76\pi / -7,90$
$\varphi = 1.53 \pi / - 0.40$	$\varphi = 1.71\pi / -0,10$	$\varphi = 1.35 \pi / -1.37$	$\varphi = 1.56\pi / -0,91$	$\varphi = 0.25 \pi / -1.03$	$\varphi = 0,96\pi / -9,73$
$\varphi = 1.97 \pi / - 4.40$		$\varphi = 1.80 \pi / -3.09$		$\varphi = 1.30 \pi / -1.24$	

Concluimos então que a melhor fase que atribui uma menor interferência, envolvendo os dois casos estudados, é a fase $\varphi = 0,45 \pi$ com o valor de -12,13 dB, com a potência acima da potência crítica ($P_0 = 1,54 \text{ W}$), operando com o sinal *CW*. Operando com o sinal pulsado em particular, a menor interferência é encontrada na fase $\varphi = 1,97 \pi$ com o valor de -4,40 dB, operando com a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0 = 1 \text{ W}$).

5.4 COEFICIENTE DE EXTINÇÃO (XR)

Agora vamos comparar sinal pulsado com o sinal *CW*, na análise do coeficiente de extinção (XR). Para isso, a figura 25(a) mostra a curva do XR em função do da fase, para os três valores de potências fixas de entrada, $P_0 = 1 \text{ W}$, $P_c = 1,73 \text{ W}$, $P_0 = 1,95 \text{ W}$ e a Figura 25(b) mostra a curva do XR em função da fase para os três valores de potências fixas de entrada, $P_0 = 0,85 \text{ W}$, $P_c = 1,30 \text{ W}$, e $P_0 = 1,54 \text{ W}$. A tabela 4 com os valores do XR nos dois casos analisados:

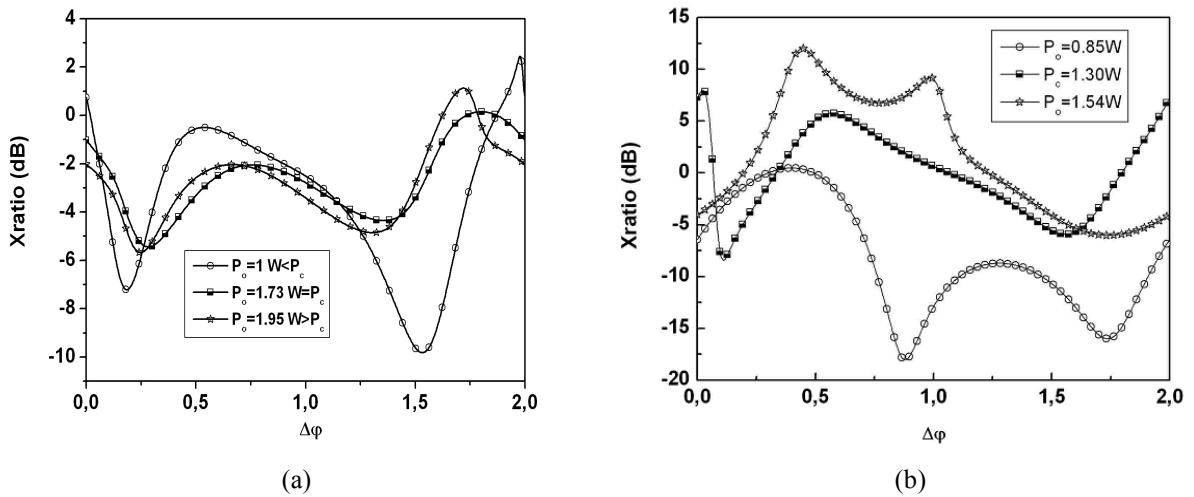


Figura 25: (a) XR em dB, operando com o sinal pulsado. Análise no canal de saída 2. (b) XR em dB, operando com o sinal CW . Análise no canal de saída 2.

Vejamos na tabela abaixo alguns dos valores de *crosstalk* (em dB) para os dois sinais analisados:

Tabela 4: valores da XR (em dB) para as três potências de bombeio nos casos pulsado e CW , nas fases indicadas.

Pulsado	CW	Pulsado	CW	Pulsado	CW
$P_0 = 1 \text{ W}$	$P_0 = 0,85 \text{ W}$	$P_c = 1,73 \text{ W}$	$P_c = 1,30 \text{ W}$	$P_0 = 1,95 \text{ W}$	$P_0 = 1,54 \text{ W}$
Fase/ XR	Fase/ XR	Fase/ XR	Fase/ XR	Fase/ XR	Fase/ XR
$\varphi = 0 / 0.74$	$\varphi = 0\pi / -6.24$	$\varphi = 0 / -1.01$	$\varphi = 0\pi / 7.97$	$\varphi = 0 / -2.04$	$\varphi = 0\pi / -4$
$\varphi = 0.18 \pi / -7.18$	$\varphi = 0.41\pi / 0.45$	$\varphi = 0.28 \pi / -5.44$	$\varphi = 0.10\pi / -8.32$	$\varphi = 0.24 \pi / -5.67$	$\varphi = \mathbf{0.45\pi / 12}$
$\varphi = 0.53 \pi / -0.5$	$\varphi = 0.87\pi / -18$	$\varphi = 0.75 \pi / -2.04$	$\varphi = 0.56\pi / 6.16$	$\varphi = 0.66 \pi / -2.02$	$\varphi = 0.76\pi / 6.77$
$\varphi = 1.53 \pi / -9.82$	$\varphi = 1.27\pi / -9$	$\varphi = 1.35 \pi / -4.35$	$\varphi = 1.56\pi / -6$	$\varphi = 1.31 \pi / -4.87$	$\varphi = 0.98\pi / 9.18$
$\varphi = 1.97 \pi / 2.43$	$\varphi = 1.74\pi / -16$	$\varphi = 1.79 \pi / 0.15$		$\varphi = 1.72 \pi / 1.11$	$\varphi = 1.75\pi / -6$

Como podemos verificar dos dois casos estudados, o melhor comportamento da XR dá-se quando trabalhamos com uma potência de bombeio acima da potência crítica ($P_0 = 1,54 \text{ W}$) operando com o sinal CW na fase $\varphi = 0.45\pi$ com o valor de 12 dB. No caso pulsado em particular, a fase que atribui o melhor valor de XR é a fase $\varphi = 1.97 \pi$ com 2.43 dB, operando com a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0 = 1 \text{ W}$).

6 DISCUSSÕES E CONCLUSÕES

6.1 CONCLUSÕES GERAIS

Neste trabalho apresentamos uma análise numérica da propagação e chaveamento de sinais pulsados ultra-curtos (~ 2 ps) e CW , usando um interferômetro de Michelson (MI) em fibras ópticas. Neste estudo, o funcionamento do dispositivo teve como objetivo básico analisar o comportamento dos sinais pulsado e CW em função do defasamento adicionado a amplitude de reflexão de uma das grades de Bragg, para obtenção de um filtro *add/drop* nesta configuração. Em relação ao sinal pulsado analisamos as seguintes características: transmissão, *crosstalk*, coeficiente de extinção e fator de compressão e para o CW analisamos transmissão, *crosstalk* e coeficiente de extinção. Para melhor análise do desempenho, atribuímos três valores de potência de excitação do canal de entrada 1 do dispositivo para cada tipo de sinal. No caso do sinal pulsado temos: a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0=1$ W), potência crítica de chaveamento ($P_c=1.73$ W) e potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1.95$ W). No caso do sinal CW temos: a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0=0,85$ W), potência crítica de chaveamento ($P_c=1.30$ W) e potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0= 1.54$ W).

Através das várias análises, podemos constatar que os melhores resultados obtidos para a transmissão (em $\varphi=0.45\pi$ de 95%) e coeficiente de extinção (XR) (em $\varphi =0.45\pi$ de 12 dB) foi quando se trabalhou com o sinal CW , na potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1,54$ W), já para o *crosstalk*, o melhor resultado (em $\varphi =0,45\pi$ de -12,13 dB) foi obtido operando com o sinal CW com a potência acima do valor crítico de chaveamento ($P_0=1,54$ W). Em se tratando do fator de compressão, o melhor resultado foi encontrado trabalhando com a potência abaixo do valor crítico de chaveamento ($P_0=1$ W), pois como pode ser visto na Figura 17 (a) e (b), foi a potência houve menos quebra no pulso.

6.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O estudo feito neste trabalho serve como base para trabalhos futuros nessa linha de pesquisa. Abaixo, segue algumas sugestões para possíveis trabalhos.

Interferômetros de Michaelson com o uso das grades de Bragg não lineares em substituição as grades lineares.

Analisar o desempenho do nosso filtro *add-drop* com o uso de perfis de não linearidade.

Estudo do interferômetro de Michelson no regime pulsado para implementação de portas lógicas.

Estudo do interferômetro de Michelson para sistemas WDM (*Wavelength-division multiplexing*).

REFERÊNCIAS

- [1] A. F. G. F. Filho, **Análise do desempenho de filtro *add/drop*, de fibras ópticas, na configuração do interferômetro de Michelson operando portas lógicas**. Dissertação de mestrado. DETI-UFC, Fevereiro 2007.
- [2] Agrawal, G. P., **Nonlinear Fiber Optics**, Third edition, Academic Press, New York, 2001.
- [3] N.S. Kapany, *Fiber Optics: Principles and Applications*, Academic Press, New York, 1967.
- [4] F.P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer, **Radiation losses in glass optical waveguides**, Appl. Phys. Lett., vol. 17, pp. 423–425, 1970.
- [5] D.N. Payne and W.A. Gambling, **New silica-based low-loss optical fibre**, Electron. Lett, 10, pp. 289-290, 1974.
- [6] W.G. French, J.B. MacChesney, P.B. O'Connor, G.W. Tasker: **Optical waveguides with very low loss**, The Bell System Technical Journal, 53, pp. 951-954, 1974.
- [7] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hosaka, T. Miyashita, **Ultimate low loss single-mode fiber at 1.55 μm** , Electronic Letters, 15, pp. 106 - 108, 1979.
- [8] R. Ramaswami, K.N. Sivarajan, **Optical Networks: A Practical Perspective**, Morgan Kaufmann Publishers, Inc., San Francisco, California, 1998.
- [9] D.L. Lee, **Electromagnetic Principles of Integrated Optics**, Krieger Publishing Company, 1986.
- [10] C.G.B. Garret, D.E. McCumber, **Propagation of a gaussian light pulse through an anomalous dispersion medium**, Phys. Rev. A, vol. 1, no 2, pp. 305-313, Feb. 1970.
- [11] M. Miyagi, S. Nishida, **Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion**, Appl. Opt., vol. 18, no 5, pp. 678-682, Mar. 1979.
- [12] D. Marcuse, **Pulse distortion in single-mode fibers**, Appl. Opt., vol. 19, no 10, pp. 1653-1660, May. 1980.
- [13] D. Marcuse, **Pulse distortion in single-mode fibers. 3: chirped pulses**, Appl. Opt., vol. 20, no 20, pp. 3573-3579, Oct. 1981.
- [14] Agrawal, G.P., **In Supercontinuum Laser Source**, R.R. Alfano, Ed. Springer-Verlag, Heidelberg, Chapter 3, 1989.
- [15] J.P. Hamaide, J.M. Gabriagues, **Limitations in long haul IM/DD optical fibre systems caused by chromatic dispersion and nonlinear Kerr effect**, Electron. Lett., vol. 26, no 18, pp. 1451-1453, Aug. 1990.

- [16] D. Marcuse, **Single-channel operation in very long nonlinear fibers with optical amplifiers at zero dispersion**, J. Lightwave Technol., vol. 9, no 3, pp. 356-361, Mar. 1991.
- [17] A.J. Price, N. Le Mercier, **Reduced bandwidth optical digital intensity modulation with improved chromatic dispersion tolerance**, Electron. Lett., vol. 31, no 1, pp. 58-59, 1995.
- [18] K. Shiraki, T. Omae, T. Horiguchi, **Sideband instability in long-distance transmission systems with dispersion management**, OFC '98 Technical Digest, pp. 396-397, 1998.
- [19] J. X. Cai, K. M. Feng, A. E. Willner, V. Grubsky, D.S. Starodubov, J. Feinberg, **Dynamic compensation in a 10-gbit/s optical system using a novel nonlinearly chirped fiber Bragg grating**, OFC '98 Technical Digest, vol. , pp. 365-367, 1998.
- [20] C. Mazzali, D.F. Grosz, H.L. Fragnito, **Simple method for measuring dispersion and nonlinear coefficient near the zero-dispersion wavelength of optical fibers**, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no 2, pp. 251-253, Feb. 1999.
- [21] S. Shen, A.M. Weiner, **Complete dispersion compensation for 400-fs pulse transmission over 10-km fiber link using dispersion compensating fiber and spectral phase equalizer**, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no 7, pp. 827-829, Jul. 1999.
- [22] Agrawal, G.P., **Nonlinear Fiber Optics**, Second Edition, Academic Press, San Diego, N.Y., U.S.A., 1995.
- [23] A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach, **Narrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM systems**, Electron. Lett., vol. 22, no 20, pp. 1084-1085, Sep. 1986.
- [24] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, F. Forghieri, A.H. Gnauck, R.M. Derosier, "Four-photon mixing and high-speed WDM systems," J. Lightwave Technol., vol. 13, no 5, pp. 841-849, May. 1995.
- [25] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, J.E. Midwinter, **Modeling of four-wave mixing and gain peaking in amplified WDM optical communication systems and networks**, J. Lightwave Technol., vol. 14, no 9, pp. 1933-1942, Sep. 1996.
- [26] M. Jinno, M. Fukui, T. Sakamoto, S. Aisawa, J-I. Kani, **WDM transmission technologies for dispersion-shifted fibers**, IEICE Trans. Electron., vol. E81-C, no 8, pp. 1264-1275, Aug. 1998.
- [27] M. Shtaif, M. Eiselt, R.W. Tkach, R.H. Stolen, A.H. Gnauck, **Crosstalk in WDM systems caused by cross-phase modulation in erbium-doped fiber amplifiers**, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 10, no 12, pp. 1796-1798, Dec. 1998.
- [28] R.A. Saunders, A. Robinson, D. Garthe, R. Hui, M. O'Sullivan, **Compensation of crossphase modulation in 10-Gbit/s WDM systems by interfering channel prechirp**, OFC '98 Technical Digest, vol. , pp. 390-392, 1998.

- [39] S.T. Cundiff, L. Boivin, M.C. Nuss, W.H. Knox, S.G. Evangelides, **Effect of fiber nonlinearity on the propagation of highly chirped pulses in a WDM system**, OFC '98 Technical Digest, vol. , pp. 397-398, 1998.
- [30] T. Ito, Y. Yano, T. Ono, K. Emura, **Pre-chirp assisted normal dispersion region transmission for highly marginal dense WDM transoceanic system**, OFC '98 Technical Digest, vol. , pp. 367-368, 1998.
- [31] A. Bertaina, S. Bigo, C. Francia, S. Gauchard, J.-P. Hamaide, M.W. Chbat, **Experimental investigation of dispersion management for an 8 X 10-Gb/s WDM transmission system over nonzero dispersion-shifted fiber**, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no 8, pp. 1045-1047, Aug. 1999.
- [32] M. Murakami, H. Maeda, T. Imai, **Long haul 16 X 10 Gb/s WDM transition experiment using higher order fiber dispersion management technique**, IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 11, no 7, pp. 898-900, Jul. 1999.
- [33] Hill. K. O., et al. **Photonsensitivity in optical fiber waveguides: Application o reflection filter fabrication**. Applied Physics Letters, v. 32 pp 647-649. 1978.
- [34] Hill, K.O., Fujii, Y., Johnson, D. C., Kawasaki, B. S. **Photosensitivity in optical fiber waveguide: Application to reflection filter fabrication**. Appl. Phys. Lett., v. 32, p. 647-649, 1978.
- [35] Meltz, G. et al. **Formation of Bragg Gratings in Optical Fibres by Transverse Hold Graphic Method**. Optical Letters, v. 14, p. 823-825, 1989.
- [36] James, S. W. and Tatam, R.P. **Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application**. Measurement Science and Technology, v. 14, R49 - R61, 2003.
- [37] P. St. J. Russell, **Bloch wave analysis of dispersion and pulse propagation in pure distributed feedback structures**, J. Mod. Opt., vol. 38, pp. 1599-1619, 1986.
- [38] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. Martijin de Sterke, **Propagation through nonuniform grating structures**, J. Opt. Soc. Amer. A, vol.11, pp. 1307-1320, 1994.
- [39] Agrawal, G. P., **Applications of nonlinear fiber optics**, Academic press, Boston, Third Edition, 2001.
- [40] Born, M., and Wolf, E., **Principles of optics**, Sixth Edition, Cambridge University Press.
- [41] Luís, M. B, **História da luz e das cores**, vol. 2, Universidade do Porto, 2007.
- [42] P. Hariharan, Ed., Selected papers on interferometry. Washington: SPIE Optical Engineering Press, 1991.
- [43] Silva Júnior, D. N. **Fibras Ópticas**. Érica Editora LTDA, 1990.

- [44] William F. Gjozza, Evandro Conforti, and Hélio Waldman. **Fibras Ópticas: Tecnologia e Projeto de Sistemas**. Makron Books, 1991.
- [45] Agrawal, G. P., **Fiber Optics Communication Systems**. A John Wiley & sons, 3rd edition, 2002.
- [46] J. M. Senior. **Optical Fiber Communications Principles and Practice**. Prentice Hall International, 1985.
- [47] A. Ghatak and K. Thygarajan. **Introduction to Fiber Optics**. Cambridge University Press, 1998.
- [48] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson. **Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology**. Academic Press, 1999.
- [49] D. F. Grosz. **Efeitos Não Lineares em Sistemas de Comunicação Óptica de Longas Distâncias e Altas Taxas**. PhD thesis, Universidade Estadual de Campinas, abril 1998.
- [50] G. R. Fowles, **Introduction to Modern Optics**, Second Edition, Dover Publications, New York, 1989.
- [51] Y. R. Shen, **Principles of Nonlinear Optics**. Wiley, New York, 1984, Chap. 1.
- [52] M. Schubert and B. Wilhelmi., **Nonlinear Optics and Quantum Electronics**. Wiley, New York, 1986, Chap. 1.
- [53] P. N. Butcher and D. N. Cotter, **The Elements of Nonlinear Optics**. Cambridge university Press, cambridge, UK, 1990, Chap.h 2.
- [54] Trillo, S., and et al., *Opt. Lett.* 13,671, 1988.
- [55] P.L. Chu. B. A. Malomed, G. D. Peng: *J Opt. Soc. Am.*, B,10, 1379-1385 (1993).
- [56] Lam, D. K. M. and Garside, B. K. **Characterization of sigle mode optical fiber filter** *Appl. Opt.* 20 440-445.
- [57] Agrawal, G. P., **Nonlinear Fiber Optics**, Academic Press San Diego, Chapter one, 1989.
- [58] Y. A. Logvin and V. M. Volkov, *J. Opt. Soc. Am. B* 16,774(1999).
- [59] W. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* 46, 527-529 (1985)
- [60] B. Crosignani, A Cutolo, and P. Di Porto, *J Opt. Soc. Am.* B72, 515, 1982.
- [61] R. Ramaswami, N. K., Sivarajan. **Optical Networks**, First Edition, New York, Morgan Kaufmann Publishers, 1998.
- [62] André Girard, **Handling Special Effects: Nonlinearity, Chromatic dispersion, Sólitons Waves**, Lightwave, 2000.

- [63] A. H. Haus, **Waves and Fields in Optoelectronics**, First Edition, Prentice-Hall, 1984.
- [64] Jeff Hecht, **Mitigating Nonlinear effects in Long Haul Transmission Systems**, Laser Focus World, 2002.
- [65] Gerd, Keiser, **Optical Fibers Communications**, Third Edition, McGraw-Hill, 2000.
- [66] Manual da Fibra de Dispersão Deslocada Não Nula – NZDS, “Corning Metrocor Optical Fiber”, fabricada pela *Corning Incorporated Telecommunications Products Division*.
- [67] Robert McMahon, **Nonzero Dispersion Shifted Fiber: The Choice for DWDM**, WDM Solutions, 2001.
- [68] R. H. Stolen and C. Lin, Physical Review, A. 17, pp.1448, 1978.
- [69] E. P. Ippen, C. V. Shank e T. K. Gustafson, **Self-Phase Modulation of Picosecond Pulses in Optical Fibers**, Applied Physics Letters, vol. 24, n° 4, 15 February 1974.
- [70] Robert A. Fisher e W. Bischel, **The Role of Linear Dispersion in Plane-Wave Self-Phase Modulation**, Applied Physics Letters, vol. 23, n° 12, 15 December 1973.
- [71] T. K. Gustafson, J. P. Taran, H. A. Haus, J. R. Lifshitz, P. L. Kelley, Physical Review , vol. 177, n° 1, 5 January 1969.
- [72] F. Shimizu, **Frequency broadening in liquids by a short light pulse**, Phys. Rev. Lett.. 19, 1097-1100, 1967.
- [73] R.R. Alfano, S.L. Shapiro, **Direct distortion of electronic clouds of rare-gas atoms in intense electric fields**, Phys. Rev. Lett., vol. 24, no 22, pp. 1217-1220, January 1970.
- [74] R. Cubeddu, R. Polloni, C.A. Saccli, O. Svelto, **Self-phase modulation and “rocking” of molecules in trapped filaments of light with picosecond pulses**, Phys. Rev. A, vol. 2, no 5, pp. 1955-1963, November. 1970.
- [75] E.P. Ippen, C.V. Shank, T.K. Gustafson, **Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers**, Appl. Phys. Lett., vol. 24, no 4, pp. 190-192, Feb. 1974.
- [76] R.A. Fisher, W.K. Bischel, **Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses**, J. Appl. Phys., vol. 46, n° 11, pp. 4921-4934, Nov. 1975.
- [77] R.H. Stolen, C. Lin, **Self-phase-modulation in silica optical fibers**, Phys. Rev., vol. A17, n° 4, pp. 1448-1453, Apr. 1978.
- [78] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky, A.C. Balant, **Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion**, Phys. Rev. Lett., vol. 47, no 13, pp. 910-916, Sep. 1981.

- [79] B.P. Nelson, D. Cotter, K.J. Blow, N.J. Doran, **Large nonlinear pulse broadening in long lengths of monomode fibre**, *Opt. Commun.*, vol. 48, no 4, pp. 292-294, Dec. 1983.
- [80] K.J. Blow, N.J. Doran, E. Cummins, **Nonlinear limits on bandwidth at the minimum dispersion in optical fibres**, *Opt. Commun.*, vol. 48, no 3, pp. 181-184, Dec. 1983.
- [81] V.A. Vysloukh, **Propagation of pulses in optical fibers in the region of a dispersion minimum. role of nonlinearity and higher-order dispersion**, *Sov. J. Quantum Electron.*, vol. 13, no 8, pp. 1113-1114, Aug. 1983.
- [82] Agrawal, G.P., M.J. Potasek, **Effect of frequency chirping on the performance of optical communication systems**, *Opt. Lett.*, vol. 11, no 5, pp. 318-320, May. 1986.
- [83] M.J. Potasek, Agrawal, G.P., S.C. Pinault, **Analytic and numerical study of pulse broadening in nonlinear dispersive optical fibers**, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, pp. 205-212, 1986.
- [84] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, Y.C. Lee, H.H. Chen, **Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers**, *Opt. Lett.*, vol. 11, no 7, pp. 464-466, *Jul.* 1986.
- [85] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, H.H. Chen, Y.C. Lee, **Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-model fibers**, *Opt. Lett.*, vol. 12, no 8, pp. 628-630, Aug. 1987.
- [86] A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, J.R. Taylor, **Solitons in the region of the minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers**, *Opt. Lett.*, vol. 13, n^o 9, pp. 770-772, Sep. 1988.
- [87] A. Naka, S. Saito, **A noise-loading method for evaluating in-line amplifier systems**, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no 8, pp. 925-927, Aug. 1992.
- [88] A. Naka, S. Saito, **Fibre transmission distance determined by eye opening degradation due to self-phase modulation and group-velocity dispersion**, *Electron. Lett.*, vol. 28, no 24, pp. 2221-2223, Nov. 1992.
- [89] A. Naka, S. Saito, **In-line amplifier transmission distance determined by self-phase modulation and group-velocity dispersion**, *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no 2, pp. 280-286, Feb. 1994.
- [90] Z. Su, X. Zhu, W. Sibbett, **Conversion of femtosecond pulses from the 1.5- to the 1.3 region by self-phase-modulation mediated four-wave mixing**, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 10, no 6, pp. 1051-1053, Jun. 1993.
- [91] S. Bigo, D. Penninckx, M.W. Chbat, **Investigation of self-phase modulation limitation on 10-gbit/s transmission over different types of fiber**, *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 389- 390, 1998.
- [92] Y. Chen, **Combined process of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in optical fibers**, *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, no 1, pp. 43-52, Jan. 1990.

- [93] D.R. Andersen, S. Datta, R.L. Gunshor, **A coupled mode approach to modulation instability and envelope solitons**, J. Appl. Phys., vol. 54, no 10, pp. 5608-5612, Oct. 1983.
- [94] F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, **Discovery of the soliton self-frequency shift**, Opt. Lett. 11, 659-661, 1986.
- [95] J.P. Gordon, **Theory of the soliton self-frequency shift**, Opt. Lett., vol. 11, no 10, pp. 662-664, Oct. 1986.
- [96] A. Hasegawa, F. Tappert, **Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion**, Appl. Phys. Lett., vol. 23, no 3, pp. 142-144, Aug. 1973.
- [97] L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, M.N. Islam, **Soliton propagation in long fibers with periodically compensated loss**, IEEE J. of Quantum Electron., vol. QE-22, no 1, pp. 157-173, Jan. 1986.
- [98] J.D. Kafka, T. Baer, **Fiber Raman soliton laser pumped by a nd:yag laser**, Opt. Lett., vol. 12, no 3, pp. 181-183, Mar. 1987.
- [99] L. F. Mollenauer and K. Smith, **Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain**, Opt. Lett. 13, 675-677 (1988).
- [100] P.G. Drazin, **Solitons: An Introduction**, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.
- [101] Bilodeau, F, Malo B, Johnson D C, Albert J and Hill. K. O., **High return loss narrowband all fiber bandpass Bragg transmission filter**, IEEE Photonics Technol. Lett. 6 (1), 80, 1994.
- [102] Kashyap, R., Maxwell, G. D. and Ainslie, B. J., **Four-port bandpass filters fabricated in singlemode photo-sensitive Ge-doped planar waveguides**, Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '93, paper CTuA6, pp66, 1993.
- [103] Kashyap, R., **A new class of fibre grating based band-pass filters: The asymmetric interferometer**, Opt. Commun. 153, 14-18, 1998.
- [104] Ortega, B., Capmany, J., Pastor, D., Tallone, L. and Boschis, **Analysis of the back reflected signal in an all fiber Bandpass Bragg transmission filter**, IEEE Photon. Technol. Lett., 10(8), 1124-1126, 1998.
- [105] Chiang, K. S., Opt. Lett. 20(9) (1995), 997.
- [106] Orlov, S. S., Yariv, A. and Van Essen S., **Coupled mode analysis of fiber optic add-drop filters for dense wavelength division multiplexing**, Opt. Lett., 22(10), 688-690, May 15 1997.

- [107] Whalen, M S, Divino, M. D. & Alferness, R. C., **Demonstration of a narrowband Bragg-reflection filter in a singlemode fibre directional coupler**, Electron. Lett. 22(12), 1986.
- [108] Baumann, I., Seifert, J., Nowak, W. and Sauer, M., **Compact all-fiber add-drop multiplexer using fiber Bragg gratings**, IEEE Photon. Technol. Lett., 8(IO), October 1997.
- [109] Kashyap, R., **Fiber Bragg Gratings**, chapter six 6.3. 246-260.
- [110] F. Oullette and M. Piché, Opt. Communication 60, 99, 1986.
- [111] E. M., Dianov and O. G. Okhotnikov, IEEE Photon, Technol. Lett. 3, 499, 1991.
- [112] C. Spielmann, F. Krausz, T. Brabee, E. Wintiner and A.J. Schimidt, Appl. Phys. Lett. 58, 2470, 1991.
- [113] C. X. Shi, Opt. Lett, 18, 1195, 1993.
- [114] Hill K. O. Johnson D.C. Bilodeau F. and Faucher S. **Narrow Bandwidth optical waveguide transmission filter**, Electron Lett 23(9) 465-466, 1987.
- [115] Gear, C.W. 1971, **Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations**, Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall.
- [116] Acton, F.S. 1970, **Numerical Methods That Work**; 1990, corrected edition. Washington: Mathematical Association of America, Chapter 5.

APÊNDICE

TRABALHOS RESULTANTES DESTA DISSERTAÇÃO

A. F. G. F. Filho, J.R.R. Sousa, F. T. Lima, W.B. Fraga, G. F. Guimarães, J.W.M. Mendonça and A.S.B. Sombra, **A performance study of a nonlinear all fiber michelson interferometer, add-drop multiplexer, based in fiber bragg grating mirrors.**

Optical and Quantum Electronics, 40(7)(2008)525-534. Springer

A. F. G. F. Filho, WB Fraga, J.R.R. Sousa, A. F. G. F. Filho, JC Sales, HHB Rocha, C.S. Sobrinho, ASB Sombra, **Implementação de Portas Lógicas Baseadas no Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas: Investigação Numérica.**

Artigo I. Proc. Do XXV Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste,

Artigo II. Outubro 15-20 Natal-RN-Brasil (2007)

TRABALHOS DURANTE O MESTRADO

WB Fraga, JWM Meneses, FT Lima, GF Guimarães, AC Ferreira, JS Almeida, JRR Sousa, AFG Furtado Filho, JC Sales, HHB Rocha, CS Sobrinho, ASB Sombra, **Acopladores Duplos Assimétricos para Geração de um Circuito Meio Somador.**

Artigo III. Proc. Do XXV Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste,

Outubro 15-20 Natal-RN–Brazil (2007)

HHB Rocha, WB Fraga, J. R. R. Sousa, AFG Furtado Filho, JWM Meneses ASB Sombra, **Single Carrier Prime Codes For All Optical Communication Systems.**

Artigo IV. Proc. Do XXV Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste,

Outubro 15-20 Natal-RN-Brazil (2007)

JWM Menezes, AFGF Filho, WB Fraga, GF Guimarães, AC Ferreira, J. R. R. Sousa, AFG Furtado Filho, JC Sales, HHB Rocha, CS Sobrinho, ASB Sombra, **Meio Somador Binário Totalmente Óptico.**

Artigo V. Proc. Do XXV Encontro dos Físicos do Norte-Nordeste,
Outubro 15-20 Natal-RN-Brasil (2007)

A. F. G. Furtado Filho, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, C. Saraiva Sobrinho, J. R. R. Sousa, A. S. B. Sombra, **Estudo Comparativo Do Desempenho Do Sistema Ocdma (Divisão De Código De Acesso Múltiplo Óptico) Baseados Em Grades De Bragg Superestrutura De Fibras Ópticas - Codificadores E Decodificadores: Investigação Numérica.**

Proc. do XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 3 a 7 de Novembro, Recife-PE, (2008)

J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Saboia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra, **Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers**

Optical and Quantum Electronics 39(14) (2007)1191-1206. Springer

A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, J.W.M. Menezes , W. B. Fraga, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho , S. P. Marciano , J. C. Sales, H. H. B. Rocha, J. R. R. Sousa, J. M. S. Filho , F. T. Lima and A. S. B. Sombra, **Performance Study Of An All-Optical Logic Gate Based In Pam-Ask.**

Submetido ao Journal of Modern Optics (Outubro 2008).

A performance study of a nonlinear all Fibre Michelson interferometer, add-drop multiplexer, based in Fibre Bragg grating mirrors

A. F. G. F. Filho · J. R. R. Sousa · F. T. Lima ·
W. B. Fraga · G. F. Guimarães · J. W. M. Mendonça ·
A. S. B. Sombra

Received: 22 February 2007 / Accepted: 24 June 2008 / Published online: 22 July 2008
© Springer Science+Business Media, LLC. 2008

Abstract In this paper we report a numerical investigation of an all-fibre narrowband transmission filter in the arrangement of two identical photo-imprinted Bragg gratings symmetrically located in each arm of a Michelson Interferometer, simulating, thus, an add-drop filter. The transmission characteristics and in addition the crosstalk level and extinction ratio, were studied. The coupled mode theory and the fourth-order Runge-Kutta method were applied, respectively, to solve the coupled differential equations. This is the first study, as far as we now, of the performance of this device considering the nonlinearity of the fibre coupler and linearity of the fibre Bragg gratings. The device is presenting a highly nonlinear behavior dependence in dephasing and pump power.

Keywords All fiber Michelson interferometer · Add and drop multiplexer

1 Introduction

All optical telecommunication networks with high transmission capability, based on optical time division multiplexed (OTDM) and wavelength-division multiplexing (WDM) systems requires stable and compact switching devices for ultrahigh-speed demultiplexing and add/drop multiplexing (Kawanishi 1996; Hess et al. 1998; Murakami 2005). Desired features include bit-rate and wavelength flexibility, low fibre-to-fibre losses, and a large dynamic range.

A. F. G. F. Filho · J. R. R. Sousa · F. T. Lima · W. B. Fraga · G. F. Guimarães
Departamento de Engenharia de Teleinformática (DETI), Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará, 60755-640 Fortaleza, CE, Brazil

J. W. M. Mendonça · A. S. B. Sombra (✉)
Laboratório de Telecomunicações e Ciência e Engenharia de Materiais (LOCEM), Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará, Caixa Postal 6030, 60455-760 Fortaleza, CE, Brazil
e-mail: sombra@ufc.br
URL: <http://www.locem.ufc.br>

The generic forms of an optical fibre band-pass filters based on the Michelson (MI)/Mach-Zehnder (MZI) interferometers fulfill a very important role in optical communication systems. Usually, they are fabricated with a pair of Bragg-matched reflection gratings which need to be carefully positioned so that the optical path lengths to and from the gratings are identical (Kashyap 1998). They seem to be ideal candidates for add-drop-multiplexers, since they are inherently low loss, extremely spectrally selective, and potentially low-cost. The Michelson interferometer with photo-imprinted Bragg gratings in its arms is an high-performance dense wavelength-division multiplexer/demultiplexer, which has been used previously to add/drop channels to/from a multiple WDM transmission link (Mechin et al. 2003).

In the present work, we carried out a numerical study regarding the action of an optical CW device based on the schematic of two identical photo-imprinted Bragg gratings symmetrically located in each arm of a Michelson Interferometer, simulating, thus, an add-drop filter. The coupled mode theory, was used with considerable success for the directional couplers, was applied in the analysis. We employed the fourth-order Runge-Kutta method to solve the coupled differential equations.

We studied the operation of the nonlinear all fibre MI looking for the nonlinear transmission and the cross talk and extinction ratio functions in the nonlinear regime of pump powers. The study of the nonlinear characteristics of the all fibre MI is important in view of the big number of applications of this device in optical networks today. This is the first study, as far as we now, of the performance of this device considering the nonlinearity of the fibre coupler and linearity of the fibre Bragg gratings. In our study we are considering the Kerr type nonlinearity in the directional coupler only (Agrawal 2001; Leóński and Miranowicz 2004). In this case the nonlinear index of the fibre is a function of the incident pump power.

2 Optical add-drop multiplexers

The Add-Drop Multiplexer (ADM) is one of the key components for dense wavelength-division multiplexing (DWDM) systems (Murakami 2005; Kobayashi et al. 2007; Baumann et al. 1996). In the emerging next-generation transport networks, called intelligent optical networks, WDM-based optical components such as add-drop multiplexers (ADMs) and optical cross-connects (OXC) will have full knowledge of the wavelengths in the network, status, and traffic-carrying capacity of each wavelength (Ilyas and Mouftah 2003). In the reconfiguration/survivability scenario, optical switches are dynamic optical add-drop multiplexers (OADMs) with a greater degree of functionality, a vital aspect of metropolitan optical switches. The benefit of an add-drop multiplexer on a wide-area network (WAN) is to drop (demultiplex) only the portions of the optical stream required for a location and let the rest pass through without the demultiplexing process. DWDM enables the network to be more powerful and flexible (Mechin et al. 2003; Bates 2001). A single Bragg grating in a single-mode fibre acts as a wavelength-selective distributed reflector or a band rejection filter by reflecting wavelengths around the Bragg resonance. However, by placing identical gratings in two lengths of a fibre coupler, as in a Michelson arrangement, one can make a bandpass filter (Othonos 1997). Efficient bandpass filters were studied (Kashyap et al. 1993; Bertolotti et al. 1995; Ortega et al. 1998; Whalen et al. 1986; Kashyap 1999a), and an in-coupler Bragg grating filter demonstrated by Orlov et al. (1997) is an attractive device due to its simplicity, requiring a single grating in the waist of a fused coupler. Bragg gratings incorporated into one core of fibre couplers for making add-drop WDM filters produce a backward-propagating wave if the wavelength of the input signal falls within its stop band. When a multi-channel WDM signal is injected into the core without the grating and transferred to the second core,

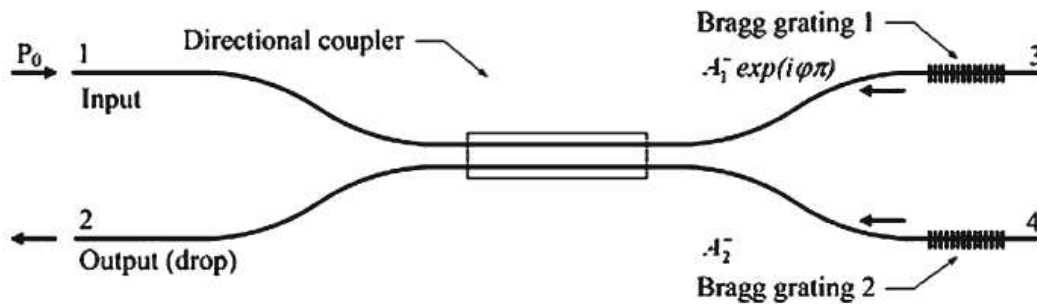


Fig. 1 Schematic of the Michelson interferometer

a specific channel is selectively reflected back by the grating; it appears at the input end of the second core while the remaining channels appear at the output end of that core. A signal at the same specific wavelength can be added by injecting it from the output port of the core without the grating (Agrawal 2001). The MI, is made by connecting two separate pieces of fibres to the output ports of a fibre coupler and attaching 100% reflecting mirrors or Bragg gratings at the other end of the fibres (Agrawal 2001), may be used as a fixed band-pass filter. The path length in each arm of the interferometer is set equal, thus, giving the maximum transmission (Othonos 1997). A single 100% reflection grating in one arm of a Michelson interferometer allows a maximum of 25% of the power at the Bragg wavelength to appear in the band-pass. The coupler splits the input power equally into the two ports. However, with two identical gratings, it is possible to route 100% of the reflected light into Port 2 (Kashyap 1998). The principle of operation was originally proposed by Bilodeau et al. (1994) and demonstrated by Morey (1991), presented in Fig. 1. MI works much like an MZI with the crucial difference that the light propagating in its two arms is forced to interfere at the same coupler where it was split. Because of this feature, a Michelson interferometer acts as a nonlinear mirror, similar to a Sagnac interferometer, with the important difference that the interfering optical fields do not share the same physical path (Agrawal 2001). In this paper we will explore the nonlinear characteristics associated to the nonlinear directional fibre coupler in the performance of the device (see Fig. 1).

3 Theoretical framework

The approach in which forward- and backward-propagating waves are treated independently, and the Bragg grating provides a coupling between them is known as the coupled-mode theory and has been used with considerable success in several different contexts, for example, directional couplers (Agrawal 2001). Based on the nonlinear Schrödinger equation (NLSE) (Boling et al. 1978; Sobrinho and Sombra 2002) used to model the dynamics of the coupler, the normalized coupled differential equations describing the evolution of the slowly varying complex modal amplitudes A_1 and A_2 are:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial A_1}{\partial t^2} - (\gamma |A_1|^2 A_1 + C |A_2|^2) A_1 = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial A_2}{\partial t^2} - (\gamma |A_2|^2 A_2 + C |A_1|^2) A_2 = 0, \quad (2)$$

where C is the linear coupling coefficient between adjacent guides ($C = 0.3312 \text{ m}^{-1}$ for our numerical simulations). In our present study we are considering a CW pump beam that is

incident on one of the input ports of a fibre coupler. The time-dependent terms can then be set to zero in Eqs. 1 and 2 in this particular case.

The spectral profile from a Bragg grating structure may be simulated resolving the equations of coupled-mode, which it also is based on the (NLSE). For this analysis, two counter-propagating plane waves are considered confined to the core of an optical fibre in which an intra-core uniform Bragg grating of length l and uniform period Λ exist. The electric fields of the backward and forward waves can be expressed as $E_a^-(z, t) = A^- \exp[i(\omega t - \beta z)]$ and $E_a^+(z, t) = A^+ \exp[i(\omega t + \beta z)]$, respectively, where β is the wave propagation constant. The complex amplitudes A^- and A^+ of these electric fields obey the coupled-mode equations (Othonos 1997):

$$\frac{\partial A^+}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^+}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A^+ = i \delta A^+ + i \kappa A^- + i \gamma \left(|A^+|^2 + 2 |A^-|^2 \right) A^+ \quad (3)$$

$$-\frac{\partial A^-}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A^-}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A^- = i \delta A^- + i \kappa A^+ + i \gamma \left(|A^-|^2 + 2 |A^+|^2 \right) A^- \quad (4)$$

We will focus on the linear case in which the nonlinear effects are negligible. When the SPM and XPM terms are neglected in Eqs. 3 and 4, the resulting linear equations can be solved easily in the Fourier domain. These frequency-domain coupled-mode equations include GVD to all orders, so we have:

$$\frac{\partial \tilde{A}^+}{\partial z} = i[\delta(\omega) + \Delta\beta] \tilde{A}^+ + i \kappa \tilde{A}^-, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}^-}{\partial z} = -i[\delta(\omega) + \Delta\beta] \tilde{A}^- - i \kappa \tilde{A}^+, \quad (6)$$

where $\Delta\beta = \beta - \beta_0$ is the differential propagation constant (or phase mismatch), β is $2\pi n_{eff}/\lambda$, β_0 is π/Λ , n_{eff} is the effective refractive index of the core, $\delta(\omega) = [(\omega - \omega_B) \cdot (n/C)]$ ($C = 3 \times 10^8$ m/s) and κ is the coupling coefficient between the modes ($\kappa = 2 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ for our simulations).

4 Numerical procedure

The directional coupler is treated operating under the action of an optical CW signal acting in the channel 1, given by:

$$A_1(0, T) = A_i, \quad (7)$$

$$A_2(0, T) = 0. \quad (8)$$

This system of linearly coupled Eqs. 1 and 2 was solved numerically by means of the Runge-Kutta method with 1,024 temporal grid points taking into account the initial conditions given by Eqs. 7 and 8.

The transmission T_i can be defined as a function of the pulse energies:

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(0)|^2 dt}, \quad (9)$$

with $i = 1, 2$ and an MI with length equal to L_C , where $L_C = L + L_B$ ($L = \text{length coupler}$ and $L_B = \text{length grating Bragg}$).

The extinction ratio (XR) of an on-off switch is the ratio of the output power in the on state to the output power in the off state. This ratio should be as high as possible (Fraga et al. 2006). For the device under study it is expressed as:

$$\text{Extinction-ratio} = XR = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L_C)|^2 dt}. \quad (10)$$

The extinction ratio is commonly expressed in decibel (dB) units by using:

$$XR[dB] = 10 \cdot \log_{10}(XR). \quad (11)$$

The crosstalk (XT) is the presence of an unwanted signal via some form of coupling mechanism between the disturbed channel and the disturbing channels. This must be maintained as a minimum. Expressed in dB units, the crosstalk is given by:

$$XT_i[dB] = 10 \cdot \log_{10}(T_i). \quad (12)$$

Initially, the intensity of the input signal in the coupler was varied, being observed the transmission previous to the addition of the Bragg gratings. The critical power resulting for the switching was $P_c = 1.30 \text{ W}$. The critical power of the nonlinear directional coupler is the pump power necessary to have 50% of transmission in each output guide of the double directional coupler (Othonos 1997; Kashyap 1999a; Fraga et al. 2006). Knowing the critical power, it was fixed as the power for the input signal in the coupler. The critical power of the signal is equally divided to the arms 3 and 4 of the coupler. The Bragg gratings will reflect the signals aiming at to drop in the channel 2, being necessary that an extra phase of the type $\exp(i\phi\pi)$ be added to one of the amplitude reflections of the Bragg gratings (Fig. 1). This phase can be adjusted mechanically, thermally or permanently by optical ‘trimming’ of the path using UV radiation (Kashyap 1999b). In the Return to the coupler, we performed a variation in the phase added to the amplitude reflection of the Bragg grating of the arm 3, with the intent to obtain the best phase, so that a large concentration of energy is transferred to the output arm 2.

5 Results and discussion

In Fig. 2 we have the transmission of channel 2 (output-drop, see Fig. 1) for three different pump powers (P_0): below the critical power (0.85 W), at the critical power (1.3 W) and above the critical power (1.54 W). We can say that for all the pump powers the transmission is a non linear function of the dephasing. For the pump power equal the critical power (1.30 W) we start at a transmission of 84.2% at $\phi = 0$. With the increase of the ϕ value we have a decrease of the transmission. At the same pump power a second peak in the transmission is present ($T = 79.04\%$) at $\phi = 0.56\pi$. For a pump power below the critical power (0.85 W), the transmission starts at low transmission value ($T = 18\%$), and with the increase of the dephasing, it goes to a peak ($T = 52.6\%$) around $\phi = 0.39\pi$. For the pump power above the critical power ($P_0 = 1.54 \text{ W}$) we have the highest values for the transmission coefficient ($T = 94.1\%$) for $\phi = 0.45\pi$. However we observed that after varying the phase, there is a second peak at $\phi = 0.98\pi$ with $T = 89.1\%$. To operate the device in a drop function we should maximize the transmission in channel 2. We observed that the transmission curves showed a nonlinear behavior as a function of the dephasing. In order to obtain a complete

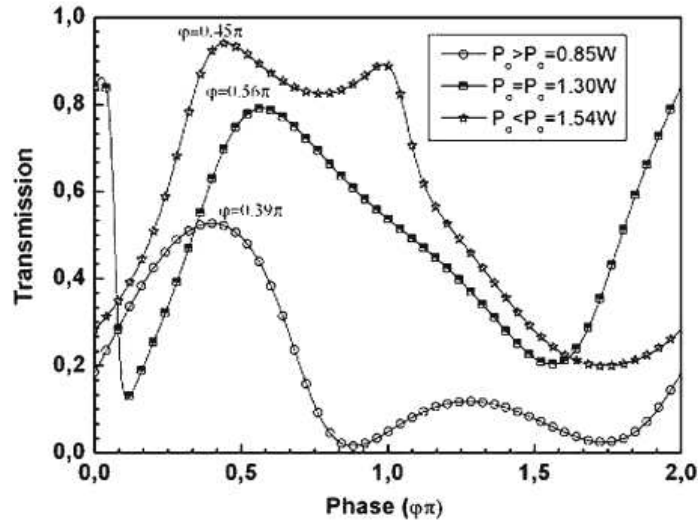


Fig. 2 Transmission response as a function of the dephasing for three fixed input pump power: ($P_c = 1.30\text{ W}$, $\phi_{Max} = 0.56\pi$), ($P_o = 0.85\text{ W}$, $\phi_{Max} = 0.39\pi$) and ($P_o = 1.54\text{ W}$, $\phi_{Max} = 0.45\pi$)

view of the operation as a function of dephasing and pump power, we fix these phases and analyze the nonlinear behavior of the transmission curves as a function of the pump power.

Figure 3 shows the transmission as a function of the input power for the four dephasing $\phi_{Max} = 0, 0.56, 0.39$ and 0.45π . We observed that the transmission is a nonlinear function of the pump power for each dephasing value. For the first configuration where the pulses are not subjected to any dephasing ($\phi = 0$), we observed an increase in the transmission until a maximum transmission peak of 80% at $P_o = 1.30\text{ W}$ was observed. For higher pump powers the transmission is lower with values around 30%. At $\phi_{Max} = 0.56\pi$ we can observe two peaks in the transmission as a function of the pump power: at $T = 53.6\%$ ($P_o = 0.958\text{ W}$) and the second transmission peak at $T = 92.4\%$ ($P_o = 1.54\text{ W}$). For a dephasing of $\phi_{Max} = 0.39\pi$ we also have two peaks of maximum transmission at $T = 70.6\%$ ($P_o = 1.04\text{ W}$) and the second

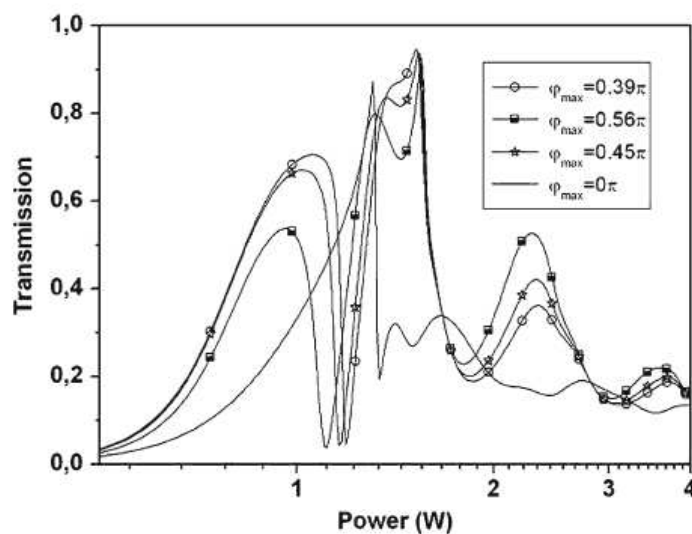


Fig. 3 Transmission response as a function of the input pump power for four fixed phase values, $\phi_{Max} = 0, 0.39, 0.56$ and 0.45π

at $T = 94.6\%$ ($P_0 = 1.54$ W). For $\phi_{Max} = 0.45\pi$ the transmission peaks are of $T = 66.6\%$ (for $P_0 = 1.01$ W) and $T = 93.7\%$ ($P_0 = 1.54$ W). The mentioned values are shown in the Table 1. For the pump power of $P_0 = 1.54$ W and $\phi_{Max} = 0.39\pi$ we have the maximum value of transmission of 94.6% (see Table 1 and Fig. 3).

Figure 4 presents the extinction ratio (XR) for the four cases, of fixed phases, varying the input power. The extinction ratio (XR) was calculated, for the first case, when the dephasing is zero. We observe that below the critical power the Xratio ($\phi_{Max} = 0$) is always below the Xratio presented by the configuration where $\phi_{Max} \neq 0$. At the critical power for the configuration where we have $\phi_{Max} = 0$ presents a XR equal to 8.38 dB which is the highest XR for this power. However for higher pump powers there is a decrease of the XR, with values around -7 dB.

Considering the configurations where $\phi_{Max} \neq 0$, we have at least two peaks of maximum value for the Xratio. In Fig. 4 we observe that at pump power of $P = 1.06$ W, we have the first peak with Xratio of $-1.68, 3.78, -3.30$ and 2.66 dB referring the phases $\phi_{Max} = 0, 0.39, 0.56, 0.45\pi$ respectively. At pump power of $P_0 = 1.30$ W we have Xratio values of $8.12, 2.65, 5.79$ and 4.47 dB regarding the same dephasing sequence ($\phi_{Max} = 0, 0.39, 0.56, 0.45\pi$). At $P_0 = 1.54$ W the peak values of the Xratio are $-4.18, 12.59, 7.04$ and 10.86 dB referring the same phases respectively. The mentioned values are shown in the Table 1.

The maximum XR (XR = 12.59 dB) is obtained for a pump power above the critical power ($P_0 = 1.54$ W) at $\phi_{Max} = 0.39\pi$ (see Fig. 3 and Table 1). This is the configuration where the add and drop filter will operate with higher efficiency. To confirm this result we measure the cross talk level (XT) for all the configurations (see Table 1).

Since the crosstalk (XT) is defined as being the rate of information in the state off (channel 1), we conducted a numerical procedure with the intent to obtain this parameter as minimum as possible.

Figure 5 exhibits the analysis for the crosstalk level (XT) as a function of the input pump power for the same dephasing values. The previous results are confirmed for the pump power of $P_0 = 1.54$ W. At this pump power we obtain a minimum Xtalk level of $-1.40, -12.58, -7.84$ and 11 dB for $\phi_{Max} = 0, 0.39, 0.56, 0.45\pi$ respectively. The mentioned values are shown in the Table 1. In summary we studied the all fibre Michelson Interferometer, add-drop multiplexer, based in Bragg grating mirrors operating in a non linear regime. In the nonlinear regime we could find an exact dephasing and pump power excitation to obtain a high transmission, extinction ratio and cross talk level for the device.

6 Conclusions

In this paper a numerical study of a device constructed by two identical photo-imprinted Bragg gratings symmetrically located in each arm of a Michelson Interferometer acting as an add-drop filter, when a dephasing is added to the amplitude reflection. The device present a better response when it is operated with an input power above the critical power ($P_0 = 1.54$ W, $\phi_{Max} = 0.39\pi$). However, fixing the phase and varying the input power, we observed that the phase produces a better performance of transmission for the on state (drop in the channel 2), which result is $\phi_{Max} = 0.39\pi$. Once the extinction ratio must be as higher as possible, the best performance was observed when the device is operated with a power below its critical power ($P_0 = 1.54$ W, $\phi_{Max} = 0.39\pi$) with value approximately equal to 12.59 dB. The crosstalk, in turn, is defined as being the rate of information in the state off (channel 1), and should be the as low as possible, this occurs for $P_0 = 1.54$ W, $\phi_{Max} = 0.39\pi$, which its smallest value is around -12.58 dB.

Table 1 Values for transmission (T), Xratio (XR) and cross-talk (XT) obtained from Figs. 2-5 for $P_0 = 1.06, 1.3$ and 1.54 W

	$P_1 = 1.06$ W			$P_2 = 1.30$ W			$P_3 = 1.54$ W					
	$\Phi = 0\pi$	$\Phi = 0.39\pi$	$\Phi = 0.56\pi$	$\Phi = 0.45\pi$	$\Phi = 0$	$\Phi = 0.39\pi$	$\Phi = 0.56\pi$	$\Phi = 0.45\pi$	$\Phi = 0\pi$	$\Phi = 0.39\pi$	$\Phi = 0.56\pi$	$\Phi = 0.45\pi$
T	0.404	0.704	0.323	0.654	0.870	0.625	0.794	0.729	0.272	0.946	0.823	0.915
XR (dB)	-1.68	3.78	-3.30	2.66	8.38	2.65	5.79	4.47	-4.18	12.59	7.04	10.86
XT (dB)	-2.28	-5.26	-1.69	-4.66	-8.96	-4.43	-6.87	-5.79	-1.40	-12.58	-7.84	-11.0

Fig. 4 Extinction ratio Xratio (dB) as a function of the pump power for four fixed dephasing values $\phi_{\text{Max}} = 0, 0.39, 0.56, 0.45\pi$

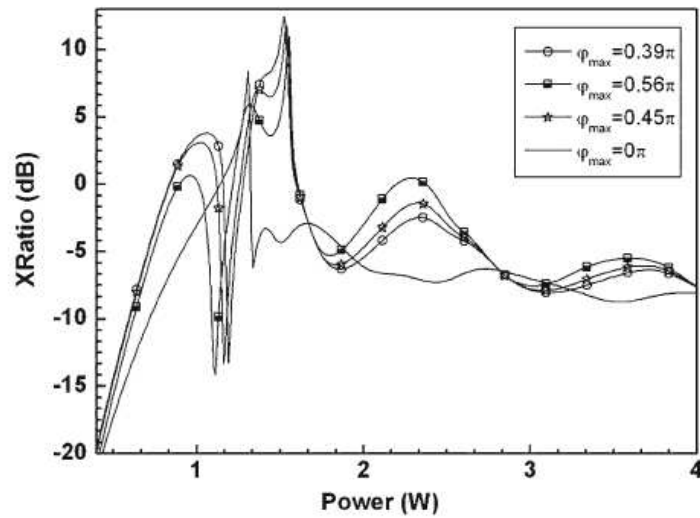
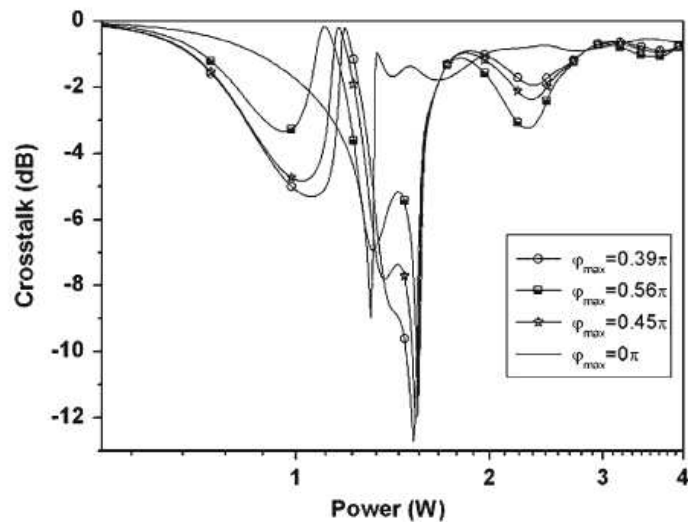


Fig. 5 Crosstalk level (dB) as a function of the power for four fixed dephasing values $\phi_{\text{Max}} = 0, 0.39, 0.56$ and 0.45π



This is the first study, as far as we now, of the performance of this device considering the nonlinearity of the fibre coupler and linearity of the fibre Bragg gratings. The device is presenting highly nonlinear behavior dependence in dephasing and pump power.

Acknowledgments This work was partially sponsored by Fundação Cearense de Apoio ao Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FUNCAP), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) and Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP).

References

- Agrawal, G.P.: Applications of Nonlinear *Fibre Optics*. 1st edn. Academic Press, Boston (2001)
- Bates, R.J.: *Optical Switching and Networking Handbook*. McGraw-Hill, New York (2001)
- Baumann, I., Seifert, J., Nowak, W., Sauer, M.: Compact all-fibre add-drop-multiplexer using fibre Bragg gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **8**(10), 1331–1333 (1996) doi:10.1109/68.536645
- Bertolotti, M., Monaco, M., Sibilìa, C.: Role of the asymmetry in a third-order nonlinear directional coupler. *Opt. Commun.* **116**, 405–410 (1995) doi:10.1016/0030-4018(95)00095-P

- Bilodeau, F., Hill, K.O., Malo, B., Johnson, D.C., Albert, J.: High return loss narrowband all *fib*re bandpass Bragg transmission filter. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6**(1), 80–82 (1994) doi:[10.1109/68.265896](https://doi.org/10.1109/68.265896)
- Boling, N., Glass, A., Owyong, A.: Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids. *IEEE J. Quantum Electron.* **14**(8), 601–608 (1978) doi:[10.1109/JQE.1978.1069847](https://doi.org/10.1109/JQE.1978.1069847)
- Fraga, W.B., Menezes, J.W.M., da Silva, M.G., Sobrinho, C.S., Sombra, A.S.B.: All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler. *Opt. Commun.* **262**, 32–37 (2006) doi:[10.1016/j.optcom.2005.12.033](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.12.033)
- Hess, R., Caraccia-Gross, M., Vogt, W., Gamper, E., Besse, P.A., Duelk, M., et al.: All-optical demultiplexing of 80 to 10Gb/s signals with monolithic integrated high-performance Mach–Zehnder interferometer. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(1), 165–167 (1998) doi:[10.1109/68.651151](https://doi.org/10.1109/68.651151)
- Ilyas, M., Mouftah, H.T.: *The Handbook of Optical Communication Networks*. CRC Press, New York (2003)
- Kashyap, R.: A new class of *fib*re grating based band-pass filter: the asymmetric interferometer. *Opt. Commun.* **153**, 14–18 (1998) doi:[10.1016/S0030-4018\(98\)00211-9](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(98)00211-9)
- Kashyap, R.: A simplified approach to the Bragg grating based Michelson and the in-coupler Bragg grating add-drop multiplexer. In: *Optical Fibre Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fibre Communication. OFC/IOOC '99*, paper TuN3, vol. 1, pp. 196–198 (1999a)
- Kashyap, R.: *Fibre Bragg Gratings*. Academic Press, London (1999b)
- Kashyap, R., Maxwell, G.D., Ainslie, B.J.: Laser Trimmed four-port bandpass filters fabricated in single-mode photosensitive Ge-doped planar waveguides. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **5**(2), 191–194 (1993) doi:[10.1109/68.196001](https://doi.org/10.1109/68.196001)
- Kawanishi, S.: 100 Gbit/s optical communication systems. In: *Proc. OFC'96*. San Jose, CA, pp. 136–137 (1996) invited paper WH5
- Kobayashi, S., Sawada, M., Suda, T., Ogura, K., Tsushima, H.: Narrow tunable polysilane optical waveguide Bragg grating filters. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19**(6), 363–365 (2007)
- Leónski, W., Miranowicz, A.: Kerr nonlinear coupler and entanglement. *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.* **6**, S37–S42 (2004) doi:[10.1088/1464-4266/6/3/007](https://doi.org/10.1088/1464-4266/6/3/007)
- Mechin, D., Yvernault, P., Brilland, L., Pureur, D.: Influence of Bragg gratings phase mismatch in a Mach–Zehnder-based add-drop multiplexer. *J. Lightwave Technol.* **21**(5), 1411–1416 (2003)
- Morey, W.W.: Tunable narrow-line bandpass filter using *fib*re gratings. In: *Proc. Conf. on Optical Fibre Communications. OFC '91*, paper PD2O-1 (1991)
- Murakami, Y.: Characteristics of a grating-folded optical directional coupler. *Fibre Integr. Opt.* **24**(5), 445–456 (2005)
- Orlov, S.S., Yariv, A., van Essen, S.: Coupled mode analysis of *fib*re optic add-drop filters for dense wavelength division multiplexing. *Opt. Lett.* **22**(10), 688–690 (1997) doi:[10.1364/OL.22.000688](https://doi.org/10.1364/OL.22.000688)
- Ortega, B., Capmany, J., Pastor, D., Tallone, L., Boschis, L.: Analysis of the back reflected signal in an all *fib*re bandpass Bragg transmission filter. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10**(8), 1124–1126 (1998) doi:[10.1109/68.701523](https://doi.org/10.1109/68.701523)
- Othonos, A.: *Fibre Bragg gratings*. *Rev. Sci. Instrum.* **68**(12), 4309–4341 (1997) doi:[10.1063/1.1148392](https://doi.org/10.1063/1.1148392)
- Sobrinho, C.S., Sombra, A.S.B.: Picosecond pulse switching in an acousto-optic tunable filter (AOTF) with loss. *Nonlinear Opt.* **29**(1), 79–97 (2002) doi:[10.1080/10587260213929](https://doi.org/10.1080/10587260213929)
- Whalen, M.S., Divino, M.D., Alferness, R.C.: Demonstration of a narrowband Bragg-reflection filter in a single-mode *fib*re directional coupler. *Electron. Lett.* **22**(12), (1986) doi:[10.1049/el:19860465](https://doi.org/10.1049/el:19860465)