

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
CURSO DE FÍSICA

JOSÉ WALLY MENDONÇA MENEZES

IMPLEMENTAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS COM ACOPLADOR DIRECIONAL
NÃO LINEAR TRIPLO PLANAR SIMÉTRICO DE FIBRAS ÓPTICAS.

FORTALEZA
2006

JOSÉ WALLY MENDONÇA MENEZES

IMPLEMENTAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS COM ACOPLADOR DIRECIONAL
NÃO LINEAR TRIPLO PLANAR SIMÉTRICO DE FIBRAS ÓPTICAS.

Dissertação submetida à Coordenação do Curso de
Pós-Graduação em Física, da Universidade Federal do
Ceará, como requisito parcial para obtenção do grau
de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

FORTALEZA
2006

JOSÉ WALLY MENDONÇA MENEZES

IMPLEMENTAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS COM ACOPLADOR DIRECIONAL
NÃO LINEAR TRIPLO PLANAR SIMÉTRICO DE FIBRAS ÓPTICAS.

Dissertação submetida à Coordenação do
Curso de Pós-Graduação em Física, da
Universidade Federal do Ceará, como
requisito parcial para a obtenção do grau de
Mestre em Física.

Aprovada em ____/____/____

BANCA EXAMINADORA

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

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

Prof. Dr. Carlos William de Araújo Paschoal.
Universidade Federal do Maranhão – UFMA.

Dedico este trabalho a minha sempre bela, doce e amada esposa Suely, aos meus pais Francisco Nelson (in memorian) e Guiomar, aos meus irmãos Nelcimar, Irone, Carlos, César, Bosco, Nelrismar e Hermeson e aos meus adorados sobrinhos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus, por ter me ofertado a oportunidade que poucos colegas de rua e escola não tiveram.

A minha Mamãe Guiomar e meu Papai Nelson por tudo o que sou.

A minha esposa e eterna namorada Suely, pela compreensão, carinho, amor e por todos os infinitos momentos de intensa alegria.

As minhas outras mães: Tia Luiza, Preta, Lurdes da Preta, Tia Maria, Tia Beata, Tia Neném e Evanilza.

Aos meus segundos pais, Sr. Tarcisio de Oliveira (sogro) e Dona Dely (sogra).

Aos meus irmãos pela à oportunidade de acesso à educação e por financiar meus estudos.

Aos meus adorados sobrinhos Tancredo, Bárbara, Matheus, Victor, Lívia, Nathana, Catarina, Lourenço e Levi.

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

Ao professor Marcio Gomes da Silva pelas inúmeras sugestões, correções e, principalmente, pela inesgotável paciência.

À professora Eloneid Felipe Nobre, pela eterna atenção, forma carinhosa e justa com que me acompanhou e incentivou durante o curso de bacharelado em Física e a seguir rumo à pós-graduação.

Ao professor Cleuton Freire, pela dedicação, orientação, confiança e pela indicação do meu orientador.

Ao professor Antônio Fernandes Siqueira pela amizade, apoio, por nortear meus estudos, por incentivar-me rumo à pós-graduação e, principalmente, pelo exemplo de seriedade e profissionalismo desde os tempos de iniciação científica.

Aos demais professores da graduação e pós-graduação de Física da UFC por todos os ensinamentos.

A sempre atenciosa Rejane (Rejane Ramos Coelho), que com sua habilidade e encanto estava sempre disposta a ajudar e atender na secretaria da pós-graduação.

Aos Senhores José Haroldo Campello Costa, Ariosto Holanda e Paulo Correia Lima pela lição de vida e votos de confiança.

Aos meus grandes amigos e parceiros George Miranda da Costa e Alisson da Conceição Ferreira.

Ao padre Almeida Neto pela força sempre presente.

Sou particularmente grato aos meus grandes amigos Wilton, do grupo de óptica não-linear, Welberth, do grupo de semicondutores e Mairton (o mais japonês dos cearenses) do grupo de física estatística, pelas inúmeras e oportunas discussões nas disciplinas que cursamos. Agradeço também ao companheiro Hans Ralf Frentzen pelas dicas nas listas de exercícios.

Sinceros agradecimentos ao grupo de óptica não-linear do qual participo formado pelos colegas Wilton, Antônio Filho, José Silva, Clausson, Alisson, Apiano, Cícero, Emerson, José Luiz.

Agradeço também aos demais colegas da pós-graduação, Wilami (codinome cabelo), Diniz, Pablo, Wilder, Márcia, Isabel Cristina e seu esposo Wagner.

À FUNCAP pelo apoio financeiro, a partir de maio de 2005.

"Amar a Deus sobre todas as coisas."
1º Mandamento da lei de Deus.

RESUMO

Neste trabalho, são propostas portas lógicas ópticas a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) triplo planar simétrico de fibra óptica e com um dos guias operando como controle. Para tal fim, obtemos as características de transmissão do acoplador e, em seguida, fizemos uma análise do coeficiente de extinção e do fator de compressão. Inicialmente, investigamos o desempenho do acoplador proposto operando no regime contínuo (CW: Continuous Wave) e posteriormente utilizando pulsos ultracurtos, tipo sóliton com 2ps de largura. Com o modelo proposto para o dispositivo, conseguimos efetivar portas lógicas AND, NAND, OR, XOR e NOT para um conjunto de fases aplicadas ao pulso de controle. As portas lógicas geradas com o dispositivo operando com sinais CW, apresentaram-se mais eficientes que as mesmas portas geradas com sinais pulsados.

Palavras-chave: Acoplador triplo, Portas lógicas ópticas.

ABSTRACTS

In this work, optical logical gates are proposed starting from the use of a symmetric three-core nonlinear directional coupler (NLDC) of fiber optic and with one of the guides operating as control. For this, we obtain the transmission characteristics of the coupler and, soon afterwards, we made an analysis of the extinction ratio and of the compression factor. Initially, we investigated the acting of the proposed coupler operating in the CW regime and later using ultra short pulses, type soliton with 2ps of width. With the model proposed for the device, we got to execute logical gates AND, NAND, OR, XOR and NOT for a group of applied phases to the control pulse. The logical gates generated with the device operating in the CW regime, they came more efficient than the same gates generated with soliton pulses.

Keywords: Three-core nonlinear fiber coupler, All-optical logic gates.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1a - Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento.	22
Figura 1.1b - Seção transversal do NLDC.	22
Figura 1.2 - Acoplador Simétrico.	23
Figura 1.3 - Acoplador Assimétrico.	24
Figura 1.4 - Características de chaveamento para um acoplador com dopagem e outro sem dopagem.	30
Figura 1.5 - Acoplador direcional triplo triangular.	31
Figura 1.6 - Acoplador direcional triplo planar.	32
Figura 1.7 - Acoplador direcional com N núcleos em uma configuração circular.	33
Figura 2.1a - Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas.	34
Figura 2.1b - Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.	34
Figura 2.2 - Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.	37
Figura 2.3 - Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zehnder.	38
Figura 2.4 - Representação lógica e Booleana para porta AND.	40
Figura 2.5 - Representação lógica e Booleana para porta NAND.	41
Figura 2.6 - Representação lógica e Booleana para porta OR.	41
Figura 2.7 - Representação lógica e Booleana para porta NOR.	42
Figura 2.8 - Representação lógica e Booleana para porta XOR.	43
Figura 2.9 - Representação lógica e Booleana para porta NXOR.	43
Figura 2.10 - Representação lógica e Booleana para porta NOT.	44
Figura 3.1 - Acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas em arranjo paralelo de comprimento L_C .	47

Figura 3.2 - Curva de transmissão para um acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas, de comprimento L_C .	49
Figura 3.3 - Modelo de acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas, de comprimento L_C , proposto para obtenção das portas lógicas.	50
Figura 3.4 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CP=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_2=1$.	53
Figura 3.5 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CP=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_1=1$.	54
Figura 3.6 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CP=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_1=I_2=1$.	55
Figura 3.7 - XR1 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CP=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), e a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0;0), (0;1), (1;0), (1;1).	56
Figura 3.8 - XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CP=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), e a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0;0), (0;1), (1;0), (1;1).	57
Figura 4.1 - Curva de transmissão para um acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas de comprimento L_C , operando com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.	70
Figura 4.2 - Pulsos solitônicos (2ps) aplicado às entradas do acoplador.	72
Figura 4.3 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CP; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$.	73
Figura 4.4 - Forma dos pulsos na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CP; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$.	73
Figura 4.5 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.	74
Figura 4.6 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CP; I_1;$	

$I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1).$ 75

Figura 4.7 - Forma dos pulsos na saída O_2 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1).$ 75

Figura 4.8 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura. 76

Figura 4.9 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0).$ 77

Figura 4.10 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0).$ 77

Figura 4.11 - Fator de compressão do pulso nas saídas O_1 (CF_1) e O_2 (CF_2) do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0).$ 78

Figura 4.12 - XR1 (dB) e XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura. 79

Figura 4.13 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1).$ 80

Figura 4.14 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1).$ 80

Figura 4.15 - Fator de compressão do pulso nas saídas O_1 e O_2 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1).$ 81

Figura 4.16 - XR1 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura, $CP=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ para a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0; 0), (0; 1), (1; 0), (1; 1). 82

Figura 4.17 - XR1 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura, $CP=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ para a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0; 0), (0; 1), (1; 0), (1; 1). 82

Figura 4.18 - Forma do pulso na saída O_1 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; $I_2) = (0; 1; 0).$ 84

Figura 4.19 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; I_2) = (0; 1;0). 84

Figura 4.20 - Forma do pulso na saída O_1 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; I_2) = (0; 1;1). 85

Figura 4.21 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação (CP; I_1 ; I_2) = (0; 1;1). 85

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Tabela verdade da porta AND.	40
Tabela 2.2 - Tabela verdade da porta NAND.	41
Tabela 2.3 - Tabela verdade da porta OR.	42
Tabela 2.4 - Tabela verdade da porta NOR.	42
Tabela 2.5 - Tabela verdade da porta XOR.	43
Tabela 2.6 - Tabela verdade da porta NXOR.	43
Tabela 2.7 - Tabela verdade da porta NOT.	44
Tabela 3.1 - Combinações lógicas para $CP=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ e as entradas I_1 e I_2 .	52
Tabela 3.2 - Combinações lógicas para $CP=0$ e as entradas I_1 e I_2 .	52
Tabela 3.3 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0), (1;1).	58
Tabela 3.4 - Tabela lógica com $(CP; I_1; I_2) = (0; 0; 0)$ e $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a seqüência de combinações (0;1), (1;0), (1;1).	59
Tabela 3.5 - Tabela lógica com $(CP; I_1; I_2) = (0; 0; 0)$ e $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a seqüência de combinações (0;1), (1;0), (1;1).	59
Tabela 3.6 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a seqüência (1;0) e (1;1).	60
Tabela 3.7 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.27856\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a seqüência (1;0) e (1;1).	61
Tabela 3.8 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a seqüência (1;0) e (1;1).	61
Tabela 3.9 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $(I_1; I_2) = (1;1)$ para $CP=0$.	62
Tabela 3.10 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $(I_1; I_2) = (1;1)$ para $CP=0$.	62
Tabela 3.11 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a seqüência de	

combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a sequência (1;0) e (1;1). $O_{CP}(0;1) = 1.41876$, $O_{CP}(1;0) = 0.00323$ e $O_{CP}(1;1) = 0.861847$. 63

Tabela 3.12 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) 63

Tabela 3.13 - Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas: FOMELG (dB). 64

Tabela 4.1 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 86

Tabela 4.2 - Tabela lógica com $(CP; I_1; I_2) = (0; 0; 0)$ e $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 87

Tabela 4.3 - Tabela lógica com $(CP; I_1; I_2) = (0; 0; 0)$ e $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 87

Tabela 4.4 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 88

Tabela 4.5 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.27856\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 88

Tabela 4.6 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CP=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 89

Tabela 4.7 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $CP=0$ para a sequência (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 89

Tabela 4.8 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $CP=0$ para a sequência (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 90

Tabela 4.9 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=1.81162\pi)$ para a sequência de combinações (0;1), (1;0) e $CP=0$ para a sequência (0;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 90

Tabela 4.10 - Tabela lógica com $CP=1(\Delta\Phi=0.63327\pi)$ para a sequência de

combinações (0;1), (1;0) e CP=0 para a sequência (0;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. 91

Tabela 4.11 - Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas: FOMELG (dB). 91

Tabela 5.1 - FOMELG (dB): Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas nos regimes de operação CW e solitônico (2ps). 97

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

UFC	Universidade Federal do Ceará.
NLDC	Acoplador Direcional Não-Linear.
SPM	Automodulação de fase.
XPM	Modulação de fase cruzada.
NLSE	Equação não-linear de Schorödinger.
WDM	Multiplexação por Divisão de comprimento de onda.
C W	Onda contínua.
GVD	Dispersão de velocidade de grupo.
EDFA	Amplificador fibra dopado com Érbio.
MZI	Interferômetro Mach-Zehnder.
SOA	Amplificador óptico semiconductor.
HNLF	Fibra de alta não-linearidade.
PAM	Modulação por Amplitude do Pulso.
PPM	Modulação por Posição do Pulso.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	05
RESUMO	08
ABSTRACT	09
LISTA DE FIGURAS	10
LISTA DE TABELAS	14
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	17
CAPÍTULO 1 - Acopladores Fibra	20
1.1. Características dos acopladores	21
1.2. Acopladores Direcionais e Contradirecionais	23
1.3. Acopladores Simétricos	23
1.4. Acopladores Assimétricos	23
1.5. Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC)	24
1.6. Modelagem de acopladores	26
1.7. Acopladores Duplos	27
1.8. Acopladores Ativos	29
1.9. Acopladores Multinúcleos	30
1.9.1. Acoplador Direcional Triplo Triangular de Fibra Óptica	31
1.9.2. Acoplador Direcional Triplo Planar de Fibra Óptica	32
1.9.3. Acoplador Direcional com N núcleos	33
CAPÍTULO 2 - Chaves roteadoras e portas lógicas	34
2.1. Dispositivos de Chaveamento ultra-rápidos	35
2.1.1. Portas do Tipo Kerr	37
2.1.2. Portas que operam com mistura de quatro ondas	38
2.1.3 Interferômetro Mach-Zehnder (MZI)	38
2.2. Princípio de operação das portas lógicas ópticas	39
2.3. Portas Lógicas	40
CAPÍTULO 3 - Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas Operando com Sinal CW (Continuous Wave)	45
3.1. Curvas de transmissão para NLDC Triplo Planar Simétrico	46
3.2. Modelo Proposto para Implementação das portas Lógicas	49
3.3. Procedimentos Numéricos	50

3.4. Resultados Numéricos e Discussões	52
3.5. Figura de Mérito: FOMELG (dB)	64
3.6. Conclusões do Capítulo	65
CAPÍTULO 4 - Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas Operando com Sinal picosegundo (2ps).....	67
4.1. Curvas de transmissão para NLDC Triplo Planar Simétrico.....	68
4.2. Procedimentos Numéricos	71
4.3. Resultados Numéricos e Discussões	72
4.4. Tabelas Verdades Para as Portas Implementadas.....	86
4.5. Figura de Mérito: FOMELG (dB)	91
4.6. Conclusões do Capítulo	92
CAPÍTULO 5 - Conclusões Gerais e perspectivas futuras	95
REFERÊNCIAS	97
APÊNDICE A - ABORDAGEM NUMÉRICA: RUNGE-KUTTA	101
APÊNDICE B - ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELETRICOS	103
TRABALHOS DECORRENTES.....	112

CAPÍTULO 1

O aumento contínuo da velocidade dos sistemas de transmissão de telecomunicações tem despertado o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos capazes de processar e tratar informações a velocidades ultra-rápidas. Neste sentido vários dispositivos ópticos, passivos ou ativos, foram e continuam sendo desenvolvidos para este propósito. Entre estes dispositivos, podemos citar os acopladores, que desempenham um papel extremamente importante em circuitos ópticos, e em particular, no estudo de chaveamento de energia a níveis ultra-rápidos. Ao longo deste capítulo apresentaremos os principais conceitos relacionados aos acopladores fibra.

Acopladores Fibra

Acopladores fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são um dos dispositivos essenciais em sistemas ópticos. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão do feixe óptico em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados (e vice-versa). Embora a maioria das aplicações de acopladores fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultra-rápido como chave óptica. Aplicações em optoeletrônica e telecomunicações são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos.

Os acopladores têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO_3 e guias de ondas semicondutores. Nesta dissertação, estaremos focados exclusivamente em acopladores direcionais baseados em fibras.

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

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

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

1.1. Características dos acopladores.

Acopladores fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância “d”, conforme mostram as figuras 1.1a e 1.1b, e são regularmente usados para uma variedade de aplicações relacionadas a fibras ópticas [1-5]. Seus núcleos são bastante próximos de maneira que os modos fundamentais de propagação de cada núcleo sobrepõem-se parcialmente na região da casca entre os dois núcleos. Tal acoplamento de onda evanescente entre os dois modos provoca a transferência da potência óptica de um núcleo para o outro. Esta transferência de potência está diretamente relacionada com a potência crítica P_C , que é a potência necessária para se obter uma transferência de 50% entre os guias do acoplador. A potência crítica para um acoplador dada por:

$$P_C = \frac{S\lambda}{n_{NL}L_c} \quad (1.1)$$

em que S representa a área de seção transversal efetiva do guia de onda, λ é o comprimento de onda no vácuo, n_{NL} é o índice de refração não linear e L_C é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência de um guia para outro. Para o acoplador da figura 1.1a, o comprimento L_C é definido como:

$$L_C = \frac{\pi}{2K} \quad (1.2)$$

sendo K o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes. Como podemos verificar pelas equações (1.1) e (1.2), a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento.

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

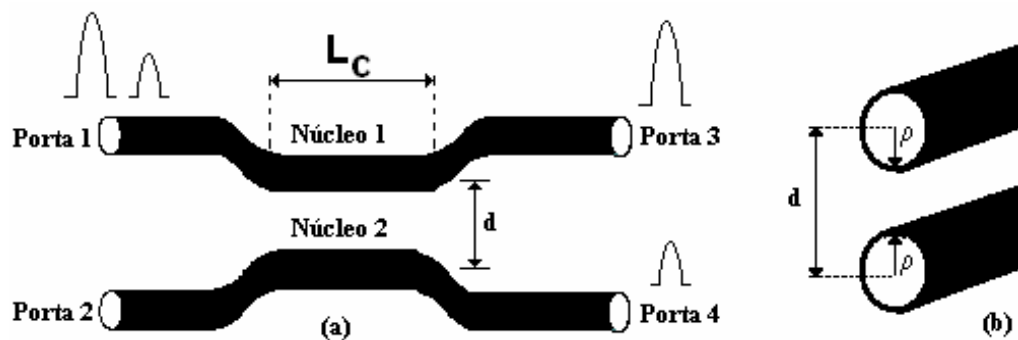


Figura 1.1a - Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. Figura 1.1b - Seção transversal do NLDC.

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 1.1a, temos que para baixa potência de luz (abaixo da potência crítica), o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado à porta 1 é completamente chaveado para a porta 4. Se o sinal aplicado à porta 1 do acoplador apresentar uma intensidade maior (acima da potência crítica), a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3).

Para o acoplador das figuras 1.1a e 1.1b, temos que “ d ” é a separação entre os centros dos núcleos das fibras e ρ o raio dos núcleos. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação d/ρ usualmente varia entre 2 e 4 [6], ou seja, a relação d/ρ deve ser, no mínimo, da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [7].

1.2. Acopladores Direcionais e Contradirecionais.

Em um acoplador, se o sentido do campo chaveado for igual ao do campo incidente, esse acoplador é denominado acoplador direcional ou copropagante, caso o sentido seja contrário, ele é denominado contrapropagante ou contradirecional.

1.3. Acopladores Simétricos.

A figura 1.2 apresenta a estrutura mais simples para um acoplador simétrico. Os acopladores são ditos simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($\rho_1=\rho_2$) e também possuem iguais índices de refração ($n_1=n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos. No caso dos acopladores direcionais simétricos, a diferença de fase entre os dois modos dos núcleos é sempre zero.

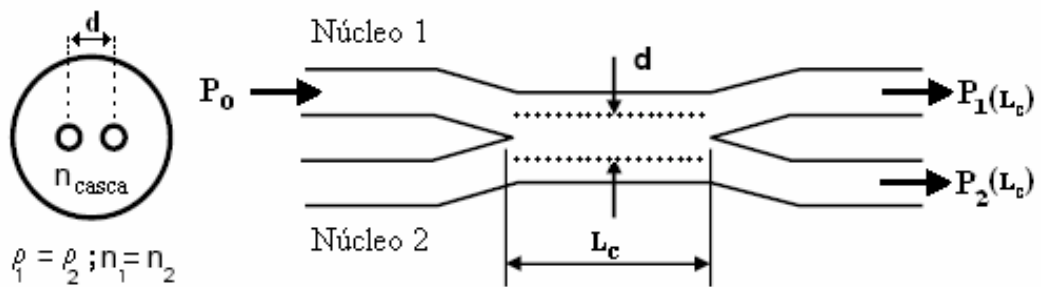


Figura 1.2 - Acoplador Simétrico.

1.4. Acopladores Assimétricos.

A figura 1.3 mostra uma das estruturas para um acoplador assimétrico. Existem diversas formas pelas quais os núcleos de um acoplador tornam-se diferentes. Por exemplo, os núcleos podem ter diferentes formas ou tamanhos, diferentes propriedades dispersivas, podem ter diferentes dopagens ou bombeamento, ou ainda, um ou mais núcleos podem ser integrados com redes de Bragg, de modo que os efeitos não-lineares, em acopladores assimétricos, têm atraído crescente interesse nos últimos anos [8-12]. O processo de acoplamento em um acoplador direcional assimétrico ocorre de uma forma mais complicada, comparativamente ao acoplador simétrico, devido a diferentes velocidades de fases nos dois núcleos.

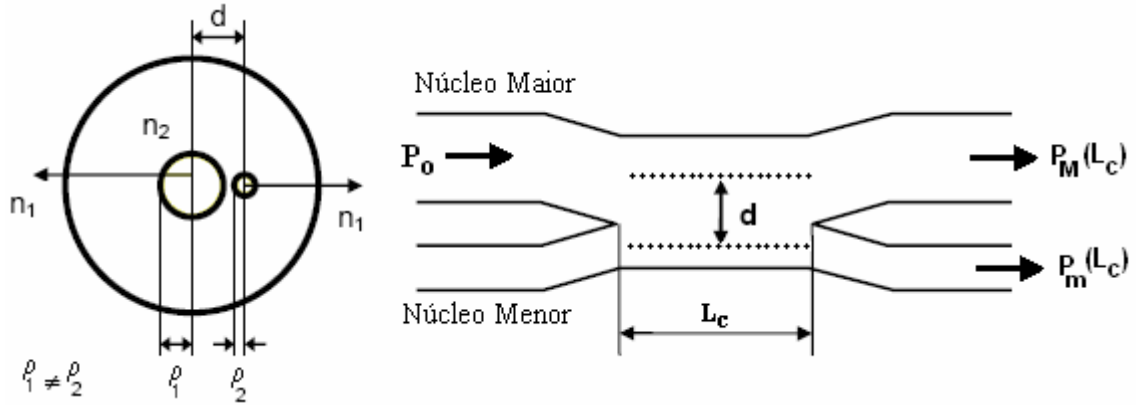


Figura 1.3 - Acoplador Assimétrico. Os índices “M” e “m” referem-se respectivamente aos núcleos maior e menor.

1.5. Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC).

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

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \left[\frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{E})}{\partial t^2} \right] \quad (1.3)$$

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

$$c = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} \quad (1.4)$$

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

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) \quad (1.5)$$

que são respectivamente dadas por:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (1.6)$$

$$\mathbf{P}_{NL}^{(3)}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \otimes \mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}_k(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}_z(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (1.7)$$

onde $\chi^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade linear, enquanto $\chi^{(3)}$ é o tensor de susceptibilidade de terceira ordem, responsável pela geração de terceiro harmônico e pelo efeito não-linear do tipo Kerr. Em particular, a parte real de $\chi^{(3)}$ está relacionada com o efeito Kerr ao passo que a parte imaginária relaciona-se com o efeito Raman. Nesta dissertação, a não-linearidade está relacionada somente com o efeito Kerr, uma vez que o estudo de efeito Raman está fora do escopo deste trabalho.

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

$$\mathbf{n}(\omega) = n_o(\omega) + n_{NL} |E|^2 \quad (1.8)$$

onde [13]

$$n_{NL} = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}_{jkz}}{n_o(\omega)} \quad (1.9)$$

A não-linearidade Kerr dá origem a vários efeitos, dependendo das condições com que o sinal óptico é bombeado no guia. Dentre eles estão a automodulação de fase (SPM - Self Phase Modulation), a modulação de fase cruzada (XPM - Cross Phase Modulation) e a instabilidade modulacional. Inúmeras são as aplicações para esses efeitos, dentre elas podemos citar o chaveamento óptico, implementação de portas lógicas ópticas e compressão de pulsos [13].

De posse das equações (1.3) a (1.7), a teoria dos modos acoplados tem provado ser útil para descrever a operação de um acoplador não-linear com perturbações não lineares não muito intensas e guias satisfatoriamente separados, sendo já bastante discutida e aceita. Jensen [14], em 1982, foi o primeiro a propor e a desenvolver uma equação que representasse a evolução da onda no acoplador duplo não-linear. A propagação de uma onda contínua num acoplador duplo não linear, como o da figura 1.1a, é dado por [14]:

$$i \frac{dA(z)}{dz} = i\alpha A + Q(z)|A|^2 A + KB \quad (1.10a)$$

$$i \frac{dB(z)}{dz} = i\alpha B + Q(z)|B|^2 B + KA \quad (1.10b)$$

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

$$Q = \pm \frac{4Kn_{NL}L_C}{S\lambda} \quad (1.11)$$

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

1.6. Modelagem de acopladores

No acoplador direcional, a propagação de pulsos em fibras é acompanhada de interações entre os campos adjacentes. Para descrever a propagação de pulso neste dispositivo é necessária uma equação de evolução para cada uma das fibras que constituem o acoplador e cada equação deve conter o termo de acoplamento entre os guias. Nossa abordagem somente considera a presença dos efeitos devido a não-linearidade do tipo Kerr e a dispersão de velocidade de grupo, β_2 . A modelagem do acoplador é feita por um sistema de equações diferenciais acopladas e este sistema está fundamentado na equação não-linear de Schorödinger (NLSE) sendo o sistema que descreve um acoplador direcional de n fibras semelhantes dado por [15]:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \gamma |A_j|^2 A_j + S_j(A_k, A_j, A_k^*, A_j^*) = 0 \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \text{ e } k \neq j \quad (1.12)$$

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

1.7. Acopladores Duplos.

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 1.1a, temos:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + C A_2 = 0 \quad (1.13a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + C A_1 = 0 \quad (1.13b)$$

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

O parâmetro β_2 na equação (1.12) pode assumir um valor positivo ou negativo. No regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) os efeitos do GVD e SPM podem ser usados para técnicas de compressão de pulsos ao passo que no regime de dispersão anômalo ($\beta_2 < 0$) os efeitos do GVD e SPM permitem que o sistema suporte pulsos solitônicos.

No sistema de equações (1.13a e 1.13b) consideramos β_2 negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala. Ao normalizar este sistema de equações obtemos.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K u_2 = 0 \quad (1.14a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K u_1 = 0 \quad (1.14b)$$

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

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (1.15)$$

sendo P_0 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:

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (1.16)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (1.17)$$

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (1.18)$$

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

$$K = L_D C \quad (1.19)$$

sendo o comprimento de acoplamento para o acoplador duplo dado por:

$$L_c = \frac{\pi}{2C} \quad (1.20)$$

1.8. Acopladores Ativos.

As perdas da fibra são, geralmente, descartadas, no contexto dos acopladores ópticos. Isto é justificado tendo em vista os pequenos comprimentos de fibra usados na prática (tipicamente $L < 10\text{m}$) e também pelas baixas perdas associadas às fibras de sílica. A situação é diferente quando um, ambos, ou mais núcleos do acoplador são dopados com elementos de terras raras, tais como Érbio. O núcleo dopado absorverá considerável luz quando o comprimento de onda desta estiver próximo da ressonância atômica ou amplificará o sinal propagado se o núcleo é externamente bombeado para fornecer ganho. O nível de bombeamento pode ser diferente para os núcleos, resultando em diferentes ganhos ou perdas. Por causa das diferenças na quantidade de ganho ou perda nos núcleos, acopladores dopados têm assimetria, mesmo se ambos os núcleos forem idênticos na forma e tamanho. Tais acopladores são, às vezes, chamados de acopladores direcionais ativos e podem ser usados para uma variedade de aplicações. Para compreender o funcionamento de tais acopladores, tomemos as equações 1.14a e 1.14b, mas adicionando um termo extra, o ganho.

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K u_2 = \frac{i}{2} g_1 L_D \left(u_1 + b \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} \right) \quad (1.21a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K u_1 = \frac{i}{2} g_2 L_D \left(u_2 + b \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} \right) \quad (1.21b)$$

onde g_1 e g_2 são os coeficientes de ganho cujos valores dependem do nível de bombeamento.

O parâmetro $b=(T_2/T_0)^2$ quantifica a largura de banda finita do ganho. Ele origina-se a partir da dependência da frequência para o ganho aproximado $g_j(\omega) = g_j(1 - \omega^2 T_2^2)$, onde T_2 é o tempo de relaxamento dos dopantes e está inversamente relacionado com a largura de banda do ganho. Para pulsos picosegundos ($> 5\text{ps}$ de largura) o espectro é bastante estreito para todas as componentes da frequência e o parâmetro b pode, então, ser setado em zero. Na

ausência de bombeamento, g_j torna-se negativo e quantifica as perdas induzidas no j -ésimo núcleo. Chaveamento solitônico em acopladores de fibra ativos tem sido analisado numericamente escolhendo GVD anômalo e fazendo $g_1=g_2=g_0$ e $b=0$ nas equações 1.21a e 1.21b.

A figura 1.4 mostra melhorias no chaveamento de pulso picosegundos ocorrendo por causa da amplificação, para acopladores de comprimento $L_C = \frac{\pi}{2K}$, escolhendo $K=0,25$ e $g_0L_D=0,3$ [16]. Algumas características são dignas de nota: o limiar de chaveamento é reduzido por um fator de 2, o chaveamento é mais acentuado e pequenas mudanças da potência de pico pode chavear um sóliton de um núcleo a outro, e finalmente, o chaveamento é melhorado por causa da amplificação fornecida pelo acoplador. Na figura 1.4, a curva sólida refere-se a um acoplador duplo direcional ativo com ganho em ambos os núcleos e a curva pontuada mostra o comportamento para um acoplador direcional sem ganho.

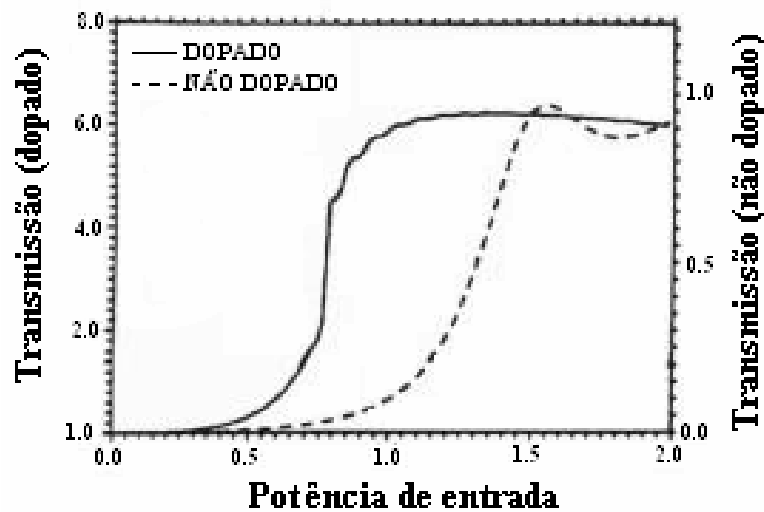


Figura 1.4 - Características de chaveamento para um acoplador com dopagem e outro sem dopagem [1].

1.9. Acopladores Multinúcleos.

Uma interessante extensão para os acopladores fibra consiste em fabricar acopladores com múltiplos núcleos. Guias de onda, ativos ou passivos, dispostos de forma planar foram extensivamente estudados e utilizados para fabricação de lasers semicondutores de alta

potência [1]. Acopladores com múltiplos núcleos são necessários para tecnologia WDM e são usados para fazer multiplexadores $N \times 1$ e acopladores estrela.

Os efeitos não lineares, em arranjos planares e com três ou mais núcleos semelhantes, têm sido estudados usando um conjunto de equações não-lineares de Schorödinger (NLSE). Dentre os acopladores com múltiplos núcleos, os acopladores triplos com geometria planar e triangular tem recebido bastante atenção, pois as equações não-lineares de Schorödinger permitem soluções analíticas tanto para onda contínua quanto para sinais pulsados. Os acopladores triplos gozam de algumas vantagens em relação aos acopladores duplos, visto que possuem um número maior de canais de entrada e saída, uma maior variação conforme a geometria e disposição das fibras, características de chaveamento mais rápidas e maior sensibilidade aos estados de entrada. A seguir, apresentamos três diferentes configurações, sendo as duas primeiras para um acoplador triplo em uma configuração triangular e outra planar e, por último, uma configuração com arranjo circular para N núcleos.

1.9.1. Acoplador Direcional Triplo Triangular de Fibra Óptica.

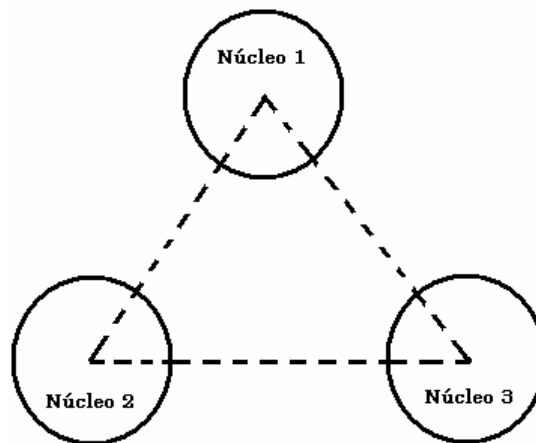


Figura 1.5 - Acoplador direcional triplo triangular.

A figura 1.5 apresenta o esquema de um acoplador triplo triangular. O sistema de equações que descrevem esta configuração está fundamentado nas equações não lineares de Schorödinger acopladas. Desconsiderando as perdas, ou seja, assumindo que $\alpha=0$, o sistema de equações normalizadas que descrevem este acoplador é dado por:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K(u_2 + u_3) = 0 \quad (1.22a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K(u_1 + u_3) = 0 \quad (1.22b)$$

$$i \frac{\partial u_3}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} + |u_3|^2 u_3 + K(u_2 + u_1) = 0 \quad (1.22c)$$

1.9.2. Acoplador Direcional Triplo Planar de Fibra Óptica.

A figura 1.6 apresenta o esquema de um acoplador triplo com um arranjo planar. Similarmente ao caso anterior, a dinâmica deste acoplador triplo é descrita pelas equações não lineares de Schorödinger acopladas. Desconsiderando as perdas, ou seja, assumindo que $\alpha=0$, o sistema de equações normalizadas que descrevem este acoplador é dado por:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + K(u_2) = 0 \quad (1.23a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + K(u_1 + u_3) = 0 \quad (1.23b)$$

$$i \frac{\partial u_3}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} + |u_3|^2 u_3 + K(u_2) = 0 \quad (1.23c)$$



Figura 1.6 - Acoplador direcional triplo planar.

1.9.3. Acoplador Direcional com N núcleos.

A análise de acopladores com múltiplos núcleos torna-se cada vez mais complicada à medida que o número de núcleos aumenta. Similarmente ao acoplador duplo, nos acopladores de múltiplos núcleos, para baixas potências o feixe da entrada é transferido ao núcleo mais externo (se o comprimento do acoplador for escolhido corretamente), mas permanece no mesmo núcleo quando a potência de entrada excede um valor crítico. Contudo, o limiar da potência crítica aumenta e a eficiência na transferência de potência decresce à medida que o número de núcleos cresce.

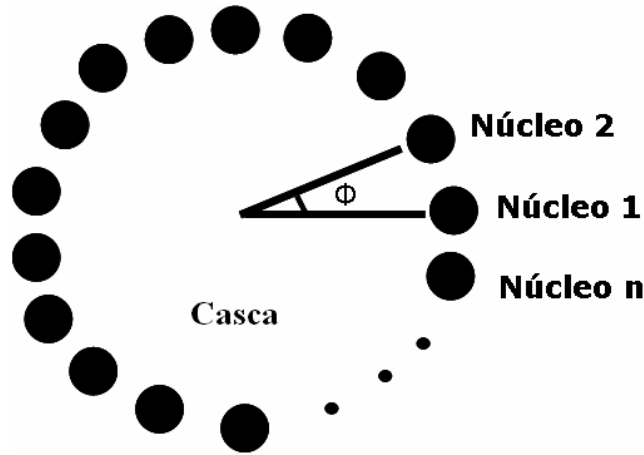


Figura 1.7 - Acoplador direcional com N núcleos em uma configuração circular.

A figura 1.7 mostra um acoplador com N núcleos, todos idênticos, em uma configuração circular. A equação que descreve esta configuração pode ser escrita, usando unidades solitônicas, da seguinte forma compacta:

$$i \frac{\partial u_m}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_m}{\partial \tau^2} + |u_m|^2 u_m + K(u_{m+1} + u_{m-1}) = 0 \quad (1.24)$$

onde u_m a amplitude do campo no m-ésimo núcleo e está acoplado aos campos dos dois núcleos vizinhos. Para um arranjo linear de N núcleos, os núcleos das duas extremidades têm somente um vizinho. As condições de contorno requerem que $u_0 = u_{m+1} = 0$. Esta assimetria pode ser evitada para um arranjo circular no qual todos os núcleos são igualmente espaçados e seus centros ligados ao longo de um círculo.

CAPÍTULO 2

Chaves roteadoras e portas lógicas

São esperados que os sistemas de chaveamentos futuros processem dados de rede a taxas de terabit por segundo (Tbits/s). O terabit por segundo, do ponto de vista das pesquisas, é significativo porque implica que os sistemas requererão dispositivos e arquiteturas diferentes das usadas atualmente. Estes sistemas futuros podem usar alguns aspectos do chaveamento fotônico e tirar proveito de propriedades inerentes à óptica. A óptica pode ser benéficamente utilizada, por exemplo, em: (1) interconexões fotônicas, (2) operações lógicas paralelas e (3) dispositivos de chaveamento ultra-rápido [17]. Nas duas primeiras aplicações, os processamentos em terabit podem ser alcançados usando arranjos paralelos de dispositivos opto – eletrônicos operando em velocidades de megahertz. Em oposição, a terceira aplicação é serial por natureza e necessita utilizar dispositivos com velocidades próximas do terabit por segundo. Aplicações nas quais dispositivos seriais poderão ser importantes incluem os sistemas de telecomunicações de alta performance e redes locais de fibra óptica.

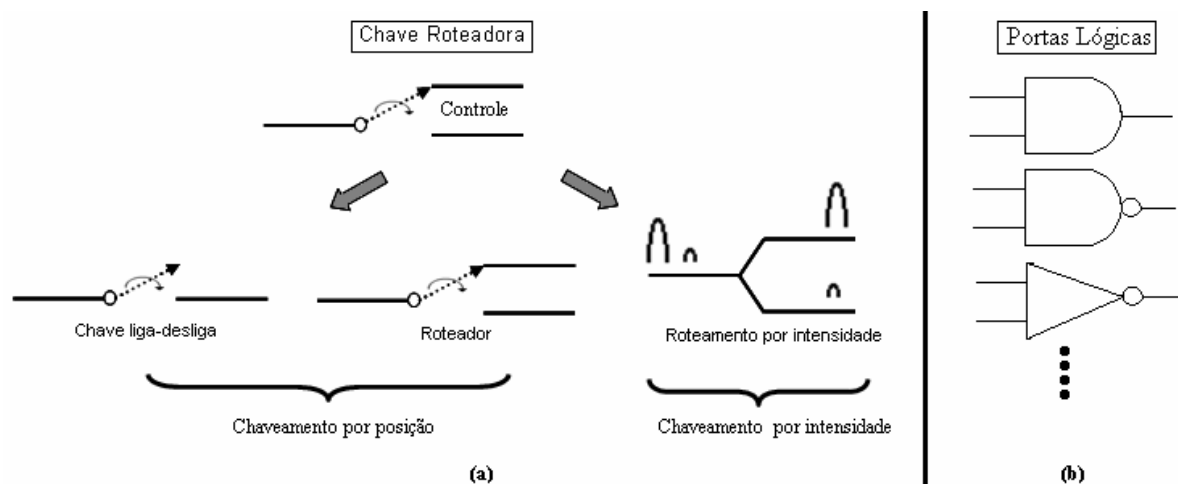


Figura 2.1a - Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas, sendo o roteamento baseado por posição ou por intensidade. Figura 2.1b - Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.

Dispositivos ultra-rápidos podem ser divididos em duas categorias gerais, conforme ilustra a figura 2.1. A primeira categoria, figura 2.1a, é a chave roteadora, que caracteriza-se

por ter sua porta de entrada ligada a uma das diversas portas de saída, sendo que o roteamento está baseado nas intensidades dos sinais ou por um controle externo. Se somente uma porta de saída é empregada, então a chave roteada trabalha como uma chave liga-desliga. Também se for baseada na intensidade da entrada, então o dispositivo pode ser usado como um limitador. A outra categoria são as portas lógicas, figura 2.1b, na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada. A aproximação lógica é uma poderosa ferramenta, pois possibilita uma distribuição inteligente ao longo do sistema (no sentido de que um fluxo de dados pode controlar outro), e esta é uma das razões dos sistemas eletrônicos modernos operarem com base na lógica digital.

Chaves roteadoras e portas lógicas diferem fundamentalmente no modo de controle. Nas chaves roteadoras, o controle é tipicamente externo a estrutura de chaveamento. Nas portas lógicas, o controle pode ser distribuído ao longo de toda a estrutura de chaveamento, tanto fisicamente quanto atuando no próprio dado. Uma outra diferença entre os dois dispositivos da figura 2.1 está na representação da decisão. A chave roteadora representa sua decisão pela posição ou localização do dado, enquanto que a saída da porta lógica tem um nível lógico “0” ou “1”. Visto que as chaves roteadoras conduzem o dado a partir de uma entrada para uma dada saída, estes dados transferidos pelas chaves roteadoras podem ser degradados por cauda de perdas, dispersão ou cross-talk, ao passo que o nível dos sinais, nas saídas das portas lógicas digitais, pode ser regenerado.

2.1. Dispositivos de Chaveamento ultra-rápidos

Fibras são um meio muito atrativo para chaveamentos por que elas exibem interessantes fenômenos físicos como dispersão, não linearidade e ganho Raman, dentre outros [18]. Chaveamentos em guias de onda não lineares são baseados em efeitos Kerr, e, se estes chaveamentos são operados em regime anômalo de dispersão de velocidade de grupo (GVD), então pulsos de sólitons podem também ser suportados (normalmente pulsos de picosegundos ou femtosegundos) [18].

Diversos dispositivos lógicos e de chaveamento são baseados em susceptibilidade de terceira ordem, χ^3 , em fibras. Chaves, tipicamente, têm um pulso de controle em uma frequência diferente e têm múltiplas portas de saída, sendo a decisão representada pela

localização ou posição dos dados. Operando como um dispositivo de simples entrada e saída, uma porta roteadora pode funcionar como um limitador óptico. Exemplos de dispositivos de roteamento incluem moduladores Kerr, misturador de quatro ondas (four-wave-mixing) e interferômetro de Mach-Zehnder. Por outro lado, portas lógicas digitais representam estas decisões por um nível “0” ou “1” que podem ser regenerados, isto é, os sinais são substituídos por pulsos que são corrigidos em amplitude, forma e sincronismo.

Dispositivos e sistemas totalmente ópticos estão ainda em estágio inicial de desenvolvimento e existem diversas áreas tecnológicas que requerem maiores inovações antes de poder prosperar. O fator crucial em um dispositivo é que ele necessita de uma energia de chaveamento muito baixa, menor que picojoule por bit, da energia líquida. Novos materiais não lineares também serão estudados para fazer dispositivos mais compactos com redução da latência (atraso da entrada para a saída) e crescimento da estabilidade térmica. Talvez o principal componente para sistemas totalmente ópticos seja uma fonte de laser compacta, com uma potência média aproximada a um watt, que possa atuar como uma fonte de alimentação. Uma outra limitação é um acesso aleatório de memória totalmente óptico, sendo que as soluções para este problema ainda não foram encontradas. Entretanto, a necessidade para acesso aleatório de memória é discutível, pois a latência em acesso a memória pode ser prejudicial. Embora comumente esquecido dos detalhes de engenharia, circuitos de sincronização temporal precisos são necessários para períodos de bits próximos de picosegundos. Finalmente, em um contexto amplo, as arquiteturas precisam ser padronizadas para melhorar a capacidade de chaveamento dos sistemas tornando essa tecnologia aplicável. Isso tem estimulado progressos contínuos em muitas destas áreas. Por exemplo, diversos grupos estão estudando propriedades ópticas de semicondutores e materiais orgânicos [18-22]. Também um acoplador direcional totalmente óptico usando dois guias de onda espaçados constituído de AlGaAs tem sido demonstrado usando pulso de 10 ps [23]., além do fato de que recentemente lasers EDFAs estão sendo desenvolvidos em ritmo acelerado, o que representa um tremendo impacto em sistemas de transmissão de longa distância visto que os EDFAs compensam perdas por acoplamento, divisão e inserção dentro do sistema.

O campo tecnológico alcançou seu status atual por causa de uma combinação de conhecimentos de chaveamentos fotônicos, técnicas de geração de pulsos ultracurtos, óptica não linear e a tecnologia de fibras ópticas. Por esta razão, fibras continuam sendo à base de testes para novas arquiteturas de chaveamento totalmente óptico. Além disso, dispositivos ou

sistemas usarão sólitons para chaveamento e transmissão [24]. Potenciais aplicações que utilizam portas ultra-rápidas para redes metropolitanas e locais, sistemas de computadores e memória de acesso aleatório totalmente óptico precisam ser explorados.

2.1.1. Portas do Tipo Kerr.

O efeito Kerr óptico desempenha uma função importante em óptica não linear usando lasers pulsados de alta potência. O conceito básico de uma porta do tipo Kerr opticamente excitada é que um raio excitador altera o índice de refração de um material pelo efeito Kerr óptico, e desse modo, muda a polarização de um segundo raio o qual é eliminado por um polarizador. Entre algumas aplicações desse efeito está a sua utilização como uma porta óptica rápida para pulsos ópticos com duração de picosegundos. Como um dispositivo de duas entradas, uma porta Kerr pode ser usada como um modulador ultra-rápido ou um demultiplexador óptico. Se uma única entrada é usada com pulsos tipo sólitons, então a porta Kerr pode atuar como um discriminador de intensidade ou um limitador óptico [24]. A configuração típica de um modulador Kerr é mostrada na figura 2.2. Veja que uma fonte de bombeio intensa na frequência ω_1 está polarizado ao longo de um eixo de uma fibra que preserva a polarização, enquanto que o sinal fraco na frequência ω_2 está polarizado a 45° deste eixo. O filtro de frequência na saída da fibra remove a frequência de bombeio ω_1 . As placas de onda são ajustadas de modo que o polarizador possa bloquear o sinal fraco na ausência do bombeio e aumentar a transmissão pela birrefringência opticamente induzida.

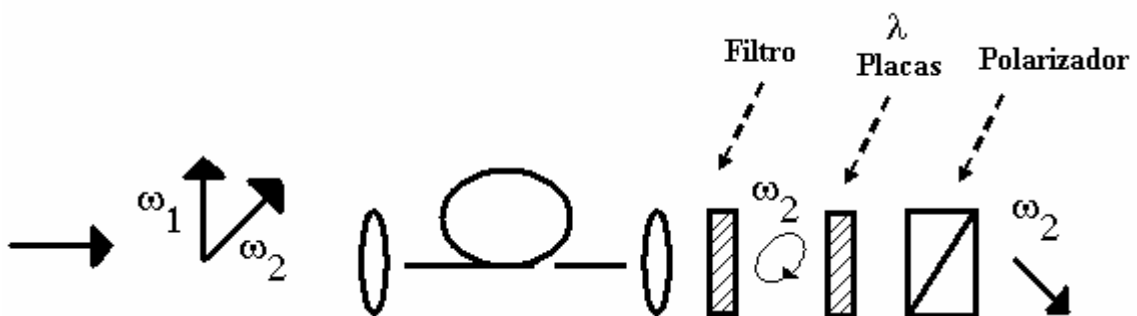


Figura 2.2 - Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.

2.1.2. Portas que operam com mistura de quatro ondas.

Mistura de quatro ondas é um efeito óptico não-linear de terceira ordem envolvendo a combinação de quatro ondas ópticas separadas. Diferentemente da automodulação de fase a mistura de quatro ondas requer casamento de fase e superposição temporal entre os pulsos de entrada para obter ganho paramétrico [25]. A condição de casamento de fase afirma que os vetores de onda das novas ondas geradas devem juntos, ter a mesma magnitude que a soma das magnitudes dos vetores de onda dos pulsos de entrada.

2.1.3 Interferômetro Mach-Zehnder (MZI).

Os acopladores direcionais são os principais componentes utilizados para a confecção de interferômetros Mach-Zehnder. Um interferômetro Mach-Zehnder de fibra óptica é construído pela conexão de dois acopladores em série, conforme ilustra a figura 2.3. O primeiro acoplador divide o sinal de entrada em duas partes, que adquirem diferentes fases, se os comprimentos de seus braços forem diferentes, antes deles interferirem no segundo acoplador. Basicamente os MZI são utilizados como filtros ópticos, multiplexadores e demultiplexadores, como blocos construtivos de moduladores, chaves ópticas, conversores de comprimento de onda e portas lógicas. Em interferômetros totalmente ópticos, o deslocamento de fase não linear, necessário ao chaveamento, é produzido pela automodulação de fase ou pela modulação de fase cruzada.

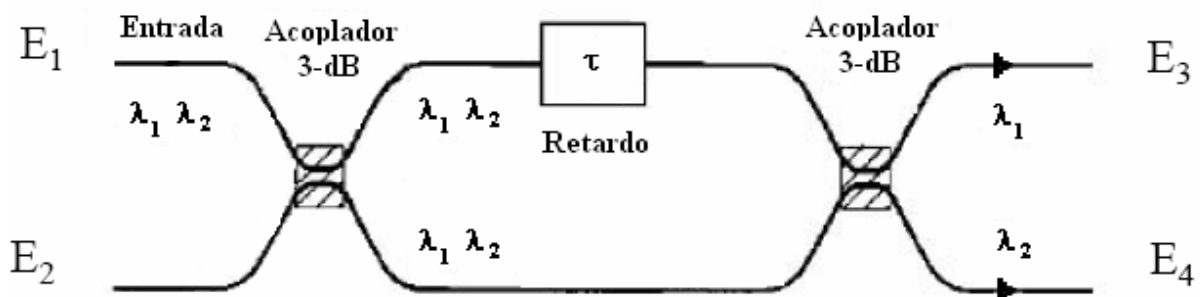


Figura 2.3 - Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zehnder.

2.2. Princípio de operação das portas lógicas ópticas

O princípio de operação de uma porta lógica totalmente óptica está baseado na alteração das propriedades de transmissão de um meio não linear através de pulsos de controle óptico. Em princípio, todos os meios que apresentam não linearidade óptica podem ser usados em portas lógicas ópticas, porém um alto coeficiente de não linearidade e uma resposta rápida destes efeitos, na ordem de picosegundos, são geralmente importantes. São também propriedades desejáveis uma independência de polarização e uma largura de banda grande.

Dois diferentes tipos de efeitos não lineares podem ser usados para construir portas lógicas totalmente ópticas. O primeiro tipo inclui efeitos não lineares em que novas componentes de frequências são geradas por dados e sinal de controle incidente no meio. O segundo tipo inclui efeitos não lineares em que a fase ou a amplitude do sinal propagado através do meio é alterada por mudança do índice de refração não linear ou ganho, induzido por sinal óptico de controle [24].

Especificamente, dois meios não lineares são amplamente usados para portas lógicas totalmente ópticas aplicadas a telecomunicações: o amplificador óptico semiconductor (SOA) e um tipo especial de fibra de sílica com elevada não linearidade, também chamada de HNLF (highly nonlinear fiber) [24]. As propriedades não-lineares destes meios podem diferir significativamente, já que a interação de uma radiação com o meio pode ser ressonante ou não-ressonante, dependendo dos níveis de energia (frequências de transição) do meio e da frequência da radiação. Na fibra de sílica, onde as frequências de transição do meio são distantes das frequências ópticas usadas em telecomunicações (em torno de $1,3\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$), a interação com o sinal dos dados é não-ressonante e as não-linearidades também são ditas não-ressonantes. Em geral, não-linearidades não-ressonantes têm uma resposta muito rápida, na ordem de alguns femtosegundos, mas o coeficiente não-linear é comparavelmente pequeno. Um amplificador óptico semiconductor (SOA) requer baixa potência e curto comprimento de interação. Comparado com a fibra, a desvantagem do SOA como meio não-linear é que a maioria dos efeitos não-lineares estão associados com a dinâmica dos portadores de carga. Em consequência, o tempo de resposta é limitado pelo tempo de recuperação da dinâmica da densidade do portador no SOA, a qual é tipicamente alguma centena de picosegundos.

2.3. Portas Lógicas

As portas lógicas são os componentes básicos para criar circuitos digitais e até mesmo circuitos integrados complexos como, por exemplo, os processadores e microcontroladores. O comportamento das portas lógicas é conhecido pela tabela verdade que apresenta os estados lógicos das entradas e das saídas. Temos sete tipos de portas lógicas, são elas: AND, NAND, OR, NOR, XOR, NXOR e NOT.

Em eletrônica digital apenas dois números são permitidos, “1” e “0”. Para uma analogia podemos pensar nos números “1” e “0” como uma lâmpada sendo acesa ou apagada quando você liga ou desliga um interruptor.

- **AND Gate (Porta E).**

A porta lógica AND realiza uma operação lógica “AND” (“E”), que é uma multiplicação. Por isso, se A e B são suas entradas, na saída teremos o resultado de $A \times B$ (também representado como $A \cdot B$). Ela produz uma saída “1”, se todos os sinais de entrada forem “1” caso qualquer um dos sinais de entrada for “0”, a porta AND produzirá um sinal de saída igual a zero.

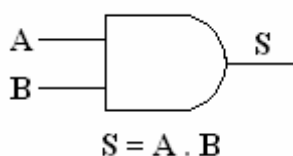


Figura 2.4 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta AND.

A	B	S
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Tabela 2.1 - Tabela verdade para porta AND.

- **NAND Gate (Porta NÃO E).**

A porta NAND produz uma saída que é o inverso da saída produzida pela porta AND, assim sua saída será sempre “0” quando todos os valores de entrada forem iguais a “1”. Caso contrário, o valor da sua saída será “1”.

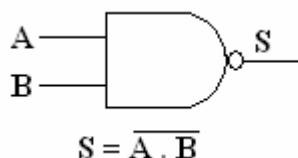


Figura 2.5 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta NAND.

A	B	S
0	0	1
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabela 2.2 - Tabela verdade para porta NAND.

- **OR Gate (Porta OU).**

A porta lógica OR realiza uma operação lógica “OR” (“OU”), que é uma adição. Por isso, se A e B são suas entradas, na saída teremos o resultado de $A + B$. Ela produz uma saída “1”, se qualquer um dos sinais de entrada for igual a “1”; e produzirá um sinal de saída igual a “0” apenas se todos os sinais de entrada forem “0”.

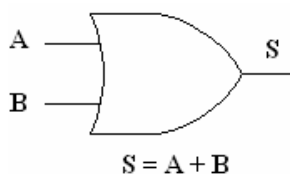


Figura 2.6 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OR.

A	B	S
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Tabela 2.3 - Tabela verdade para porta OR.

- **NOR Gate (Porta NÃO OU).**

A porta NOR produz uma saída que é o inverso da saída produzida pela porta OR, assim sua saída será sempre “1” quando todos os valores de entrada forem iguais a “0”. Caso contrário, o valor da sua saída será “0”.

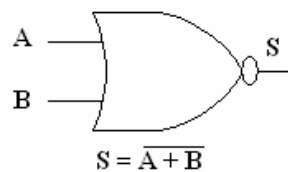


Figura 2.7 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta NOR.

A	B	S
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	0

Tabela 2.4 - Tabela verdade para porta NOR.

- **XOR Gate (Porta OU Exclusivo).**

A operação XOR é representada pelo símbolo $\oplus$. A porta lógica XOR compara dois valores e produz saída “0” quando todos os bits de entrada são iguais, e saída “1” quando os bits de entrada são diferentes.

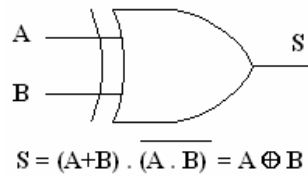


Figura 2.8 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta XOR.

A	B	S
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabela 2.5 - Tabela verdade para porta XOR.

- **NXOR Gate (Porta NÃO OU Exclusivo).**

A porta NXOR produz uma saída que é o inverso da saída produzida pela porta XOR,. Dessa forma, sua saída será igual a “1” quando suas entradas possuírem o mesmo valor e “0” quando elas forem diferentes.

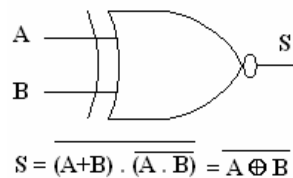


Figura 2.9 - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta NXOR.

A	B	S
0	0	1
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Tabela 2.6 - Tabela verdade para porta NXOR.

- **NOT Gate (Porta NÃO ou INVERSOR):**

Sua função é inverter o valor da variável de entrada. Se o sinal de entrada for “0” ela produz uma saída “1”, se a entrada for “1” ela produz uma saída “0”.

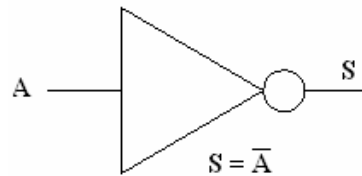


Figura 2.10 – Símbolo gráfico e equação Booleana para porta NOT.

A	S
0	1
1	0

Tabela 2.7 - Tabela verdade para porta NOT.

Desta forma, sabendo que as portas lógicas são a unidade básica construtiva de um sistema digital, os capítulos 3 e 4 desta dissertação propõem a implementação de portas lógicas ópticas a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) triplo planar simétrico de fibra óptica.

CAPÍTULO 3

Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas Operando com Sinal Contínuo (CW-Continuous Wave).

Uma das razões para o crescente interesse em dispositivos totalmente ópticos tem sido o fato de que eles são capazes de operar a taxas de transmissão muito maiores que aquelas praticadas pelos atuais dispositivos eletrônicos. Com a crescente demanda por serviços de telecomunicações, tais taxas serão necessárias no futuro para as comunicações a altas velocidades [26], principalmente para sistemas de computação óptica, uma das mais ambiciosas metas da óptica não linear.

A capacidade de chavear e processar informações à velocidade ultra-rápida é uma das principais características dos acopladores direcionais não lineares (NLDC) de modo que sua potencial aplicação em sistemas de comunicação e processamento ópticos tem sido largamente pesquisada a partir dos primeiros estudos realizados por Jensen [14,27-29]. Diferentes implementações baseadas em acopladores duplos, ou de múltiplos guias acoplados ($n > 2$) têm sido propostas e analisadas para aplicações em chaveamentos e operações lógicas ópticas [11, 13,30-62].

Numa comparação rápida entre acopladores duplos e triplos, o acoplador triplo apresenta significantes vantagens, tais como: maior quantidade de canais de entrada e saída, características de chaveamento mais rápidas e maior sensibilidade aos estados de entrada, que são propriedades importantes em dispositivos totalmente ópticos [63,64].

Neste capítulo, será formulado o modelo teórico para implementação das portas lógicas ópticas a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) triplo planar simétrico de fibras ópticas monomodo. Estudaremos a modelagem com o acoplador proposto operando com sinal CW. A razão de escolhermos essa alternativa provém da observação de que muitas características preditas para operações com sinal CW podem ser também aplicadas para operações pulsadas.

3.1. Curvas de transmissão para NLDC Triplo Planar Simétrico.

A teoria do acoplador triplo, por analogia, pode ser obtida através dos estudos consolidados dos acopladores duplos [65], sendo a potência óptica chaveada entre os núcleos relacionada com a intensidade do sinal aplicado as suas entradas. Para baixa potência de luz se propagando em um dos guias, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. As potências mais altas induzem uma mudança no índice de refração e deterioram as características de transmissão. Tais transmissões são inibidas para potências de entrada acima da potência crítica (P_c) [66]:

$$P_c = \frac{S\lambda}{n_{NL}L_c} \quad (3.1)$$

em que S representa a área de seção transversal efetiva, λ é o comprimento de onda no vácuo, n_{NL} é o índice de refração não linear e $L_c = \pi/\sqrt{2} K$ o comprimento do acoplador. No acoplador triplo, o comprimento L_c necessário para transferir toda potência de um guia para outro é $\sqrt{2}$ vezes maior que o necessário para o acoplador duplo [64,67-69]. Chamaremos de potência crítica a potência necessária para se obter uma transmissão de 50% no canal de incidência, ou seja, se o feixe de luz apresentar potência igual à crítica, 50% dessa onda emergirá no guia direto e os outros 50% no guia cruzado.

Inicialmente, examinaremos numericamente as características de transmissão para esses acopladores e em seguida realizaremos as simulações que permitirão a implementação das portas lógicas.

As equações (3.2a - 3.2c) descrevem a dinâmica de um acoplador triplo planar de fibras ópticas obtidas a partir das equações não-lineares de Schrödinger acopladas. Para este acoplador, consideramos que as interações entre os guias 1 e 3 são desprezíveis, existindo acoplamento somente entre os vizinhos mais próximos. Dessa forma, o campo que se propaga no guia 1 interage somente com o guia 2. No entanto o guia 2 interage igualmente com os guias 1 e 3 [64].

$$-i \frac{du_1}{dz} = R(z)|u_1|^2 u_1 + K u_2 \quad (3.2a)$$

$$-i \frac{du_2}{dz} = R(z)|u_2|^2 u_2 + K(u_1 + u_3) \quad (3.2b)$$

$$-i \frac{du_3}{dz} = R(z)|u_3|^2 u_3 + K u_2 \quad (3.2c)$$

sendo K o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes e $R(z)$ o coeficiente de automodulação de fase.

A partir das equações (3.2a - 3.2c) podemos obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada, para um acoplador de comprimento L_C , e, desta forma, quantificar o valor da energia chaveada entre os núcleos em função da energia de entrada. Consideramos para este acoplador triplo (figura 3.1), a utilização de um único canal de entrada de sinais (porta 1), ou seja, a condição inicial será $u_1 \neq 0$ e $u_2 = u_3 = 0$, onde o núcleo 1 é o canal ativo do acoplador.

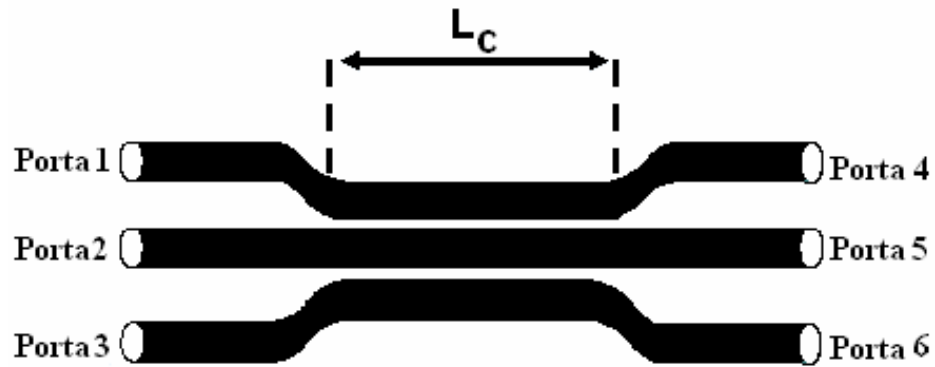


Figura 3.1 - Acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas de comprimento L_C .

Definimos a transmissão na fibra j (T_j) em função das energias do sinal como a razão entre a energia no final do acoplador na fibra j pela energia incidente na fibra 1:

$$T_j = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_j(L_c)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_1(0)|^2 dt} \quad (3.3)$$

Os sinais iniciais incidentes em cada guia são descritos na forma

$$u_1(0) = A_i \quad (3.4a)$$

$$u_2(0) = 0 \quad (3.4b)$$

$$u_3(0) = 0 \quad (3.4c)$$

O sistema de equações para acopladores planares, equações (3.2a – 3.2c), foi numericamente resolvido usando o Matlab 6.5 como ferramenta de software e o método Runge-Kutta de quarta ordem, juntamente com as transformadas de Fourier, com 1024 pontos e às condições iniciais definidas nas equações (3.4a – 3.4c).

A figura 3.2 mostra as características de transmissão para o acoplador triplo planar. Observamos que para potência abaixo da crítica o sinal é completamente transmitido para o guia 3. Com a continuação, o sinal retorna para o guia 2 e, finalmente, para o guia de origem. Quando a potência incidente cresce, a ponto de obter um valor maior que o da potência crítica, acabam-se as possibilidades de ocorrer um acoplamento total e as interações efetivas entre os guias enfraquecem até que passam a não existir mais.

Em nosso estudo, a constante de acoplamento utilizada foi $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$ e o coeficiente de automodulação de fase utilizado foi $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$. A potência crítica encontrada para esta condição foi $P_c=5,76 \text{ W}$. Estes resultados estão de acordo com aqueles obtidos por outros autores [42, 46,47].

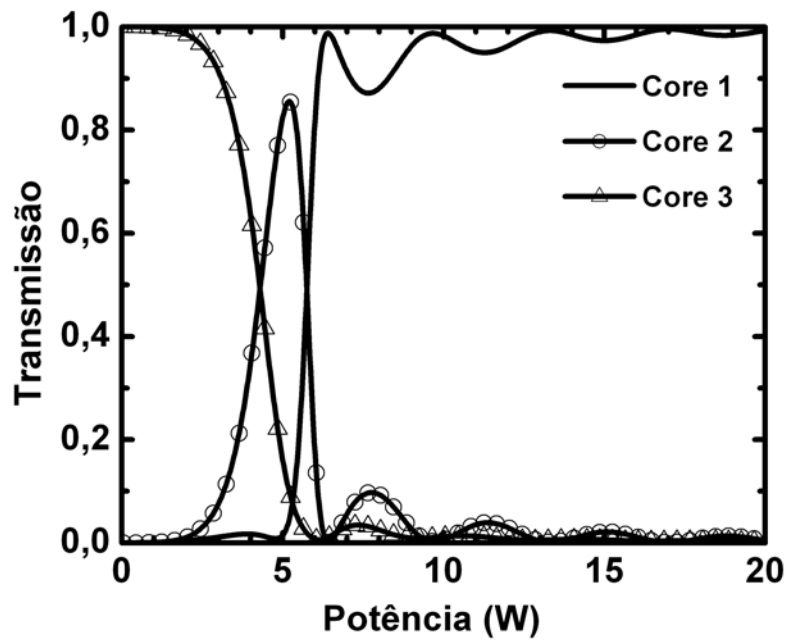


Figura 3.2 - Curva de transmissão para um acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas, de comprimento L_C . Nesta condição $P_C=5,76$ W.

3.2. Modelo Proposto para Implementação das portas Lógicas.

Neste trabalho, portas lógicas ópticas são propostas a partir da utilização de um acoplador direcional não linear triplo (TNLDC) planar simétrico de fibra óptica monomodo. As fibras estão configuradas paralelamente e separadas por uma distância “d” sendo idênticas sob todos os aspectos com a não linearidade descrita pelo efeito Kerr e desconsiderando os efeitos dispersivos (β_2), perdas e ganhos, sendo a dinâmica do acoplador descrita pelas equações (3.2a - 3.2c).

A figura 3.3 mostra o modelo proposto para implementação das portas lógicas. Com o objetivo de obter as funções de portas lógicas, o sinal de entrada no guia 1 assume o papel de sinal de controle (CS) enquanto que as entradas I_1 e I_2 , nos guias 2 e 3, representam respectivamente as entradas lógicas, similarmente a estrutura de uma porta lógica. A saída do guia 1 representa a fração de energia chaveada para o guia de controle (O_{CS}), enquanto que as saídas dos guias 2 e 3 representam respectivamente as saídas das frações de energia chaveadas para as saídas O_1 e O_2 . As entradas I_1 e I_2 do acoplador serão as entradas as quais aplicaremos as combinações lógicas (0;0), (0;1), (1;0) e (1;1), enquanto O_1 (ou O_2) à saída da porta lógica.

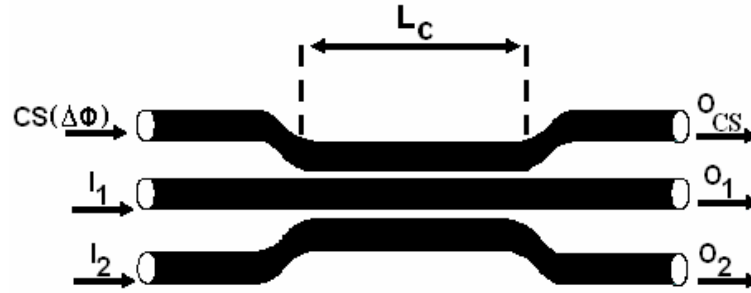


Figura 3.3 - Modelo de acoplador direcional triplo planar de fibras ópticas, de comprimento L_c , proposto para obtenção das portas lógicas.

O sinal de controle, aplicado ao primeiro guia do acoplador, poderá assumir valor "0" ou "1" (com um defasamento de $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi$ em relação às entradas I_1 e I_2 e com $\Delta\theta$ variando de 0 a 2), dependendo da necessidade de se obter uma determinada porta lógica ou uma melhor eficiência das mesmas.

O sinal lógico "1", aplicado ao sinal de controle (CS) e/ou às entradas I_1 e I_2 refere-se a uma potência de 1 W, valor este abaixo do valor da potência crítica $P_C = 5.76$ W.

3.3. Procedimentos Numéricos.

Para o modelo sugerido, as condições iniciais para onda contínua (CW), nas entradas dos núcleos são dadas por:

$$u_1(0) = A_i \exp(i\Delta\phi) \quad (3.5a)$$

$$u_2(0) = B_i \quad (3.5b)$$

$$u_3(0) = C_i \quad (3.5c)$$

em que $\Delta\phi = \Delta\theta\pi$ é o defasamento (em relação as entradas I_1 e I_2) aplicado ao sinal de controle.

O coeficiente de extinção de um chaveamento on-off é a razão entre a potência de saída no estado on e a potencia de saída no estado off. Esta razão pode ser tão grande quanto

possível. Calculamos numericamente a partir das saídas O_1 e O_2 o coeficiente de extinção (Extinction Ratio [dB]), para nosso acoplador sendo que, para saída O_1 ela é expressa por:

$$X(R_1) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_2(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_3(L_C)|^2 dt} \quad (3.6a)$$

e para saída O_2 , expressa por:

$$X(R_2) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_3(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u_2(L_C)|^2 dt} \quad (3.6b)$$

sendo o coeficiente de extinção em unidades de dB é expresso por:

$$Extinction - ratio[dB]_1 = Xratio_1 = XR1(dB) = 10Log_{10}X(R_1) \quad (3.7a)$$

$$Extinction - ratio[dB]_2 = Xratio_2 = XR2(dB) = 10Log_{10}X(R_2) \quad (3.7b)$$

Doravante, ao longo desta dissertação, denominaremos o coeficiente de extinção por $XR1(dB)$ (para saída O_1) e $XR2(dB)$ (para saída O_2).

A partir dos resultados, representaremos graficamente, para o conjunto de combinações lógicas aplicadas às entradas I_1 e I_2 , juntamente com as variações do sinal de controle ($CS=1[\Delta\Phi]$, $CS=0$), o comportamento de $XR1(dB)$ e $XR2(dB)$ em função de $\Delta\theta$. Com base nos resultados obtidos, selecionaremos as melhores fases $\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$ do sinal de controle para a implementação das portas lógicas. As tabelas 3.1 e 3.2 mostram o conjunto de combinações a serem aplicadas às entradas CS , I_1 , I_2 .

CS	I ₁	I ₂
1($\Delta\Phi$)	0	0
	0	1
	1	0
	1	1

Tabela 3.1 - Combinações lógicas para CS=1($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$) e as entradas I₁ e I₂.

CS	I ₁	I ₂
0	0	0
	0	1
	1	0
	1	1

Tabela 3.2 - Combinações lógicas para CS=0 e as entradas I₁ e I₂.

Para as combinações apresentadas na tabela 3.2, a fase $\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$ não tem nenhuma influência sob o sinal de controle, pois CS=0,

3.4. Resultados Numéricos e Discussões.

Para implementação das portas lógicas, consideramos que os valores positivos de XR1(dB) ou XR2(dB), do ponto de vista da lógica booleana, referem-se ao sinal lógico “1”, enquanto que os valores negativos de XR1(dB) ou XR2(dB) estão associados ao sinal lógico “0”. Relativo ao sinal de controle, convencionamos que CS=1($\Delta\Phi$) refere-se a um sinal ativo em “1” com uma fase $\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$ aplicada.

Inicialmente, analisamos a condição em que CS=1(com a fase $\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$ aplicada) e as entradas (I₁; I₂) = (0; 0). Para essa combinação qualquer fase $\Delta\Phi$ pode ser aplicada ao CS. Nesta situação observamos que 99.87% da energia presente no sinal de controle é chaveada para a saída O₂, ficando o restante dividido entre as saídas O₁ (0,053%) e a saída do guia de controle O_{CS} (0,077%). A partir dos valores de O₁ e O₂, temos para XR1(dB) -32,69 dB e +32,69 dB para XR2(dB). O valor positivo de XR2(dB) indica que a maior parte da energia está presente no guia 3, ou seja, na saída O₂. De acordo com o padrão adotado, temos que para a condição (CS; I₁; I₂) = (1($\Delta\Phi$); 0; 0) teremos sempre o nível lógico “1” sendo retirado na saída O₂ do acoplador enquanto que na saída O₁ teremos nível lógico “0” (zero).

Na figura 3.4 temos a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$. A figura 3.4 representa o comportamento de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$, relativamente às saídas O_1 e O_2 , de acordo com a variação de $\Delta\theta$. A linha contínua em zero, serve apenas de referência para relacionarmos as intensidades de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$. Podemos notar que os valores relativos às medidas de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ são simétricos, sendo que os valores de $XR1(\text{dB})$ são sempre negativos (nível lógico “0”) e $XR2(\text{dB})$ sempre positivos (nível lógico “1”) para qualquer fase $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi$ aplicada ao sinal de controle. O valor positivo de $XR2(\text{dB})$ nos revela que a maior parcela da energia está presente no guia 3, ou seja, na saída O_2 . Os picos verificados em $\Delta\theta = 0,493$, $\Delta\theta = 0,998$ e $\Delta\theta = 1,507$, que em módulo representam, para $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$, as magnitudes de 52,02 dB, 52,99 dB e 50,57 dB, respectivamente, resultam do fato de que para estes valores de $\Delta\theta$ temos as menores frações de energia na saída O_1 , enquanto O_2 concentra juntamente com O_{CS} , quase que a totalidade da energia aplicada às entradas do acoplador. Particularmente, a grande diferença entre as frações de energia nas saídas O_2 e O_1 contribuem para os referidos picos. Os vales observados entre $0,561 \leq \Delta\theta \leq 0,941$ e $1,062 \leq \Delta\theta \leq 1,434$, da mesma forma, indicam que a maior fração da energia está presente nas saídas O_2 e O_{CS} , sendo que nestes intervalos observamos o crescimento da $XR1(\text{dB})$ e uma diminuição da $XR2(\text{dB})$.

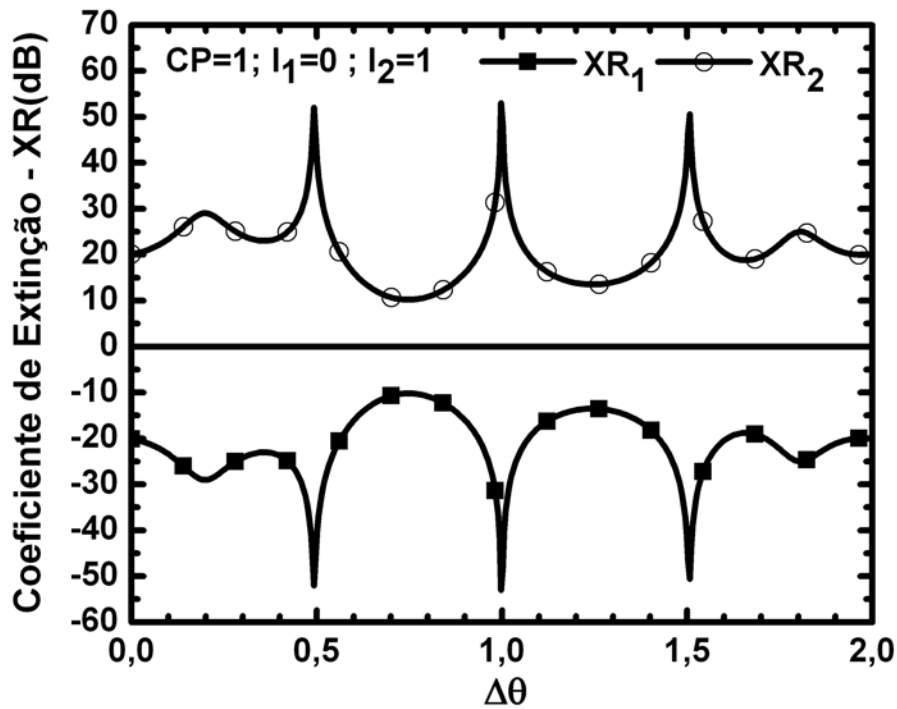


Figura 3.4 - $XR1$ (dB) e $XR2$ (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CS=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_2=1$, $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $L_C = \pi/\sqrt{2} K$ e $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$.

Na figura 3.5 temos a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$. Diferentemente do caso anterior, os valores de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ se alternam entre positivos e negativos. Isto permite uma maior flexibilidade em termos de se obter nível lógico “0” ou “1”, bastando para isso selecionar um valor de $\Delta\theta$ adequado. As intensidades de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ são menores que as proporcionadas pela combinação anterior. Uma explicação para este acontecimento é que nas saídas O_1 e O_2 está a maior parte da fração da energia aplicada às entradas do acoplador, o que provoca a pequena diferença entre os as magnitudes de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$, denotando que há uma alternância entre as frações de energia nas saídas O_1 e O_2 e que, na saída do guia de controle O_{CS} , uma parcela menor da energia está presente. Em módulo, as maiores intensidades para $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ são atingidas quando $\Delta\theta = 0,139$ e $\Delta\theta = 1,819$ com 7,80 dB. Para $\Delta\theta = 0,380$, $\Delta\theta = 0,973$, $\Delta\theta = 1,567$ e $\Delta\theta = 1,979$, as frações de energia nas saídas O_1 e O_2 são idênticas, proporcionado assim valores de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ nulos. Tomando $XR_1(\text{dB})$ como parâmetro para $0 \leq \Delta\theta \leq 0,380$ e $0,937 \leq \Delta\theta \leq 1,567$, temos nível lógico “1”, enquanto que para $0,380 < \Delta\theta < 0,937$ e $1,567 < \Delta\theta < 1,979$, temos nível lógico “0”. Devido à simetria entre $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$, observamos para os mesmos limites de $\Delta\theta$ os valores lógicos contrários para $XR_2(\text{dB})$.

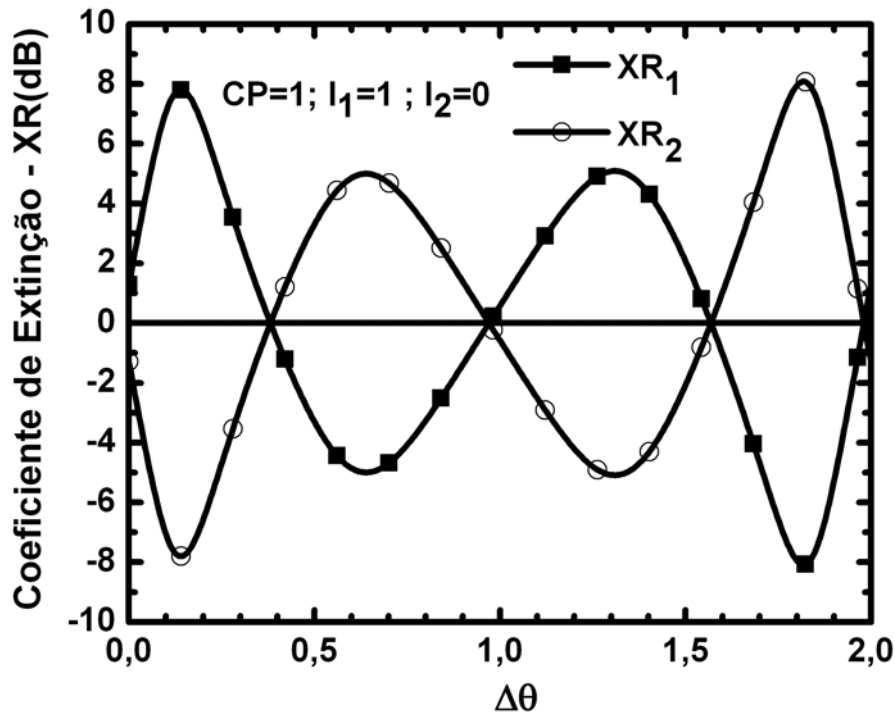


Figura 3.5 - XR_1 (dB) e XR_2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CS=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_1=1$, $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $L_C = \pi/\sqrt{2} \text{ K}$, e $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$.

Para a figura 3.6, temos a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$. Similarmente ao caso anterior, temos para esta combinação uma maior flexibilidade para obtenção dos níveis lógicos “1” e “0”, visto que os valores de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ são alternadamente positivos e negativos.

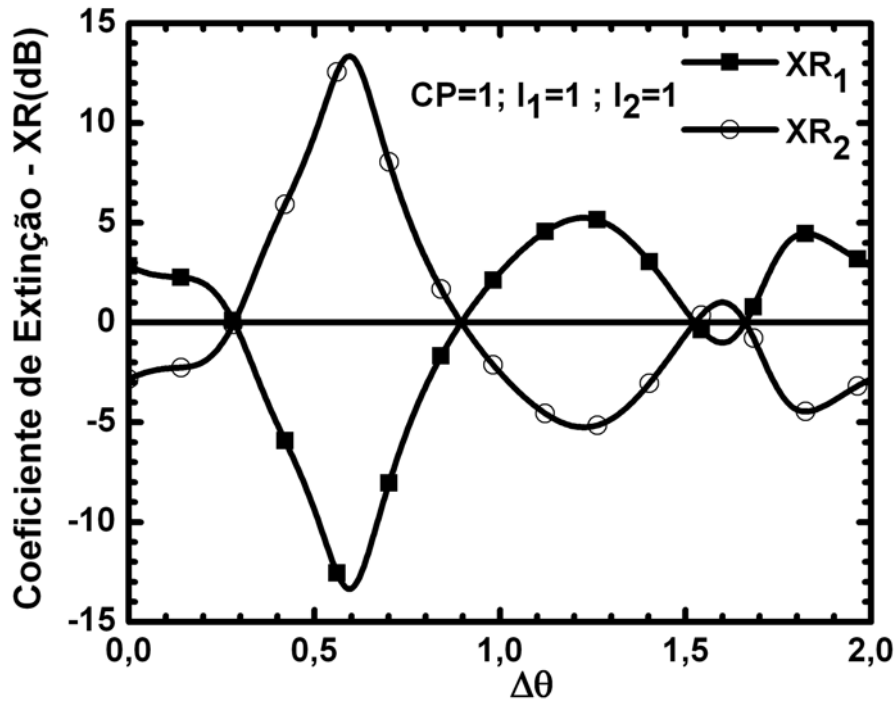


Figura 3.6 - XR_1 (dB) e XR_2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CS=1$ ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), $I_1=I_2=1$, $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $L_C = \pi/\sqrt{2} K$, e $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$.

Mais uma vez tomando $XR_1(\text{dB})$ como parâmetro, para figura 3.6, temos nível lógico “1” para $0 \leq \Delta\theta \leq 0,280$, $0,897 \leq \Delta\theta \leq 1,523$ e $\Delta\theta \geq 1,663$ e nível lógico “0” para $0,280 < \Delta\theta < 0,897$ e $1,523 < \Delta\theta < 1,979$. Devido à simetria entre $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$, observamos para os mesmos intervalos de $\Delta\theta$ os valores lógicos contrários para $XR_2(\text{dB})$. Para o intervalo $1,523 < \Delta\theta < 1,663$, notamos que a diferença entre as magnitudes de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ é muito pequena, significando que as frações de energia nas saídas O_1 e O_2 são bastante próximas. As frações de energia presentes nas saídas O_1 e O_2 são idênticas para $\Delta\theta = 0,280$, $\Delta\theta = 0,897$, $\Delta\theta = 1,523$ e $\Delta\theta = 1,663$, provocando valores nulos para $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$. A maior intensidade atingida para $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$, em módulo, é 13,28 dB no ponto em que $\Delta\theta = 0,585$, o que nos revela que a maior parcela da energia, comparando as saídas O_1 e O_2 , é chaveada para saída O_2 .

Com base nos elementos apresentados acima, agrupamos os resultados para a condição $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ em dois gráficos que mostram o comportamento de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ para cada seqüência de combinações $(0; 0)$, $(0; 1)$, $(1; 0)$, $(1; 1)$. A representação gráfica para a condição $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$ tem caráter ilustrativo, visto que sempre teremos uma saída constante para qualquer que seja o valor de $\Delta\theta$. As figuras 3.7 e 3.8 mostram a condição para $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$, variando com $\Delta\theta$.

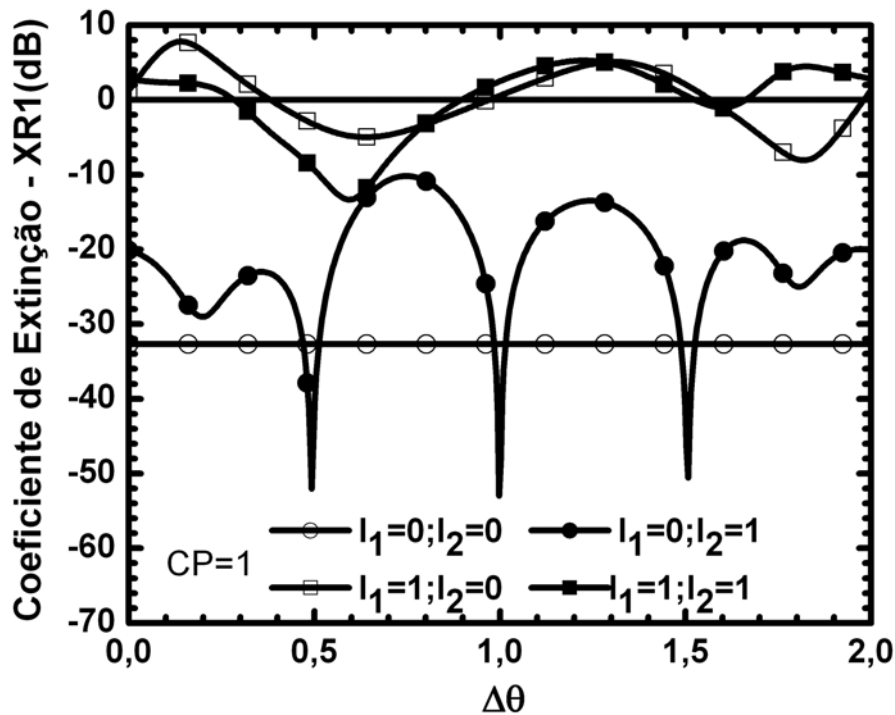


Figura 3.7 - $XR1$ (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$, e a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a $(0;0)$, $(0;1)$, $(1;0)$, $(1;1)$, $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $L_C = \pi/\sqrt{2} \text{ K}$, e $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$.

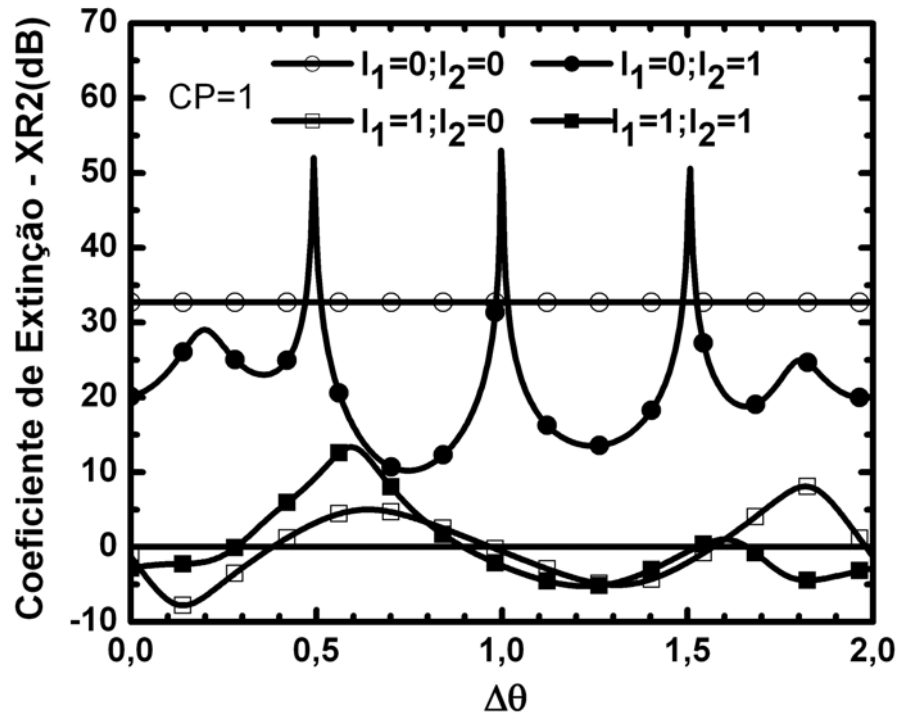


Figura 3.8 - XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 3.2a - 3.2c com $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$, e a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0;0), (0;1), (1;0), (1;1), $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $L_C = \pi/\sqrt{2} \text{ K}$, e $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$.

Na condição de $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$, selecionamos a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ para implementação das portas lógicas ópticas. Esta fase aplicada a CS, efetivou as funções lógicas AND e NAND.

A tabela 3.3 exhibe as lógicas AND e NAND, onde temos entre parênteses as frações de energia nas saídas O_1 e O_2 , as intensidades para XR1 (dB) e XR2 (dB) e, finalmente, seus valores lógicos correspondentes.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,00184) -24,98dB 0	(0,57940) +24,98dB 1
1	1	0	(0,26987) -8,06dB 0	(1,7269) +8,06dB 1
1	1	1	(0,86525) +4,43dB 1	(0,31148) -4,43dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 3.3 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0), (1;1). Temos que $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 1,41876$, $O_{CS}(1;0) = 0,00323$ e $O_{CS}(1;1) = 1,82327$.

A seguir, analisaremos as combinações apresentadas na tabela 3.2 onde colocamos CS=0. O objetivo é unicamente aumentar o número de possibilidades de se obter uma determinada porta lógica ou melhorar a eficiência da mesma. Para estes casos, $\Delta\Phi$ não atua sob o sinal de controle, logo, para qualquer fase $\Delta\Phi$ aplicada ao CS, teremos nas saídas O₁ e O₂ sempre valores de energia, XR1(dB) e XR2(dB) constantes. Do ponto de vista da lógica booleana, significa que os valores de XR1(dB) e XR2(dB) serão sempre “0” ou “1”, dependendo das combinações apresentadas na tabela 3.2 (ver página 52).

Com a combinação (CS; I₁; I₂) = (0($\Delta\Phi$); 0; 0) = (0; 0; 0) teremos as saídas triviais para O₁, O₂. As tabelas 3.4 e 3.5 apresentam esta condição combinada com as demais possibilidades para CS=1($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$). Selecionando CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) implementamos as portas AND e XOR e, considerando CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) uma porta OR.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00184) -24,98dB 0	(0,57940) +24,98dB 1
1	1	0	(0,26987) -8,06dB 0	(1,7269) +8,06dB 1
1	1	1	(0,86525) +4,43dB 1	(0,31148) -4,43dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 3.4 - Tabela lógica com (CS; I₁; I₂) = (0; 0; 0) e CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1). Temos que O_{CS} (0;1) = 1,41876, O_{CS} (1;0) = 0,00323 e O_{CS} (1;1) = 1,82327.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,03127) -13,55dB 0	(0,70975) +13,55dB 1
1	1	0	(0,47696) -4,99dB 0	(1,50556) +4,99dB 1
1	1	1	(0,05123) -13,21dB 0	(0,85237) +13,21dB 1
			----	OR Gate

Tabela 3.5 - Tabela lógica com (CS; I₁; I₂) = (0; 0; 0) e CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1). Temos que O_{CS} (0;1) = 1,258980, O_{CS} (1;0) = 0,01748 e O_{CS} (1;1) = 2,0964.

Na condição em que (CS; I₁; I₂) = (0; 1; 0), temos que 99,95% da energia aplicada às entradas do acoplador é transferida para a saída O₁, ficando o restante dividido entre as saídas O₂ e O_{CS}. A partir dos valores das frações de energia nas saídas O₁ e O₂, temos para XR1(dB) +37,49 dB e -37,49 dB para XR2(dB).

Finalmente, para a condição $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 1)$, temos que 56,89% da energia aplicada às entradas do acoplador é transferida para a saída O_1 , 43,08% é transferida para a saída O_{CS} , ficando o restante para saída O_2 . A partir dos valores das frações de energia nas saídas O_1 e O_2 , temos para $XR1(\text{dB}) +37,27 \text{ dB}$ e $-37,27 \text{ dB}$ para $XR2(\text{dB})$.

Com estas duas novas possibilidades, podemos efetivar um outro conjunto de portas lógicas, bastando para isso alterar o sinal de controle entre $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$, ou $CS=0$.

As tabelas de 3.6, 3.7 e 3.8 exibem um conjunto de portas lógicas NOT, tendo como referência a entrada I_1 , implementadas com as fases $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$, $CS=1(\Delta\Phi=1,28\pi)$ e $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$ considerando as entradas para I_1 e I_2 iguais a $(0;0)$ e $(0;1)$, ficando as combinações $(1;0)$ e $(1;1)$, com $CS=0$.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O_1 XR ₁ (dB)	$O_2^{(*)}$ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,00184) -24,98dB 0	(0,57940) +24,98dB 1
0	1	0	(0,99951) +37,49dB 1	(0,000178) -37,49dB 0
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 3.6 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a sequência de combinações $(0;0)$ e $(0;1)$ e $CS=0$ para a sequência $(1;0)$ e $(1;1)$. Temos $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 1,41876$, $O_{CS}(1;0) = 0,000312$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$. A saída $O_2^{(*)}$ tem como referência a entrada I_1 .

			$\Delta\Phi=1,28\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ ^(*) XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,05676) -13,68dB 0	(1,32594) +13,68dB 1
0	1	0	(0,99951) +37,49dB 1	(0,000178) -37,49dB 0
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 3.7 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=1,28\pi$) para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e CS=0 para a seqüência (1;0) e (1;1). Temos $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 0,61730$, $O_{CS}(1;0) = 0,000312$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$. A saída $O_2^{(*)}$ tem como referência a entrada I_1 .

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ ^(*) XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,03127) -13,55dB 0	(0,70975) +13,55dB 1
0	1	0	(0,99951) +37,49dB 1	(0,000178) -37,49dB 0
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 3.8 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e CS=0 para a seqüência (1;0) e (1;1). Temos $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 1,25898$, $O_{CS}(1;0) = 0,000312$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$. A saída $O_2^{(*)}$ tem como referência a entrada I_1 .

As tabelas 3.9 e 3.10 exibem portas lógicas AND e NAND para $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ e $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$ com I_1 e I_2 iguais a (0;0), (0,1) e (1,0), ficando $(I_1; I_2) = (1;1)$ com $CS=0$.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,00184) -24,98dB 0	(0,57940) +24,98dB 1
1	1	0	(0,26987) -8,06dB 0	(1,7269) +8,06dB 1
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 3.9 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $(I_1; I_2) = (1;1)$ para $CS=0$, Temos $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 1,41876$, $O_{CS}(1;0) = 0,00323$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,000537) -32,69dB 0	(0,99875) +32,69dB 1
1	0	1	(0,03127) -13,55dB 0	(0,70975) +13,55dB 1
1	1	0	(0,47696) -4,99dB 0	(1,50556) +4,99dB 1
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 3.10 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$ para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e $(I_1; I_2) = (1;1)$ para $CS=0$, Temos $O_{CS}(0;0) = 0,000713$, $O_{CS}(0;1) = 1,25898$, $O_{CS}(1;0) = 0,017480$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$.

As tabelas 3.11 e 3.12 exibem portas lógicas AND e XOR para $(CS;I_1;I_2)=(0;0;0)$ e $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ e $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$ com as entradas I_1 e I_2 iguais a $(0;1)$, $(1;0)$ e $(1;1)$.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00184) -24,98dB 0	(0,57940) +24,98dB 1
1	1	0	(0,26987) -8,06dB 0	(1,7269) +8,06dB 1
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 3.11 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a seqüência de combinações $(0;0)$ e $(0;1)$ e $CS=0$ para a seqüência $(1;0)$ e $(1;1)$. $O_{CS}(0;1) = 1,41876$, $O_{CS}(1;0) = 0,00323$ e $O_{CS}(1;1) = 0,861847$.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,03127) -13,55dB 0	(0,70975) +13,55dB 1
1	1	0	(0,47696) -4,99dB 0	(1,50556) +4,99dB 1
0	1	1	(1,13794) +37,27dB 1	(0,000213) -37,27dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 3.12 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a seqüência de combinações $(0;0)$ e $(0;1)$ e $CS=0$ para a seqüência $(1;0)$ e $(1;1)$. Temos $O_{CS}(0;1) = 1,25898$, $O_{CS}(1;0) = 0,0174808$ e $O_{CS}(1;1) = 0,8618470$.

A combinação (CS; I_1 ; I_2) = (0; 0; 1) não se mostrou útil para nossos objetivos, tendo em vista que 99,90% de toda a energia do acoplador é chaveada para a saída O_{CS} , a qual não é utilizada para a implementação das portas lógicas.

3.5. Figura de Mérito: FOMELG (dB).

Com o objetivo de compararmos o desempenho das portas lógicas, criamos uma figura de mérito definida em função dos módulos dos coeficientes de extinção para cada saída das portas lógicas. Desta forma, a figura de mérito para portas lógicas (FOMELG (dB): Figure-of-merit of Logic Gates), para as combinações (I_1, I_2) = [(0;0), (0;1), (1;0), (1,1)] é dada por:

$$FOMELG(dB) = |XR(0,1)| + |XR(1,0)| + |XR(1,1)| \quad (3.8a)$$

$$FOMELG(dB) = |XR(0,0)| + |XR(0,1)| + |XR(1,0)| + |XR(1,1)| \quad (3.8b)$$

A tabela 3.13, a seguir, mostra a aplicação das equações (3.8a e 3.8b), nas tabelas 3.3 à 3.12.

Porta Lógica (Logic Gate)	Sinal de Controle (CS)	Fase ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$)	FOMELG (dB) CW
AND	1110	$1,81\pi$	103,00 dB
		$0,63\pi$	88,50 dB
	0110	$1,81\pi$	70,31 dB
		$0,63\pi$	55,81 dB
	1111	$1,81\pi$	70,16 dB
NAND	0111	$1,81\pi$	37,47 dB
	1110	$1,81\pi$	103,00 dB
		$0,63\pi$	88,50 dB
	1111	$1,81\pi$	70,16 dB
XOR	0110	$1,81\pi$	70,31 dB
		$0,63\pi$	55,81 dB
	0111	$1,81\pi$	37,47 dB
NOT	1100	$1,81\pi$	132,43 dB
		$1,28\pi$	121,13 dB
		$0,63\pi$	121,00 dB
OR	0111	$0,63\pi$	31,75 dB

Tabela 3.13 - Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas: FOMELG (dB).

Considerando a figura de mérito (FOMELG (dB)), a partir de combinações (CS; I_1 ; I_2) semelhantes, verificamos que as portas lógicas (AND, NAND, XOR e NOT) implementadas com a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ apresentaram um melhor desempenho do que as mesmas portas em relação às fases $\Delta\Phi=0,63\pi$ e $\Delta\Phi=1,28\pi$.

3.6. Conclusões do Capítulo.

Neste capítulo, foi realizada uma investigação numérica com o objetivo de implementar portas lógicas totalmente ópticas a partir da utilização de um acoplador direcional não linear (NLDC) triplo planar simétrico de fibras ópticas operando com sinal CW.

As características de transmissão e potência crítica, alcançadas pelo procedimento numérico, concordam bem com os resultados obtidos por outros autores.

Com o modelo proposto para o dispositivo, conseguimos efetivar portas lógicas AND, NAND, OR, XOR e NOT para um conjunto de fases aplicadas ao sinal de controle (CS).

Das fases analisadas, considerando o sinal de controle fixo em 1 ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), somente a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ proporcionou a efetivação de portas lógicas AND e NAND. Já com o sinal de controle fixo em 0 (zero) não houve tal possibilidade.

Com a variação do sinal de controle (CS=1 ou CS=0), a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ proporcionou o maior número de portas lógicas (AND, NAND, OR, XOR e NOT), seguida da fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ (AND, NAND, XOR e NOT) e, finalmente, a fase $\Delta\Phi=1,28\pi$ (NOT).

A porta AND foi lógica mais implementada, com seis possibilidades distintas de implementação, de acordo as variações do sinal de controle, seguida das portas NAND e XOR com três possibilidades. A fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ foi a única a implementar a porta OR, ao passo que a porta NOT foi a única que pôde ser efetivada com as três fases selecionadas.

Comparando o acoplador sugerido nesta dissertação com um acoplador duplo assimétrico estudado por nosso grupo de pesquisa do LOCEM, percebemos que o acoplador

triplo proposto gera um número de portas lógicas (AND, NAND, OR, XOR e NOT) maior que o duplo assimétrico (AND, OR e XOR). Comparando as portas semelhantes o acoplador triplo gerou melhores portas, do ponto de vista da análise da FOMELG (dB), que as propostas pelo acoplador duplo. Uma outra vantagem do modelo proposto em relação ao duplo é que a construção de acopladores simétricos é bem mais fácil e menos dispendiosa que a de acopladores assimétricos.

Considerando a figura de mérito (FOMELG (dB)), para o acoplador triplo, a partir de combinações (CS; I_1 ; I_2) semelhantes, as portas lógicas implementadas com a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ apresentaram um melhor desempenho do que as mesmas portas para as demais fases.

CAPÍTULO 4

Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas Operando com Sinal picosegundo (2ps).

No capítulo anterior, apresentamos o modelo teórico proposto para implementação de portas lógicas totalmente ópticas, operando com uma onda contínua (CW). Para tal fim, obtemos as características de transmissão do acoplador e, em seguida, fizemos à análise do coeficiente de extinção, em unidades de dB, a partir da qual conseguimos efetivar as portas lógicas AND, NAND, OR, XOR e NOT.

Neste capítulo, aplicaremos ao mesmo acoplador proposto e apresentado no capítulo anterior, pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura. Similarmente, obteremos as características de transmissão de energia entre os núcleos, calcularemos numericamente a partir das saídas O_1 e O_2 o coeficiente de extinção e o fator de compressão (CF). A análise do fator de compressão nos permitirá verificar se ocorreram quebras no pulso, bem como, se o mesmo manteve a sua forma, sofreu alargamento ou compressão temporal após propagação no acoplador. Em nosso estudo, consideramos a influência dos efeitos da dispersão de velocidade de grupo (β_2) e que o acoplador é constituído por fibras idênticas, sob todos os aspectos, com não linearidade descrita pelo efeito Kerr e, de modo similar ao caso CW, desconsideramos as perdas e ganhos.

Na perspectiva dos sinais pulsados, os primeiros estudos com acopladores foram realizados sob a incidência de pulsos longos, porém estes pulsos apresentavam problemas de quebra após o chaveamento. O pulso chaveado degradava-se perdendo sua forma original limitando, assim, a eficiência dos acopladores [66,70-72] e, conseqüentemente, suas aplicações. Para evitar a quebra do pulso, em 1988, a aplicação de sólitons em acopladores direcionais foi proposta teoricamente [13,33] e observou-se que os chaveamentos de sólitons se mostraram altamente eficientes. Desde então, a aplicação de sólitons tem melhorado o desempenho de chaveamento dos acopladores, por isso vem sendo extensivamente estudado [73,74].

O Sóliton é um tipo de onda que se propaga ao longo de grandes distâncias sem gerar distorções e sem sofrer danos após colidir com outros sólitons [15]. Do ponto de vista matemático, sólitons são soluções de equações (ou de um sistema de equações) diferenciais não lineares integráveis e a equação de Schrödinger não linear (NLSE) pertence a esta classe de equações integráveis [75].

4.1. Curvas de transmissão para NLDC Triplo Planar Simétrico

Como vimos, a modelagem de acopladores está fundamentado nas equações não-lineares de Schrödinger (NLSE) acopladas. As equações (4.1a – 4.1c) descrevem a dinâmica do acoplador triplo onde são considerados os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão de velocidade de grupo (β_2) e acoplamento lineares, sendo desprezadas as dispersões de ordem superiores, perdas e ganhos.

$$i \frac{dA_1}{dz} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{d^2 A_1}{dt^2} + R(z) |A_1|^2 A_1 + K A_2 = 0 \quad (4.1a)$$

$$i \frac{dA_2}{dz} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{d^2 A_2}{dt^2} + R(z) |A_2|^2 u_2 + K(A_1 + A_3) = 0 \quad (4.1b)$$

$$i \frac{dA_3}{dz} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{d^2 A_3}{dt^2} + R(z) |A_3|^2 A_3 + K A_2 = 0 \quad (4.1c)$$

em que A_i ($i=1,2,3$) representa a amplitude do pulso, K representa o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes, $R(z)$ o coeficiente de automodulação de fase e β_2 a dispersão de segunda ordem. Para nossas simulações consideramos $K=0,3312 \text{ m}^{-1}$, $R(z) = 0,25 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$ e $\beta_2 = -3,2173 \times 10^{-25} \text{ s}^2/\text{m}$. No sistema de equações, consideramos β_2 negativo, que corresponde a um regime de dispersão anômala ($\beta_2 < 0$), em que os efeitos do GVD e SPM permitem que o sistema suporte pulsos solitônicos. Podemos normalizar as equações (4.1a - 4.1c) usando as seguintes transformações:

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (4.2)$$

com $j=1, 2, 3$ e P_0 é a potência de pico do pulso. Temos também

$$\tau = \frac{t}{T_0} \quad (4.3)$$

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad (4.4)$$

onde ξ e τ são, respectivamente, comprimento e tempo normalizados, T_0 é a meia largura do pulso incidente. Temos também que L_D é o comprimento de dispersão e κ a constante de acoplamento normalizada, dados por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.5)$$

$$\kappa = L_D K \quad (4.6)$$

Assim, o sistema de equações (4.1a - 4.1c) na sua forma normalizada apresenta-se como:

$$i \frac{\delta u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + \kappa u_2 = 0 \quad (4.7a)$$

$$i \frac{du_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + \kappa(u_1 + u_3) = 0 \quad (4.7b)$$

$$i \frac{du_3}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_3}{\partial \tau^2} + |u_3|^2 u_3 + \kappa u_2 = 0 \quad (4.7c)$$

sendo u_1, u_2, u_3 as amplitudes dos pulsos que se propagam nos núcleos 1, 2 e 3 respectivamente.

A partir das equações (4.7a - 4.7c), podemos obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada e a potência crítica para nosso acoplador.

Para o acoplador triplo (figura 3.1), simulamos numericamente a propagação de um s3lton de primeira ordem, onde as condi33es iniciais foram:

$$u_1(0, \tau) = A \operatorname{sech}(A \tau) \quad (4.8a)$$

$$u_2(0, \tau) = 0 \quad (4.8b)$$

$$u_3(0, \tau) = 0 \quad (4.8c)$$

sendo o coeficiente de transmiss33o T_j em fun333o das energias do pulso o mesmo descrito pela equa333o (3.3)

A figura 4.1 exibe as caracter33sticas de transmiss33o do acoplador, onde verificamos que, para baixa pot33ncia, o sinal 33 completamente chaveado para o guia 3, com a continua333o o sinal retorna para o guia 2 e, finalmente, para o guia de origem. Com o crescimento da pot33ncia incidente, para valores maiores que o da pot33ncia cr33tica, acabam-se as possibilidades de ocorrer um acoplamento total e as intera3333es entre os guias enfraquecem at33 que passam a n33o mais existir. Em nossa simula333o, a pot33ncia cr33tica encontrada foi $P_C=11,01$ W. Estes resultados mostram estar de acordo com aqueles obtidos por outros autores [42,46,47].

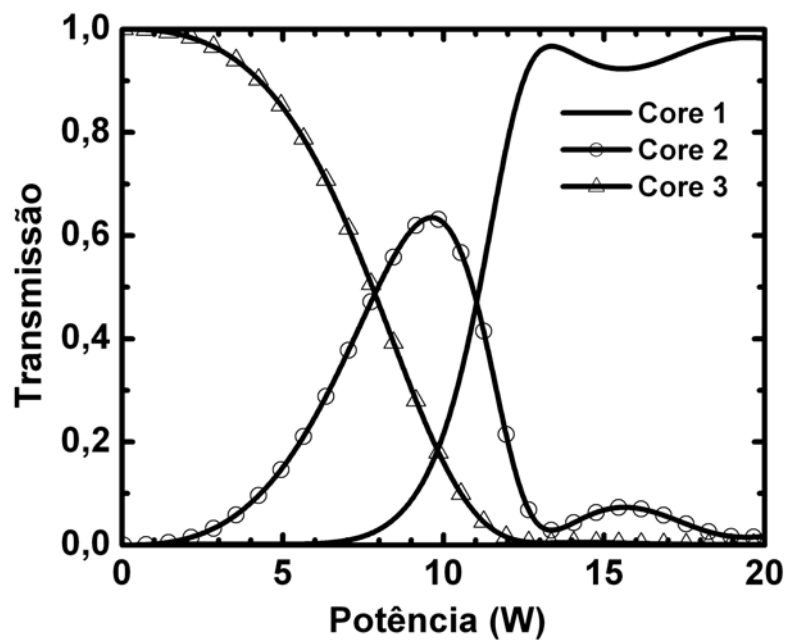


Figura 4.1 - Curva de transmiss33o para um acoplador direcional triplo planar de fibras 33pticas de comprimento L_C , operando com pulsos na forma de s33lton fundamental com 2ps de largura. Nesta condi333o $P_C=11,01$ W.

4.2. Procedimentos Numéricos

Com o modelo sugerido, as condições iniciais para pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura, nas entradas dos núcleos são dadas por:

$$u_1(0, \tau) = A_i \operatorname{sech}(A_i \tau) \exp(i\Delta\phi) \quad (4.9a)$$

$$u_2(0, \tau) = B_i \operatorname{sech}(B_i \tau) \quad (4.9b)$$

$$u_3(0, \tau) = C_i \operatorname{sech}(C_i \tau) \quad (4.9c)$$

onde $\Delta\phi = \Delta\theta\pi$ é o defasamento (em relação as entradas I_1 e I_2) aplicado ao sinal de controle (CS). Semelhante ao caso CW, o sinal de controle poderá assumir valor "0" ou "1" (com um defasamento de $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi$ em relação às entradas I_1 e I_2 , com $\Delta\theta$ variando de 0 a 2), dependendo da necessidade de se obter uma determinada porta lógica ou uma melhor eficiência da mesma.

O sistema de equações para acopladores planares, equações (4.7a – 4.7c), foi numericamente resolvido usando o Matlab 6.5 como ferramenta de software e o método Runge-Kutta de quarta ordem, juntamente com as transformadas de Fourier, com 1024 pontos sendo às condições iniciais definidas nas equações (4.9a – 4.9c).

Calculamos numericamente, a partir das saídas O_1 e O_2 , o coeficiente de extinção (Extinction Ratio [dB]) expresso pelas equações (3.6a – 3.6b) e (3.7a – 3.7b), o fator de compressão CF, obtido depois de propagar um pulso no acoplador. Definimos o fator de compressão (Compression Factor) como a razão entre a largura do pulso incidente e a largura do pulso que sai do dispositivo, logo:

$$CF = \frac{T_i(0)}{T_i(L_c)} = \frac{\tau_0}{\tau_i} \quad (4.10)$$

onde $i=1, 2$ e 3 para os pulsos chaveados nos canais 1, 2 e 3, respectivamente.

A partir dos resultados obtidos, representaremos graficamente, o coeficiente de extinção, o fator de compressão em função de $\Delta\theta$ e exibiremos a forma do pulso nas saídas O_1 e O_2 . Com base nos resultados obtidos, selecionamos as mesmas fases aplicadas ao sinal de controle no caso CW. Isto está relacionado com o fato de que também para o caso pulsado, estas fases apresentaram os melhores valores para o coeficiente de extinção. Por outro lado, podemos comparar o funcionamento do dispositivo no regime CW e pulsado (sóliton 2ps). A partir dos gráficos do fator de compressão (CF), analisaremos como se comporta o pulso na saída do acoplador, nas fases selecionadas, e verificar se o mesmo apresentou quebras, compressão temporal ($CF > 1$), alargamento temporal ($CF < 1$) ou permaneceu inalterado ($CF = 1$).

4.3. Resultados Numéricos e Discussões

Similarmente ao caso CW, consideramos que os valores positivos de $XR1(\text{dB})$ ou $XR2(\text{dB})$, referem-se ao sinal lógico “1” e, os valores negativos, ao sinal lógico “0”, zero. Em todos os casos, o nível lógico “1”, que excita as entradas do acoplador, refere-se a uma potência de 1 W. Ao longo deste capítulo, seguiremos a mesma dinâmica para a análise das combinações ($CS; I_1; I_2$), apresentada para o caso CW.

A figura 4.2 exibe a forma do pulso solitônico de baixa energia (abaixo da potência crítica), com 2ps de largura o qual será aplicado às entradas do acoplador.

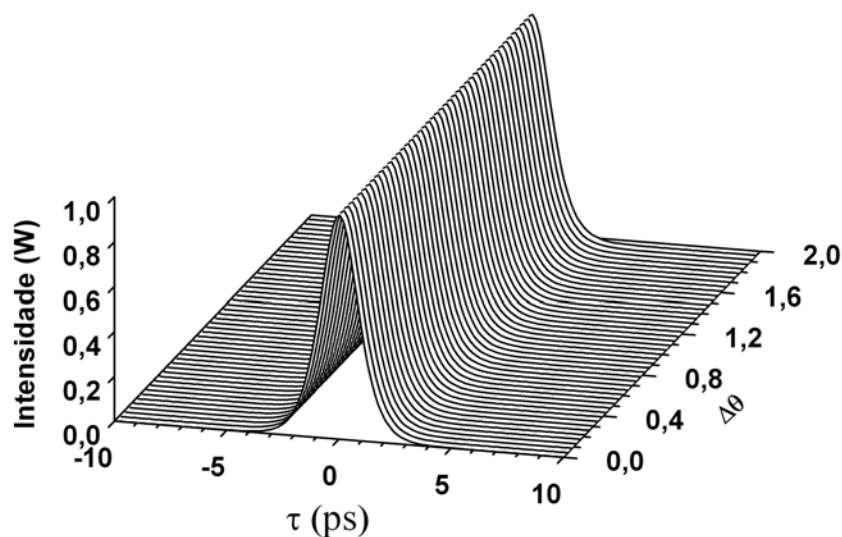


Figura 4.2 - Pulsos solitônicos (2ps) aplicado às entradas do acoplador.

Para a condição $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$, as fases aplicadas ao sinal de controle não desempenham nenhuma influência sob as entradas $(I_1; I_2) = (0; 0)$. Nesta condição, 99,78% da energia presente no sinal de controle é chaveada para a saída O_2 , ficando o restante dividido entre as saídas O_1 e a saída do guia de controle O_{CS} . As figuras 4.3 e 4.4 exibem a forma do pulso nas saídas O_1 e O_2 . Pela figura 4.3, verificamos que na saída O_1 não há a ocorrência de pulsos. Para figura 4.4, o fator de compressão, calculado numericamente para o pulso na saída O_2 , retorna um valor constante $CF_2 = 0,71619$, indicando que os pulsos sofrem alargamento temporal de 39,63% ao longo de todos os valores de $\Delta\theta$. Podemos perceber que, mesmo sofrendo um alargamento temporal, os pulsos ao longo da propagação não apresentaram quebras ou satélites. Similarmente ao caso CW, teremos sempre o nível lógico “1” sendo retirado na saída O_2 do acoplador, enquanto que na saída O_1 teremos nível lógico “0” (zero).

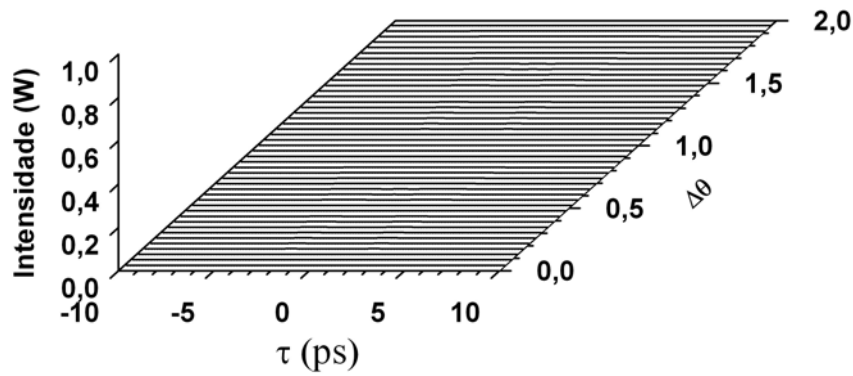


Figura 4.3 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$.

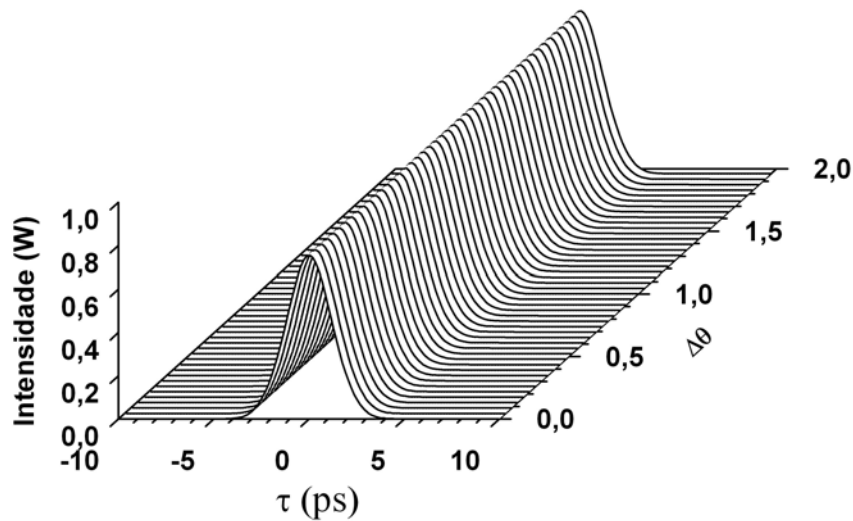


Figura 4.4 - Forma dos pulsos na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$.

Para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$, observamos na figura 4.5 que os valores relativos às medidas de $XR_1(\text{dB})$ são sempre negativos e, $XR_2(\text{dB})$, sempre positivos, para qualquer fase $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi$ aplicada ao sinal de controle. Em relação às saídas O_1 e O_2 , o valor positivo de $XR_2(\text{dB})$ nos revela que a maior parcela da energia está presente na saída O_2 . Comparando este gráfico com o seu análogo na condição CW, figura 3.4, percebemos que o gráfico do coeficiente de extinção em função de $\Delta\theta$, apresenta um comportamento mais suave para pulsos na forma de sóliton fundamental. Similarmente ao caso CW, teremos sempre o nível lógico “1” sendo retirado na saída O_2 do acoplador, enquanto que na saída O_1 teremos nível lógico “0” (zero).

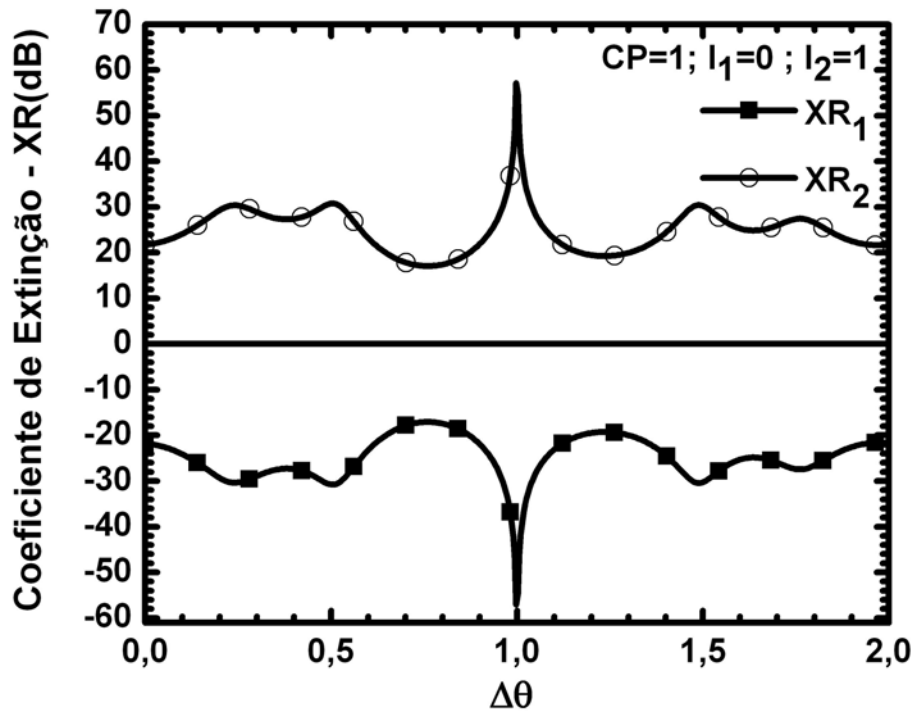


Figura 4.5 - XR_1 (dB) e XR_2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.

As figuras 4.6 e 4.7, a seguir, exibem, respectivamente, a forma dos pulsos nas saídas O_1 e O_2 do acoplador em função de $\Delta\theta$ e o gráfico do fator de compressão nestas saídas em função de $\Delta\theta$. Na figura 4.6, percebemos as baixas intensidades na saída O_1 ao passo que na figura 4.7 podemos perceber que propagação do pulso solitônico, ao longo do acoplador, não apresentou quebras nem a incidência de pulsos satélites. Considerando as fases selecionadas para a implementação das portas temos que a fase $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 0,63\pi$ apresenta um fator de compressão $CF_2 = 0,81103$, indicando um alargamento de 23,30%, para $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 1,28\pi$,

temos $CF_2 = 0,93208$, indicando um alargamento de 7,29% ,ao passo que para $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 1,81\pi$, temos $CF_2 = 1,01976$, indicando uma compressão de apenas 1,94% em relação ao pulso de entrada.

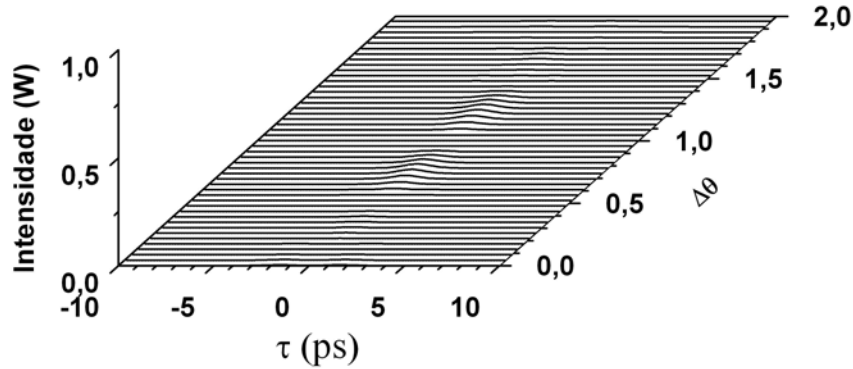


Figura 4.6 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$.

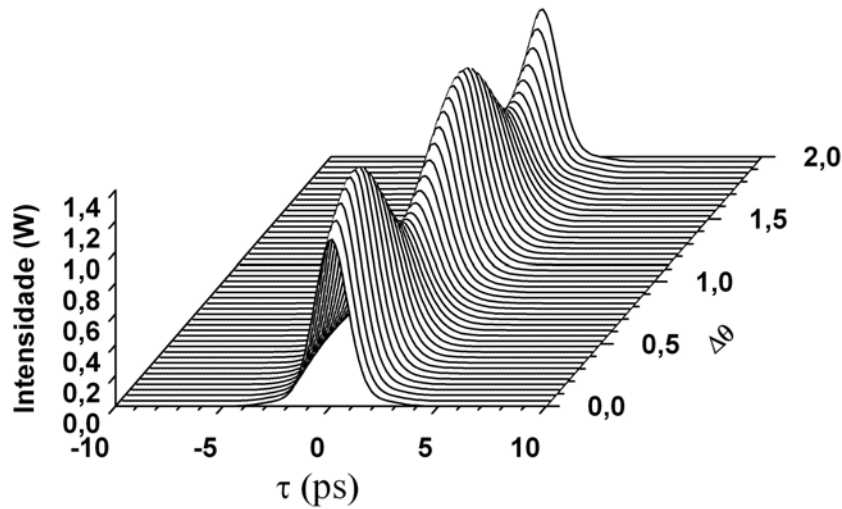


Figura 4.7 - Forma dos pulsos na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$.

Com $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$, temos, para a figura 4.8, que os valores de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ se alternam entre positivos e negativos, permitindo-nos uma maior flexibilidade em termos de se obter nível lógico “0” ou “1”. A curva é novamente bastante semelhante à apresentada na figura 3.5 para o caso CW. No entanto, notamos que as intensidades de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ são menores. Em módulo, as maiores intensidades para $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ são atingidas quando $\Delta\theta = 0,17$ e $\Delta\theta = 1,79$ com 4,84 dB. Para $\Delta\theta = 0,416$, $\Delta\theta =$

0,989, $\Delta\theta = 1,543$ e $\Delta\theta = 1,983$, as frações de energia nas saídas O_1 e O_2 são idênticas, proporcionando assim valores de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ nulos. Tomando $XR1(\text{dB})$ como parâmetro para $0 \leq \Delta\theta \leq 0,416$ e $0,989 \leq \Delta\theta \leq 1,543$, temos nível lógico “1”, ao passo que para $0,416 < \Delta\theta < 0,989$ e $1,543 < \Delta\theta < 1,983$, temos nível lógico “0”. Devido à simetria entre $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$, observamos para os mesmos limites de $\Delta\theta$ os valores lógicos contrários para $XR2(\text{dB})$.

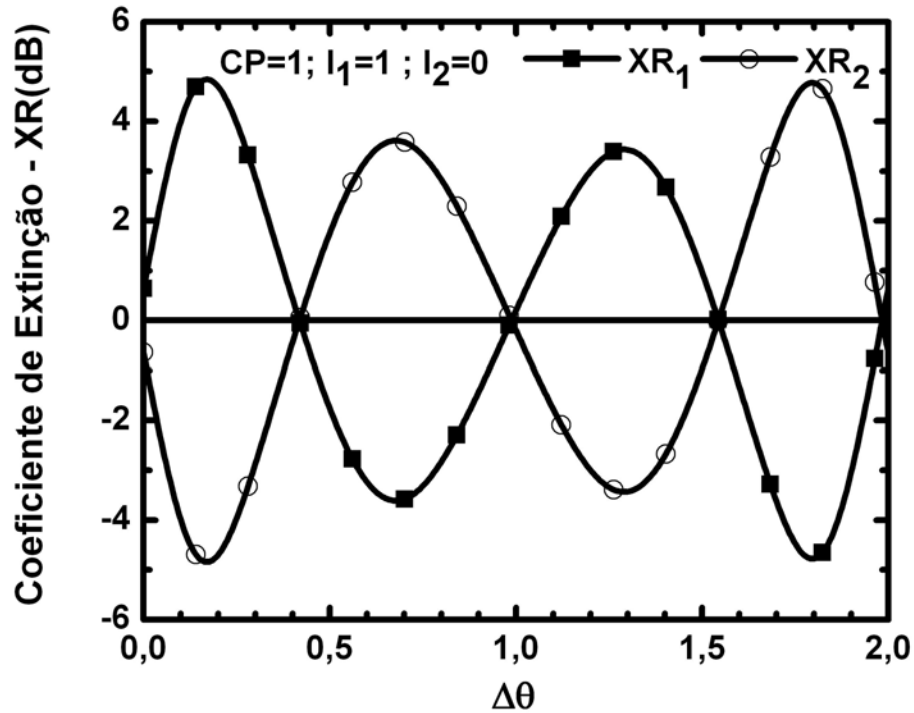


Figura 4.8 - $XR1$ (dB) e $XR2$ (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.

As figuras 4.9, 4.10 e 4.11, a seguir, exibem respectivamente a forma do pulso nas saídas O_1 e O_2 do acoplador e o gráfico do fator de compressão nestas saídas em função de $\Delta\theta$. Na figura 4.11, a linha contínua em “1” serve apenas de referência deste modo, os valores abaixo desta linha indicam que o pulso sofreu um alargamento temporal, os valores acima indicam uma compressão temporal e os pontos onde as curvas CF_1 e CF_2 interceptam a linha de referência mostram que o pulso manteve sua largura.

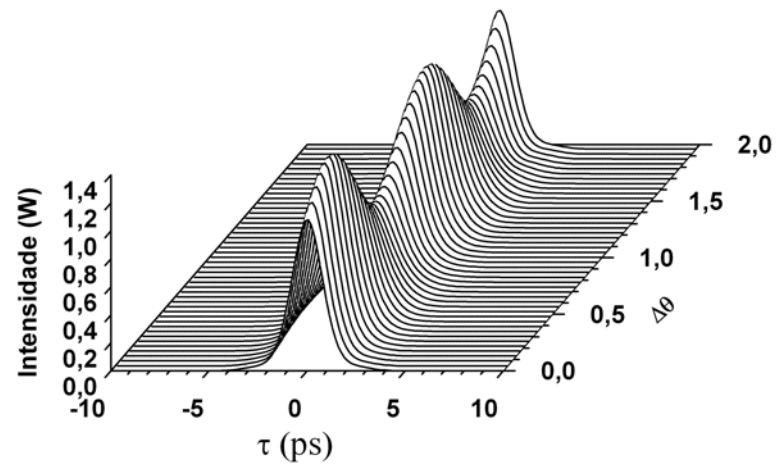


Figura 4.9 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$.

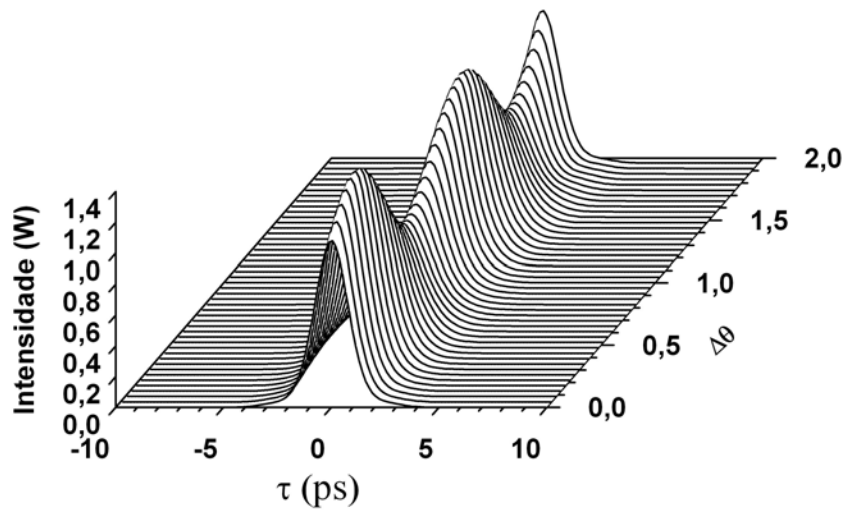


Figura 4.10 - Forma dos pulsos na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$.

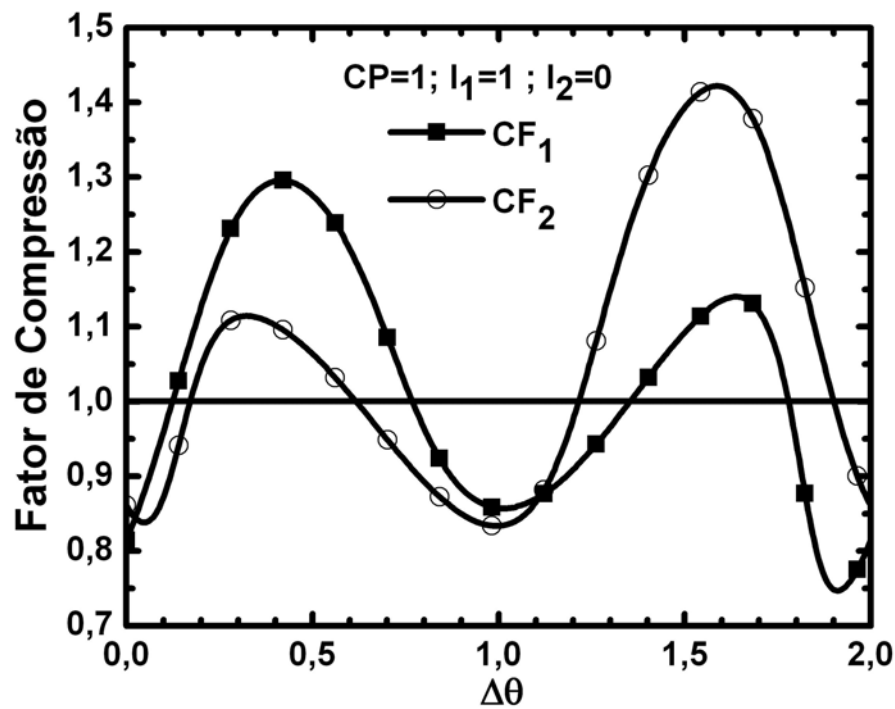


Figura 4.11 - Fator de compressão do pulso nas saídas O_1 (CF_1) e O_2 (CF_2) do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$.

Observando as formas dos pulsos propagados, figuras 4.9 e 4.10, juntamente com o gráfico 4.11, percebemos que no início ambos os pulsos alargam, sendo que o pulso na saída O_1 comprime mais rapidamente até que em $\Delta\theta = 0,416$ atinge sua compressão máxima, com $CF_1 = 1,295$. Com o aumento de $\Delta\theta$, o pulso apresenta um comportamento oscilante, alargando e comprimindo até que, em $\Delta\theta = 1,918$, atinge seu alargamento máximo com $CF_1 = 0,746$. Na saída O_2 , no início, o pulso continua alargando até $\Delta\theta = 0,050$ e, logo após, segue uma trajetória ascendente no sentido de comprimir-se até $\Delta\theta = 0,310$ e, posteriormente, seguido por uma sequência de alargamentos e compressões, atingindo seu alargamento máximo em $\Delta\theta = 0,993$ com $CF_2 = 0,833$ e sua compressão máxima em $\Delta\theta = 1,587$ com $CF_2 = 1,421$. Para a fase $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 0,63\pi$, temos $CF_1 = 1,169$ e $CF_2 = 0,990$, indicando que o pulso na saída O_1 sofreu uma compressão em torno de 14,46%, enquanto que o pulso da saída O_2 praticamente não se modificou. Para a fase $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 1,81\pi$, temos $CF_1 = 0,911$ e $CF_2 = 1,175$, indicando que o pulso na saída O_1 sofreu um alargamento em torno de 9,77%, enquanto que o pulso da saída O_2 sofreu uma compressão em torno de 14,89%. Uma outra informação interessante é que, ao longo de sua propagação os pulsos não apresentaram quebras nem satélites.

A figura 4.12 apresenta os resultados obtidos para o dispositivo operando na condição $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$. Novamente notamos a semelhança entre o comportamento do dispositivo operando no regime CW e pulsado, existindo mais uma vez diferenças somente nos valores das magnitudes de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$. O caso pulsado, em comparação com a figura 3.6, apresenta, no início, com $0 \leq \Delta\theta < 0,33$, e final da propagação, com $1,66 < \Delta\theta \leq 2$, magnitudes de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$, em módulo, relativamente maiores, aproximadamente 1dB, que as apresentadas para o caso CW. Para os demais valores de $\Delta\theta$, fora dos limites acima apresentados, todas as magnitudes de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ são menores.

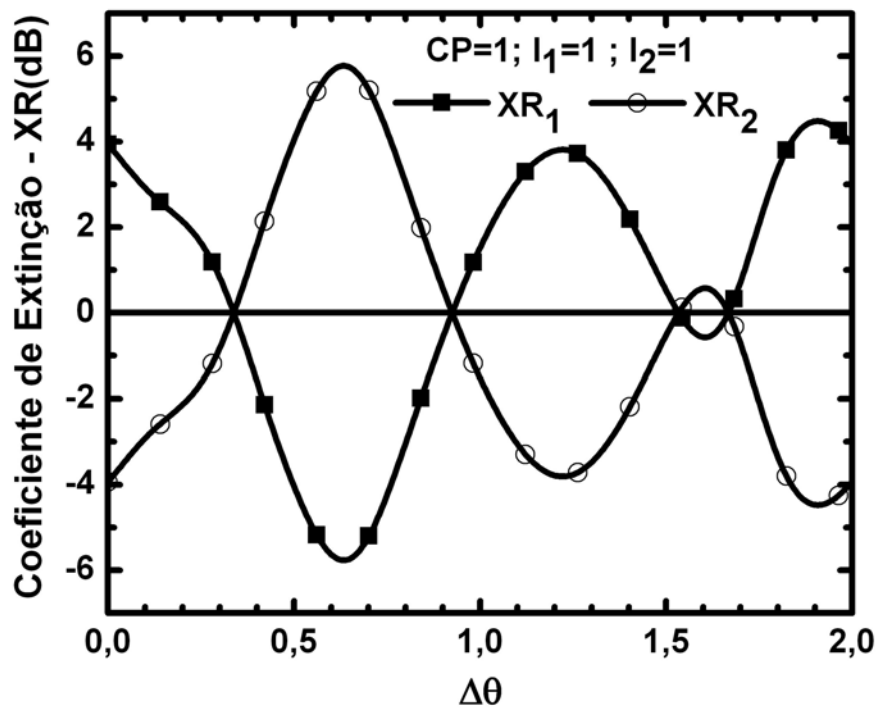


Figura 4.12 - $XR1$ (dB) e $XR2$ (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura.

As figuras 4.13, 4.14 e 4.15 exibem respectivamente a forma do pulso nas saídas O_1 e O_2 bem como o gráfico do fator de compressão dos pulsos nestas saídas em função de $\Delta\theta$. A partir do gráfico 4.15, podemos verificar que os pulsos, em toda a extensão de $\Delta\theta$, sofrem compressões temporais para ambas as saídas.

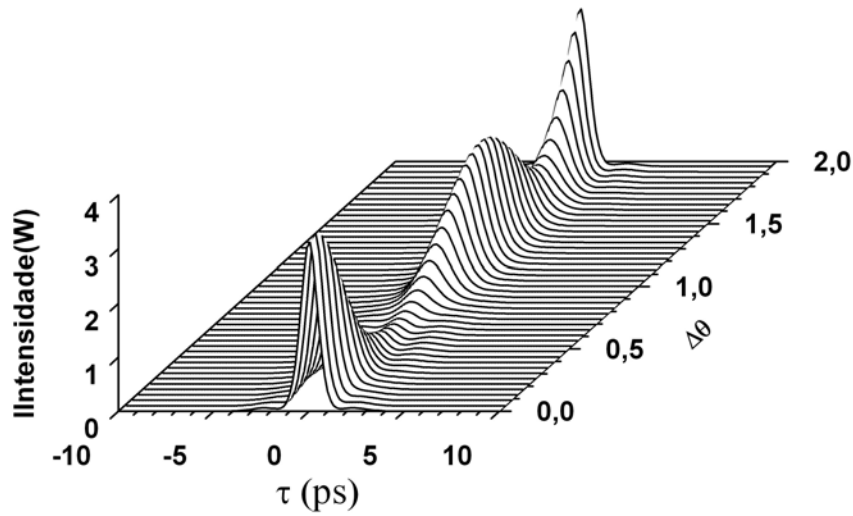


Figura 4.13 - Forma dos pulsos na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$.

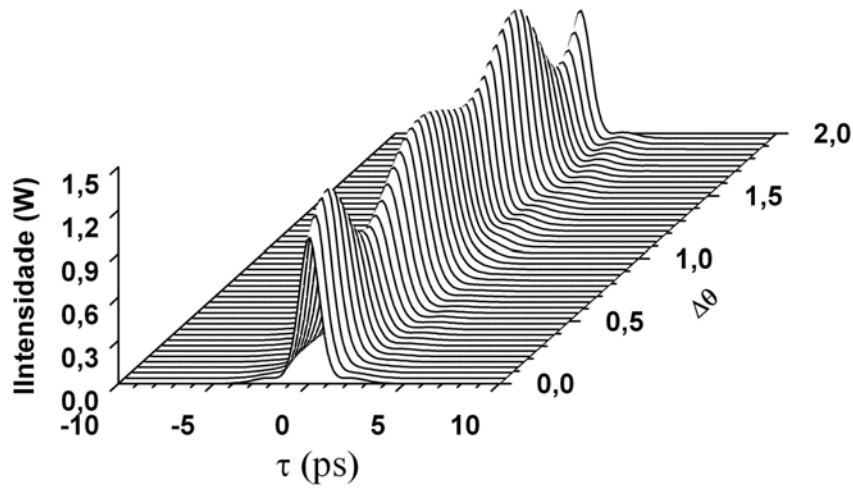


Figura 4.14 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$.

Observando as figuras 4.13 e 4.15, verificamos que os pulsos na saída O_1 sofrem uma forte compressão no início (com $CF_1 = 1,937$ para $\Delta\theta = 0,03$) e no final da propagação (com $CF_1 = 1,923$ para $\Delta\theta = 2$). Já no intervalo de $0,7 \leq \Delta\theta \leq 1,7$ o gráfico de CF_1 indica compressões que variam entre 23,14% e 3,29%. Para $0 \leq \Delta\theta \leq 0,7$ (com $1,923 \leq CF_1 \leq 1,321$) e $1,80 \leq \Delta\theta \leq 2$ (com $1,362 \leq CF_1 \leq 1,923$), notamos o aparecimento de pequenos pulsos satélites, porém a forma dos pulsos é mantida, tendo em vista que não ocorrem efeitos de quebras.

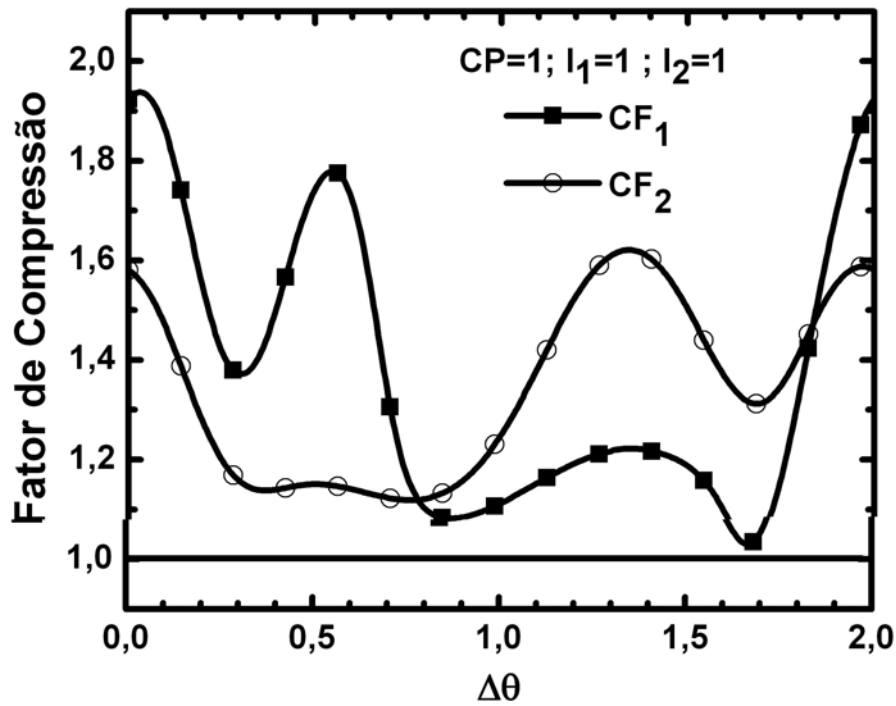


Figura 4.15 - Fator de compressão do pulso nas saídas O_1 e O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$.

Observando as figuras 4.14 e 4.15, novamente o pulso sofre uma forte compressão, no início com $CF_2 = 1,580$ em $\Delta\theta = 0$, que vai diminuindo até que em $0,3 \leq \Delta\theta \leq 0,9$ esta compressão fica relativamente estabilizada em 13,04%. Em seguida, o fator de compressão volta a crescer até atingir seu valor máximo com $CF_2 = 1,620$ em $\Delta\theta = 1,34$, a partir deste ponto o fator de compressão decresce, até $CF_2 = 1,312$ em $\Delta\theta = 1,68$, e novamente ascende até atingir $CF_2 = 1,583$ em $\Delta\theta = 2$. Na saída O_2 , a partir de $\Delta\theta \geq 1,1$, o aparecimento de pulso satélites começa a ser mais evidente, mesmo assim não ocorrem efeitos de quebras. Para as fases utilizadas na implementação das portas lógicas, temos $CF_1 = 1,611$ e $CF_2 = 1,134$ para $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 0,63\pi$, o que correspondem a uma compressão de 37,93% e 11,82% respectivamente. Para $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi = 1,81\pi$, temos $CF_1 = 1,377$ e $CF_2 = 1,433$, o que correspondem a uma compressão de 27,38% e 30,22% respectivamente.

Por fim, as figuras 4.16 e 4.17 agrupam o comportamento de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ variando com $\Delta\theta$, para cada seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0), (1;1), considerando $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$.

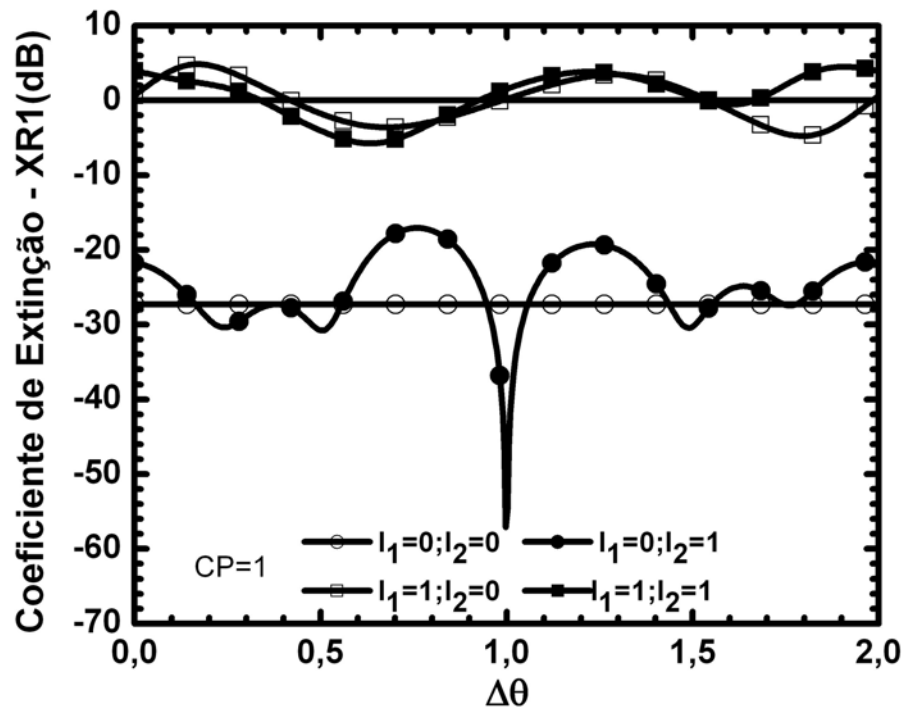


Figura 4.16 - XR1 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura, $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ para a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0; 0), (0; 1), (1; 0), (1; 1).

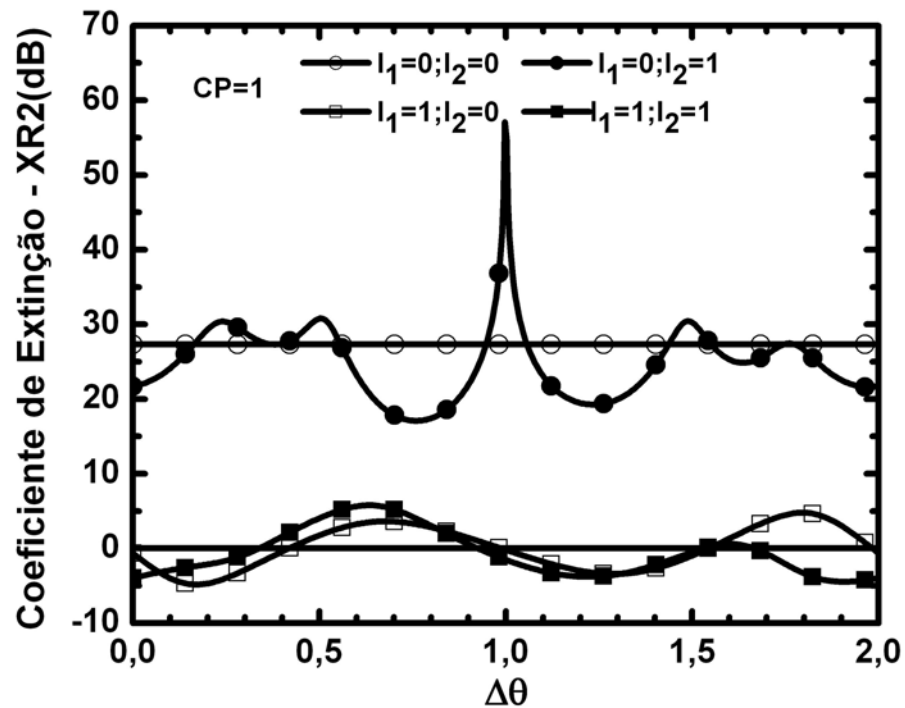


Figura 4.17 - XR2 (dB) em função de $\Delta\theta$ obtidos a partir das soluções numéricas das equações 4.7a - 4.7c com pulsos na forma de sóliton fundamental com 2ps de largura, $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ para a seqüência de combinações para I_1 e I_2 iguais a (0; 0), (0; 1), (1; 0), (1; 1).

Comparando os gráficos 4.16 e 4.17 com os seus similares para operação CW, dados nas figuras 3.7 e 3.8, notamos que existem similaridades e que as diferenças estão relacionadas às magnitudes de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ que são maiores para o caso CW, sendo que no caso pulsado, os gráficos apresentaram um comportamento mais suave, notadamente para o caso $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$, onde a incidência de picos foi reduzida a uma única aparição.

A seguir, analisaremos as combinações para $CS=0$. Para estes casos, $\Delta\Phi$ não atua sob o sinal de controle, logo, para qualquer fase $\Delta\Phi$ aplicada ao CS, teremos nas saídas O_1 e O_2 sempre valores de energia $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ constantes. Do ponto de vista da lógica booleana, significa que os valores de $XR1(\text{dB})$ e $XR2(\text{dB})$ serão sempre “0” ou “1”, dependendo das combinações apresentadas na tabela 3.2 (página 52, capítulo 3).

Para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0(\Delta\Phi); 0; 0) = (0; 0; 0)$, teremos as saídas triviais para O_1, O_2 . A combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 0; 1)$ não se mostrou útil para nossos objetivos, tendo em vista que 99.80% de toda a energia do acoplador é chaveada para a saída O_{CS} , a qual não é utilizada para a implementação das portas lógicas.

Na condição em que $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 0)$, temos que 99,87% da energia aplicada à entrada do acoplador é transferida para a saída O_1 , ficando o restante dividido entre as saídas O_2 e O_{CS} . As figuras 4.18 e 4.19 mostram a forma dos pulsos para as saídas O_1 e O_2 em função de $\Delta\theta$. O fator de compressão, calculado numericamente, para o pulso na saída O_1 , retorna um valor constante $CF_1 = 0,684$, indicando que o pulso sofreu um alargamento temporal de 46,20% ao longo de todos os valores de $\Delta\theta$. Pela figura 4.18, percebemos que ao longo da propagação, os pulsos não apresentam quebras ou satélites. A partir dos valores das frações de energia nas saídas O_1 e O_2 , temos as magnitudes de +32,35dB para $XR1(\text{dB})$ e -32,35dB para $XR2(\text{dB})$, que correspondem às saídas lógicas “1” e “0” (zero), respectivamente, para quaisquer valores de $\Delta\theta$. Pela figura 4.19, verificamos que na saída O_2 não há a ocorrência de pulsos.

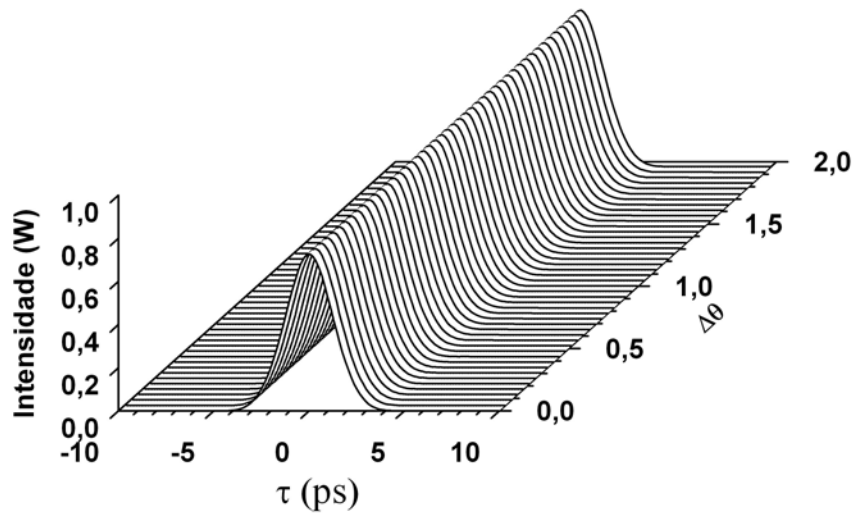


Figura 4.18 - Forma do pulso na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 0)$.

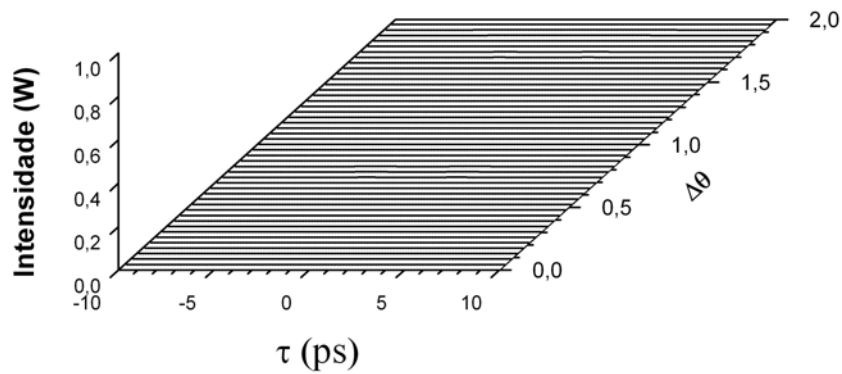


Figura 4.19 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 0)$.

Finalmente, para a condição $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 1)$, temos que 53,39% da energia aplicada às entradas do acoplador é transferida para a saída O_1 , 46,48% é transferida para a saída O_{CS} , ficando o restante para saída O_2 . As figuras 4.20 e 4.21 mostram a forma dos pulsos para as saídas O_1 e O_2 em função de $\Delta\theta$. O fator de compressão, calculado numericamente, para os pulsos na saída O_1 , retorna um valor constante $CF_1 = 0,813$, indicando que o pulso sofreu um alargamento temporal de 23%. De forma similar ao caso anterior os pulsos na saída O_1 , figura 4.20, não apresentam quebras ou satélites. Novamente, a partir dos

valores das frações de energia nas saídas O_1 e O_2 , encontramos +26,13 dB para $XR1(\text{dB})$ e -26,13 dB para $XR2(\text{dB})$, que correspondem às saídas lógicas “1” e “0” (zero), respectivamente, para quaisquer valores de $\Delta\theta$. Pela figura 4.21, verificamos que na saída O_2 não há a ocorrência de pulsos.

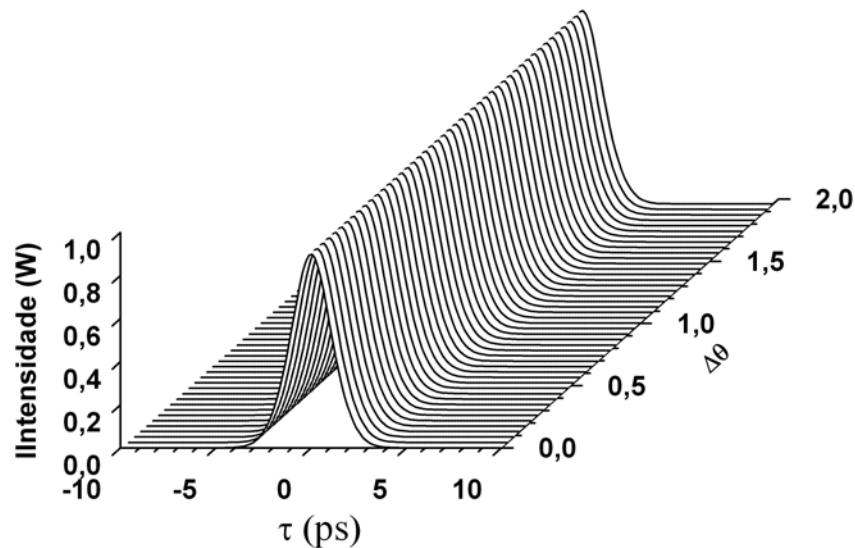


Figura 4.20 - Forma do pulso na saída O_1 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 1)$.

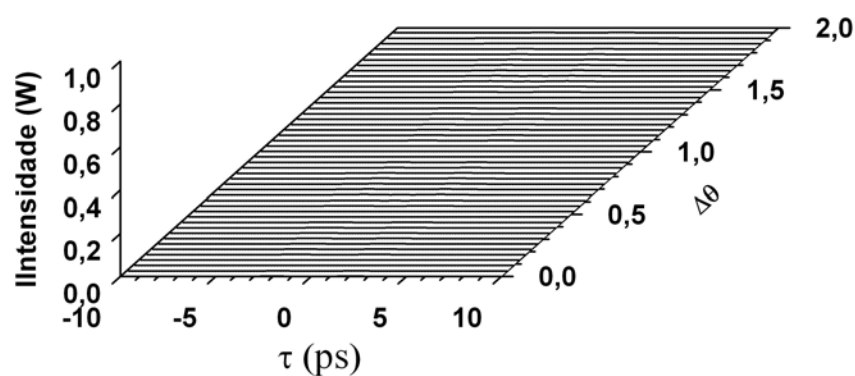


Figura 4.21 - Forma do pulso na saída O_2 do acoplador, para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 1)$.

Considerando as condições apresentadas para $CS=1(\Delta\Phi=\Delta\theta\pi)$ e $CS=0$, poderemos efetivar um conjunto de portas lógicas, bastando para isso alterar o sinal de controle de acordo

com a necessidade de se implementar uma determinada porta ou ainda melhorar o desempenho da mesma.

4.4. Tabelas Verdades Para as Portas Implementadas

Com base nos dados acima apresentados, agrupamos os resultados em tabelas verdades. Para implementação das portas lógicas, selecionamos as mesmas fases aplicadas ao sinal de controle operando com o sinal CW. Esta seleção está relacionada com dois fatores: o primeiro, que buscamos as maiores magnitudes para o coeficiente de extinção, quando queremos nível lógico “1”, ou as menores, quando queremos nível lógico “0” zero; o segundo, que os gráficos levantados para pulsos solitônicos apresentaram um comportamento parecido com os levantados para CW, diferenciando no fato de que as variações para sinais solitônicos foram mais suaves e apresentaram magnitudes de $XR_1(\text{dB})$ e $XR_2(\text{dB})$ relativamente menores. A tabela 4.1 apresenta portas lógicas AND e NAND implementadas considerando $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,00175) -26,07dB 0	(0,70949) +26,07dB 1
1	1	0	(0,50139) -4,73dB 0	(1,49211) +4,73dB 1
1	1	1	(1,10662) +3,58dB 1	(0,48492) -3,58dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 4.1 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de soliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;0) = 0,00037$, $O_{CS}(0;1) = 1,28876$, $O_{CS}(1;0) = 0,00650$ e $O_{CS}(1;1) = 1,40846$.

A tabela 4.2 exhibe as portas lógicas AND e XOR para $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ ao passo que a tabela 4.3 exhibe uma porta OR para $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$. Em ambos os casos, consideramos $CS=0$ para $(I_1; I_2) = (0; 0)$.

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00175) -26,07dB 0	(0,70949) +26,07dB 1
1	1	0	(0,50139) -4,73dB 0	(1,49211) +4,73dB 1
1	1	1	(1,10662) +3,58dB 1	(0,48492) -3,58dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 4.2 - Tabela lógica com (CS; I₁; I₂) = (0; 0; 0) e CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que O_{CS} (0;1) = 1,28876, O_{CS} (1;0) = 0,00650 e O_{CS} (1;1) = 1,40846.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00683) -20,79dB 0	(0,82098) +20,79dB 1
1	1	0	(0,61445) -3,48dB 0	(1,37178) +3,48dB 1
1	1	1	(0,22744) -5,77dB 0	(0,85881) +5,77dB 1
			----	OR Gate

Tabela 4.3 - Tabela lógica com (CS; I₁; I₂) = (0; 0; 0) e CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0), (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que O_{CS} (0;1) = 1,17219, O_{CS} (1;0) = 0,01377 e O_{CS} (1;1) = 1,91375.

As tabelas 4.4, 4.5 e 4.6 exibem um conjunto de portas lógicas NOT, tendo como referência a entrada I_1 . Para as fases $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$, $CS=1(\Delta\Phi=1,28\pi)$ e $CS=1(\Delta\Phi=0,63\pi)$ consideramos as entradas I_1 e I_2 iguais a (0;0) e (0;1) ao passo que para $CS=0$ consideramos as entradas I_1 e I_2 iguais a (1;0) e (1;1).

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ ^(*) XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,00175) -26,07dB 0	(0,70949) +26,07dB 1
0	1	0	(0,99878) +32,35dB 1	(0,000581) -32,35dB 0
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 4.4 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,81\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CS=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;0) = 0,00037$, $O_{CS}(0;1) = 1,28876$, $O_{CS}(1;0) = 0,000639$ e $O_{CS}(1;1) = 0,92960$. A saída O_2 ^(*) tem como referência a entrada I_1 .

			$\Delta\Phi=1,28\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ ^(*) XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,01364) -19,56dB 0	(1,23504) +19,56dB 1
0	1	0	(0,99878) +32,35dB 1	(0,000581) -32,35dB 0
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 4.5 - Tabela lógica com $CS=1(\Delta\Phi=1,28\pi)$ para a sequência de combinações (0;0) e (0;1) e $CS=0$ para a sequência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;0) = 0,00037$, $O_{CS}(0;1) = 0,75132$, $O_{CS}(1;0) = 0,000639$ e $O_{CS}(1;1) = 0,92960$. A saída O_2 ^(*) tem como referência a entrada I_1 .

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ ^(*) XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,00683) -20,79dB 0	(0,82098) +20,79dB 1
0	1	0	(0,99878) +32,35dB 1	(0,000581) -32,35dB 0
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			----	NOT Gate

Tabela 4.6 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a seqüência de combinações (0;0) e (0;1) e CS=0 para a seqüência (1;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos O_{CS} (0;0) = 0,00037, O_{CS} (0;1) = 1,17219, O_{CS} (1;0) = 0,000639 e O_{CS} (1;1) = 0,92960 A saída O_2 (*) tem como referência a entrada I₁.

As tabelas 4.7 e 4.8 exibem portas lógicas AND e NAND para CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) e CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) com I₁ e I₂ iguais a (0;0), (0,1) e (1,0), ficando (I₁; I₂) = (1;1) com CS=0,

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I ₁	I ₂	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,00175) -26,07dB 0	(0,70949) +26,07dB 1
1	1	0	(0,50139) -4,73dB 0	(1,49211) +4,73dB 1
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 4.7 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) para a seqüência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e CS=0 para a seqüência (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que O_{CS} (0;0) = 0,00037, O_{CS} (0;1) = 1,28876, O_{CS} (1;0) = 0,00065 e O_{CS} (1;1) = 0,92960.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
1	0	0	(0,00185) -27,31dB 0	(0,99778) +27,31dB 1
1	0	1	(0,00683) -20,79dB 0	(0,82098) +20,79dB 1
1	1	0	(0,61445) -3,48dB 0	(1,37178) +3,48dB 1
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			AND Gate	NAND Gate

Tabela 4.8 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a sequência de combinações (0;0), (0;1), (1;0) e CS=0 para a sequência (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;0) = 0,00037$, $O_{CS}(0;1) = 1,17219$, $O_{CS}(1;0) = 0,01377$ e $O_{CS}(1;1) = 0,92960$.

As tabelas 4.9 e 4.10 exibem portas lógicas AND e XOR com as entradas I_1 e I_2 iguais a (0;0) e (1;1) para CS=0, e para CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) e CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) com as entradas I_1 e I_2 iguais a (0;1) e (1;0).

			$\Delta\Phi=1,81\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00175) -26,07dB 0	(0,70949) +26,07dB 1
1	1	0	(0,50139) -4,73dB 0	(1,49211) +4,73dB 1
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 4.9 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=1,81\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0) e CS=0 para a sequência (0;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;1) = 1,28876$, $O_{CS}(1;0) = 0,00065$ e $O_{CS}(1;1) = 0,9296$.

			$\Delta\Phi=0,63\pi$	
CS ($\Delta\Phi$)	I_1	I_2	O ₁ XR ₁ (dB)	O ₂ XR ₂ (dB)
0	0	0	0	0
1	0	1	(0,00683) -20,79dB 0	(0,82098) +20,79dB 1
1	1	0	(0,61445) -3,48dB 0	(1,37178) +3,48dB 1
0	1	1	(1,06780) +26,13dB 1	(0,00260) -26,13dB 0
			AND Gate	XOR Gate

Tabela 4.10 - Tabela lógica com CS=1($\Delta\Phi=0,63\pi$) para a sequência de combinações (0;1), (1;0) e CS=0 para a sequência (0;0) e (1;1) e pulsos com 2ps de largura, na forma de sóliton fundamental. Temos que $O_{CS}(0;1) = 1,17219$, $O_{CS}(1;0) = 0,01377$ e $O_{CS}(1;1) = 0,92960$,

4.5. Figura de Mérito: FOMELG (dB).

Com o mesmo objetivo proposto na seção 3.5 (página 64, capítulo 3), definimos a figura de mérito para portas lógicas (FOMELG (dB)) de acordo com as equações (3.8a – 3.8b). Assim para o caso do acoplador triplo operando com sinal solitônico, temos:

Porta Lógica (Logic Gate)	Sinal de Controle (CS)	Fase ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$)	FOMELG (dB) Sóliton (2ps)
AND	1110	1,81 π	84,24 dB
		0,63 π	77,71 dB
	0110	1,81 π	56,93 dB
		0,63 π	50,40 dB
	1111	1,81 π	61,69 dB
NAND	0111	1,81 π	34,38 dB
	1110	1,81 π	84,24 dB
		0,63 π	77,71 dB
XOR	1111	1,81 π	61,69 dB
	0110	1,81 π	56,93 dB
		0,63 π	50,40 dB
	0111	1,81 π	34,38 dB

Porta Lógica (Logic Gate)	Sinal de Controle (CS)	Fase ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$)	FOMELG (dB) Sóliton (2ps)
NOT	1100	$1,81\pi$	111,86 dB
		$1,28\pi$	105,35 dB
		$0,63\pi$	106,58 dB
OR	0111	$0,63\pi$	30,04 dB

Tabela 4.11 - Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas: FOMELG (dB).

Similarmente ao caso CW, a partir da análise da figura de mérito (FOMELG (dB)), para combinações (CS; I_1 ; I_2) semelhantes, verificamos que as portas lógicas (AND, NAND, XOR e NOT) implementadas com a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ apresentaram um melhor desempenho do que as mesmas portas para a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$. Relativo à porta NOT, ao contrário do caso CW, a porta implementada com a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ é levemente melhor que a implementada com a fase $\Delta\Phi=1,28\pi$.

4.6. Conclusões do Capítulo

Utilizando o acoplador proposto e apresentado no capítulo anterior operando com pulsos na forma de sóliton fundamental, com 2ps de largura, realizamos uma investigação numérica com o objetivo de implementar portas lógicas totalmente ópticas. Em nosso estudo, consideramos a influência dos efeitos da dispersão de velocidade de grupo (β_2) e que o acoplador é constituído por fibras idênticas, sob todos os aspectos, com não linearidade descrita pelo efeito Kerr, sendo desconsiderados as perdas e ganhos.

Selecionamos as mesmas fases aplicadas ao sinal de controle no caso CW, já que, no caso pulsado, estas fases apresentaram os melhores valores para o coeficiente de extinção, além de podermos comparar o comportamento do dispositivo operando com onda contínua (CW) ou com sinais pulsados (2ps). Um outro fator é que poderemos também comparar, de modo bastante geral, o acoplador sugerido nesta dissertação com um acoplador duplo assimétrico estudado por nosso grupo de pesquisa do LOCEM, que também opera com sinais solitônicos de 2ps de largura.

Similarmente ao caso CW, conseguimos efetivar portas lógicas AND, NAND, OR, XOR e NOT. Com o sinal de controle fixo em 1($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$), somente a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$

proporcionou a efetivação de portas lógicas AND e NAND e, da mesma forma, variando o sinal de controle ($CS=1$ ou $CS=0$), a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ proporcionou o maior número de portas lógicas (AND, NAND, OR, XOR e NOT), seguida da fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ (AND, NAND, XOR e NOT) e, finalmente, a fase $\Delta\Phi=1,28\pi$ (NOT). A porta AND foi a lógica mais implementada, com seis possibilidades distintas de implementação, de acordo com as variações do sinal de controle, seguida das portas NAND e XOR, com três possibilidades. Do mesmo modo, a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ foi a única a implementar a porta OR, ao passo que a porta NOT foi a única que pôde ser efetivada com as três fases selecionadas.

Em relação ao fator de compressão nas saídas do acoplador, verificamos que para a combinação com $CS=0$, sempre ocorrem alargamentos temporais, assim para $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 0)$, os pulsos alargam em torno 46,20%, ao passo que para a combinação $(CS; I_1; I_2) = (0; 1; 1)$, os pulsos alargam por volta de 23%, mas em ambos os casos os pulsos não apresentam quebras ou satélites.

Para a condição com $CS = 1(\Delta\Phi)$, os pulsos, dependendo do valor de $\Delta\Phi = \Delta\theta\pi$, sofrem alargamentos ou compressões temporais. De um modo geral, para $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 0)$, os pulsos na saída O_2 sofrem alargamento em torno de 39,63%, para quaisquer que sejam as fases $\Delta\Phi$ aplicadas ao sinal de controle. Para $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 0; 1)$, a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$ sofre um alargamento em torno de 23,30%, a fase $\Delta\Phi=1,28\pi$ sofre um alargamento em torno de 7,29% e $\Delta\Phi=1,81\pi$ sofre uma compressão de apenas 1,94%. Para $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 0)$, com $\Delta\Phi=0,63\pi$ os pulsos na saída O_1 sofrem compressão em torno de 14,46% e, na saída O_2 , praticamente não se altera. No entanto, para $\Delta\Phi=1,81\pi$, temos um alargamento em torno de 8,9% na saída O_1 e uma compressão de 14,89% na saída O_2 . Para as três condições anteriores, os pulsos não apresentam quebras ou satélites. Para $(CS; I_1; I_2) = (1(\Delta\Phi); 1; 1)$, todos os pulsos sofrem compressões em ambas as saídas, principalmente no início e final da propagação. Esta condição foi a única situação onde verificamos a presença de pulsos satélite.

Comparando o acoplador sugerido nesta dissertação com um acoplador duplo assimétrico, operando com um pulso solitônico com 2ps de largura, estudado por nosso grupo de pesquisa do LOCEM, percebemos que o acoplador triplo proposto gera um número de portas lógicas (AND, NAND, OR, XOR e NOT) maior que o duplo assimétrico (AND, OR e

XOR). Comparando as portas semelhantes, a exceção da porta OR, o acoplador triplo gerou melhores portas, do ponto de vista da análise da FOMELG (dB), que as propostas pelo acoplador duplo.

Considerando a figura de mérito (FOMELG (dB)), para o acoplador triplo, a partir de combinações (CS; I_1 ; I_2) semelhantes, as portas lógicas implementadas com a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ apresentaram um melhor desempenho do que as mesmas portas para as demais fases.

CAPÍTULO 5

Conclusões Gerais e perspectivas futuras.

Foi observado que para um conjunto de fases aplicadas ao sinal de controle ($\Delta\Phi=1,81\pi$, $\Delta\Phi=0,63\pi$ e $\Delta\Phi=1,28\pi$) foi possível implementar as lógicas AND, NAND, OR, XOR e NOT em ambos os regimes de operação.

Com o objetivo de compararmos o desempenho das portas lógicas, em ambos os regimes de operação sugeridos para o dispositivo, mais uma vez utilizamos a figura de mérito definida pelas equações (3.8a – 3.8b). A tabela a seguir mostra as magnitudes para a FOMELG (dB), considerando as combinações utilizadas para o sinal de controle.

Porta Lógica (Logic Gate)	Sinal de Controle (CS)	Fase ($\Delta\Phi=\Delta\theta\pi$)	FOMELG (dB) CW	FOMELG (dB) Sóliton (2ps)
AND	1110	$1,81\pi$	103,00 dB	84,24 dB
		$0,63\pi$	88,50 dB	77,71 dB
	0110	$1,81\pi$	70,31 dB	56,93 dB
		$0,63\pi$	55,81 dB	50,40 dB
	1111	$1,81\pi$	70,16 dB	61,69 dB
	0111	$1,81\pi$	37,47 dB	34,38 dB
NAND	1110	$1,81\pi$	103,00 dB	84,24 dB
		$0,63\pi$	88,50 dB	77,71 dB
	1111	$1,81\pi$	70,16 dB	61,69 dB
XOR	0110	$1,81\pi$	70,31 dB	56,93 dB
		$0,63\pi$	55,81 dB	50,40 dB
	0111	$1,81\pi$	37,47 dB	34,38 dB
NOT	1100	$1,81\pi$	132,43 dB	111,86 dB
		$1,28\pi$	121,13 dB	105,35 dB
		$0,63\pi$	121,00 dB	106,58 dB
OR	0111	$0,63\pi$	31,75 dB	30,04 dB

Tabela 5.1 - FOMELG (dB): Tabela resumo do parâmetro figura de mérito para portas lógicas nos regimes de operação CW e solitônico (2ps).

Em ambos os regimes de operação, a porta AND foi a lógica mais implementada, seguida das lógicas NAND e XOR e sendo a porta OR gerada somente para a fase $\Delta\Phi=0,63\pi$. A porta NOT foi a única lógica implementada para as três fases analisadas. Comparando combinações (CS; I_1 ; I_2) e portas lógicas semelhantes, as portas geradas com a fase $\Delta\Phi=1,81\pi$ apresentaram um melhor desempenho.

Do ponto de vista da análise da FOMELG (dB), o acoplador triplo operando com sinal CW apresentou, para todas as fases analisadas, uma performance melhor que o acoplador operando em regime pulsado.

Comparando o acoplador triplo sugerido nesta dissertação com o acoplador duplo assimétrico estudado por nosso grupo de pesquisa no LOCEM, o acoplador triplo gerou além das portas AND, OR e XOR, também geradas pelo acoplador duplo, as portas NOT e NAND. Comportamento similar ocorre com o acoplador triplo operando com sinal pulsado, exceto para a porta OR, onde o acoplador duplo obteve uma melhor FOMELG (dB).

Pretendemos dar continuidade a este trabalho estudando:

- O acoplador triplo planar com vários perfis de assimetria aplicados aos guias, com o objetivo de gerar além das lógicas apresentadas, as lógicas NXOR e NOR.
- O Acoplador duplo e triplo planar simétrico, ou assimétrico, para construção de matrizes de acoplamento.
- O acoplador triplo na configuração triangular simétrica e assimétrica, para geração de portas lógicas.
- Verificar o comportamento destes acopladores com a inserção de redes de Bragg, em um, ou mais guias do acoplador.

- O Acoplador duplo e triplo planar simétrico, ou assimétrico, com PPM (Modulação por Posição do Pulso), com PAM (Modulação por Amplitude do Pulso) e com XPM (Modulação de Fase Cruzada).

REFERÊNCIAS

- [1] AGRAWAL, G. P., *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York, 2001.
- [2] TEKIPPE, V. J., *Fiber Integ. Opt.* 9, 97 (1990).
- [3] GRENN, P. E., *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. 1993, Chap. 3.
- [4] HECHT, J., *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. 1999, Chap. 15.
- [5] GHATAK, A. K. and THYAGARAJAN, K., *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, New York, 1999, Chap. 17.
- [6] CHIANG, K. S., *Opt. Lett.* 20(9) (1995), 997.
- [7] DROULIAS, S. and *et al.*, *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, *Opt. Comm.*, vol 240, pp. 209-219, 2004.
- [8] HANSEN, P. B., and *et al.*, *Opt. Commun.*, 119, 178, 1995.
- [9] MALOMED, B. A., *Phys. Rev. E.* 51, R.864, 1995.
- [10] MALOMED, B. A., and *et al.*, *Phys. Rev. E.* 53, 4084, 1996.
- [11] KAUP, D. J., and *et al.*, *Asymmetric solitons in mismatched dual-core optical fibers*, *J. Opt. Soc. Am B* vol14, pp 1199, 1997.
- [12] KAUP, D. J. and MALOMED, B. A., *J. Opt. Soc. Am. B.* 15, 2838, 1998.
- [13] AGRAWAL, G. P., *Nonlinear Fiber Optics*, third Edition, Academic Press, New York, 2001.
- [14] JENSEN, S. M., *The nonlinear coherent coupler*, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol QE-18, pp. 1580-1583, 1982.
- [15] PENG, G. D. and ANKIEWICZ, A., *Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber coupler*, *Int. J. Non. Opt. Phy.* 1, 135, 1992.
- [16] WILSON, J., and *et al.*, *Soliton switching in an erbium-doped nonlinear fiber coupler*, *Opt. Lett.*, 16, 1653, 1991.

- [17] MILLER, D. A. B., *Device requirements for digital optical processing in Digital Optical Computing*, Ed. R. A. Athale, SPIE Critical Reviews of Optical Science and Technology, CR35, 68, 1990,
- [18] ISLAM, M. N., and *et al.*, *J. Appl. Phys.* 71, 1927, 1992.
- [19] ISLAM, M. N., and *et al.*, Nonlinearity Near Half-Gap in Bulk and Quantum Well GaAs/AlGaAs Waveguides, to be published in Proc. Of the VIIth International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy, ed. A. Laubereau (Bristol, England: Adam Hilger).
- [20] Ho, S. T., and *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 59, 2558, 1991.
- [21] VILENEUVE, A., and *et al.*, *Nonlinear absorption processes at half the band gap in GaAs based semiconductors*, in Technical Digest on Nonlinear Guidedwave Phenomena, 1991, Optical Society of America, Washington, D.C., 1991), vol. 15, pp 222-5.
- [22] TSANG, H. K., and *et al.*, *Field dependent all-optical switching in GaAs quantum well waveguides operating beyond the to photon absorption limit*, in Technical Digest on Nonlinear Guidedwave Phenomena, 1991, Optical Society of America, Washington, D.C., 1991), vol. 15, pp Pd4-1-Pd4-4.
- [23] AITCHISON, J. S., and *et al.*, *Electron. Lett.*, 27, 1709, 1991.
- [24] ISLAM, M. N., *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*, Cambridge University Press, AT&T 1992.
- [25] STOLEN, R. H. and BJORKHOLM, J. E, *Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers*, IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 1062-1072, 1982.
- [26] SMITH, P. W., *R. Soc. London Ser. A*, 313, 349, 1984.
- [27] CHEN, Y., and *et al.*, *Twin core nonlinear couplers with gain and loss*, IEEE J. Quantum Electron. Vol 28, pp. 239-245, 1992.
- [28] PHAM, A. T. and BINH, L. N., All-optical directional coupler two-input operation, *Int. Optoelectron.*, Vol.5, no 4, pp367-380, 1990,
- [29] PHAM, A. T. and BINH, L. N., *All-optical modulation and switching using a nonlinear-optical directional coupler*, *J. Opt. Soc. Amer. B*, Vol.8, no 9, pp1914-1931, 1991.
- [30] VALKERING, T. P., and *et al.*, *Opt. Commun.*, 159, 215-220, 1999.
- [31] VALKERING, T. P., and *et al.*, *Physica D*, 123, 223-234, 1998.
- [32] CHU. P. L., and *et al.*, *J Opt. Soc Am. B*, 10, 1379-1385, 1993.
- [33] TRILLO, S., and *et al.*, *Opt. Lett.* 13,672, 1988.
- [34] KITAYAMA, K. and WANG, S., *Appl. Phys. Lett*, 43, 17, 1983
- [35] KIVSHAR, Y. S., *Opt. Lett.* 18, 7, 1993.
- [36] AKHMEDIEV, N. N. and ANKIEWICZ, A., *Phys. Rev. Lett.* 70, 2395, 1993.

- [37] AKHMEDIEV, N. and SOTO-CRESPO, J. M., *Phys. Rev. E*, 49, 4519, 1994.
- [38] CHU, P. L., and *et al.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, 898, 1995.
- [39] WEINER, A. M., and *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.* 25, 2648, 1989.
- [40] AKHMEDIEV, N. and ANKIEWICZ, A., *Solitons Nonlinear Pulses and Beams*, Chapman & Hall, London, 1997.
- [41] CHIANG, K. S., *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, 1437, 1997.
- [42] CHIANG, K. S., *IEEE J. Quantum Electron.*, 33, 950, 1997.
- [43] SHUM, P., and *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 79, 1999.
- [44] RAMOS, P. M. and PAIVA, C. R., *IEEE J. Quantum Electron.*, 35, 983, 1999.
- [45] BETTS, R. A., and *et al.*, *Nonlinear refractive index in erbium doped optical fiber*, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol 27, pp. 908-913, 1991.
- [46] ZANG, D. Y. AND FOREST, S. R., *Crystalline organic semiconductor optical directional couplers and switches using an index matching layer*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol 4, pp. 365-368, 1992.
- [47] SOMBRA, A. S. B., *Bistable pulse collisions of the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation*, *Opt. Comm.*, vol. 94, pp. 92-98, 1992.
- [48] NOBREGA, K. Z. and SOMBRA, A. S. B., *Optimum self phase modulation profile for nonlinear transmission recovery in twin core optical couplers with loss*, *Opt. Comm.*, vol 151, pp. 31-34, 1998.
- [49] CASTRO, F. M., and *et al.*, *Controlling all-optical in multicore nonlinear couplers*, *Opt. Comm.* Vol 226, pp 199-204, 2003.
- [50] DEERING, W. D., and *et al.*, *Directional Couplers with linear and nonlinear elements*, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, No. 20, 2471-2473, 1993.
- [51] ATAI, J. AND MALOMED, B. A., *Stability and interactions of solitons in asymmetric dual core- optical waveguides*, *Opt. Comm.* Vol 221, pp 55-62, 2003.
- [52] GRIFFIN, R., and *et al.*, *Asymmetric multimode couplers*, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 9, No. 11, 1991.
- [53] MAK, W. C. K., and *et al.*, *Solitary waves in asymmetric coupled waveguides with quadratic nonlinearity*, *Opt. Comm.* Vol 154, pp 145-151, 1998.
- [54] MALOMED, B. A., and *et al.*, *Symmetric and asymmetric solitons in twin core nonlinear optical fibers*, *Phys. Rev. E*, vol 53 pp 4084-4091, 1996.
- [55] LOPEZ, F. A., and *et al.*, *Electrooptics*, Academic Press, 1994.
- [56] WANG, Y. and LIU, J., *IEEE Photonics Technology Letters*, 11, 72, 1999.

- [57] HATAMI-HANZA, H. and CHU, P. L., *Logic Operations in dispersion-mismatched nonlinear fibre couplers* , Opt. Comm. Vol 124,pp 90-94, 1996.
- [58] VUKOVIC, N. T., *Realization of all-optical ultrafast logic gates using triple core asymmetric nonlinear directional coupler* , Journal of optics communications, Vol. 22, No. 2, PP 59-63, 2001.
- [59] YANG, C. C., All-optical ultrafast logic gates that use asymmetric nonlinear directional couplers, Opt. Letters, v.16 pp1641-1643,1991.
- [60] YANG, C. C. and Wang, A. J. S., Asymmetric Nonlinear coupling and its applications to logic functions, IEEE. J. QE. 28, 28, 1992.
- [61] Boling, N. I., and *et al.*, *Empirical relationship for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids*, IEEE J. Quant. Elect., QE-14 pp 601-610, 1978.
- [62] LINES, M.E., *Oxide Glasses for fast photonic switching: a comparative study*, J.Appl. Phys., vol69, pp 6876-6884, 1991.
- [63] STEGMAN, G. I. and WRIGHT, E. M., *Opt. Quantum Electron* 22, 95, 1990,
- [64] DA SILVA, M. G. and SOMBRA, A. S. B., All-optical soliton switching in three-core nonlinear fiber couplers , Opt. Comm. Vol 145,pp 281-290, 1998.
- [65] VUKOVIC, N. T., and MILOVANOVIC, B., *Realization of full set logic gates for all-optical ultrafast switching*, IEEE, Telsiks 500-503, 2001.
- [66] FRIBERG. S. R., and *et al.*, *Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler*, *Optics Letters*, Vol. 13, pp. 904-906, 1988.
- [67] DONNELLY, J. P., and *et al.*, *Three-Guide Optical Couplers in GaAs* , IEEE Journal of Lightwave Technology, vol. LT-1, No. 2 , 1983.
- [68] SOTO-CRESPO, J. M. and WRIGHT, M., *All-optical switching of solitons ion two-and three-core fiber nonlinear directional couplers*, J. Appl., Vol. 70, pp 7240-7243, 1991.
- [69] BUAH, P. A., and *et al.*, *Numerical study of soliton switching in active three-core nonlinear fiber couplers*, IEEE J. Quantum Electron. 35, 79, 1999.
- [70] WANG, Y. and WANG, W., *Study of ultra-fast optical pulse propagation in a nonlinear directional coupler*, Appl. Phys.B , 2004.
- [71] FRIBERG. S. R., and *et al.*, *APPL. Phys. Lett.* 51, 1135, 1987.
- [72] WEINER, A. M., and *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron.*, 25, 2648, 1989.
- [73] RAMOS, P. M. and PAIVA, C. R., *J. Opt. Soc. Am. B*, 10, 1379, 1993.
- [74] CHU, P. L., and *et al.*, *J. Opt. Soc Am. B*, 10, 1379-1385, 1993.
- [75] GALLÉAS, W., and *et al.*, *Solitons wave in dielectric optical fibers*, Revista Brasileira de Ensino de Física, vol. 25, no. 3, Setembro, 2003.

APÊNDICE A.

ABORDAGEM NUMÉRICA: RUNGE-KUTTA.

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

$$y' = f(x, y) \quad (\text{A.1})$$

,ou seja, procuraram exprimir y_{i+1} em termos de y_i [1,2].

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

$$y_{i+1} = y_i + \sum_{j=1}^m a_j k_j \quad (\text{A.2})$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} K_1 = hf(x_i, y_i) \\ K_2 = hf(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_1}{2}) \\ K_3 = hf(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_2}{2}) \\ K_4 = hf(x_i + h, y_i + K_3) \end{array} \right. \quad (\text{A.3})$$

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4) \quad (\text{A.4})$$

Um ponto importante que devemos ressaltar quanto a este método de quarta ordem é que ele conduz as soluções bastante precisas, para um passo de amplitude relativamente grande, apesar de se tratar de um método de passo único.

Para conseguir as soluções de transmissão e as características de transmissão e chaveamento, utilizamos Runge-Kutta de quarta ordem e um método para obter os zeros da equação. A partir da união desses métodos, é possível solucionar as integrais elípticas ou similares.

REFERÊNCIAS.

- [1] PACITTI, T. and ATKINSON, C. P., *Programação e métodos computacionais*, editora Livros Técnicos e científicos S. A, volume 2, 2ª edição.
- [2] PRESS, W. H. and TEUKOLSKKY, S. A., *computers in Phys.* Vol 6, no. 2, 1992.

APÊNDICE B.

ACOPLAMENTO ENTRE GUIAS DIELÉTRICOS.

O guia de onda consiste de um meio dielétrico, com um índice de refração do núcleo da fibra sempre maior do que o índice da casca. Dentro do núcleo, o índice de refração pode ser homogêneo ou não, mas fora dele, consideramos constante. Podemos encontrar equações de onda para vários tipos de seções transversais de fibras. Na figura (B.1), assumimos uma distribuição quadrática para os índices de refração dos guias, supondo que estes se encontram isolados. A coordenada x é representada por uma direção transversal em relação às fibras. Considerando que os dois guias de onda se encontram um do lado do outro, o quadro do índice de refração do meio, onde os dois núcleos estão presentes, pode ser representado por [1-5]:

$$n^2 = (n_1^2 - n_3^2) + (n_2^2 - n_3^2) + n_3^2 \quad (\text{B.1})$$

onde n_1^2 e n_2^2 são os índices de refração dos núcleos, mostrados na figura (B.1). O índice n_3^2 é um valor constante, fora da região dos dois guias. A equação anterior representa uma distribuição do índice de refração, lembrando que, os dois núcleos não devem se sobrepor.

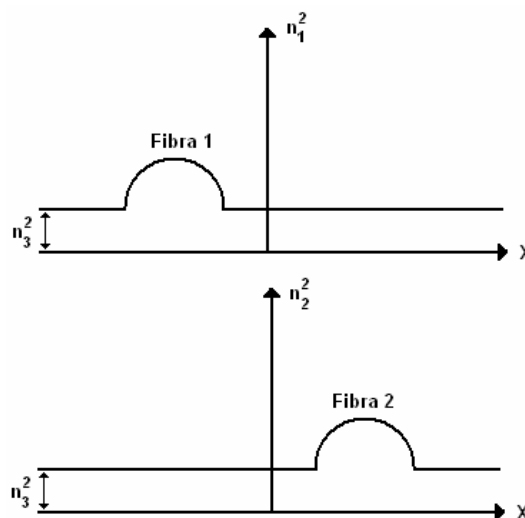


Figura B.1- Distribuição transversal dos índices de refração dos guias de onda.

Levando em conta a ausência do guia vizinho, podemos escrever os campos elétricos e magnéticos para cada núcleo:

$$\mathbf{E}_v = \hat{\mathbf{E}}_v e^{i(\omega t_v - z)} \quad v = 1, 2 \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{H}_v = \hat{\mathbf{H}}_v e^{i(\omega t_v - z)} \quad v = 1, 2 \quad (\text{B.3})$$

onde v indica o guia que os campos se propagam. Esses campos satisfazem a equação de Maxwell da seguinte forma:

$$\nabla_t \times \mathbf{H}_v - i\beta_v (z \times \mathbf{H}_v) - i\omega \varepsilon_0 n_v^2 \mathbf{E}_v = 0 \quad (\text{B.4})$$

$$\nabla_t \times \mathbf{E}_v - i\beta_v (z \times \mathbf{E}_v) - i\omega \mu_0 \mathbf{H}_v = 0 \quad (\text{B.5})$$

z é vetor unitário na direção z , ∇_t é a parte transversal do operador ∇ .

Quando os dois guias são colocados próximos um do outro, o campo total pode aproximadamente ser expresso como uma superposição dos campos perturbados de cada núcleo. Apesar de prevermos a influência entre os dois guias, devemos levar em conta, que a amplitude do campo pode variar com a distância. Deste modo devemos expressar campo total de tal forma que possibilite essa mudança.

$$\mathbf{E} = A_1(z)\mathbf{E}_1 + A_2(z)\mathbf{E}_2 \quad (\text{B.6})$$

e

$$\mathbf{H} = A_1(z)\mathbf{H}_1 + A_2(z)\mathbf{H}_2 \quad (\text{B.7})$$

na realidade, por motivo da ausência de termos menores nas expressões dos campos, não podemos considerá-los exatos. Os campos elétricos e magnéticos totais $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ satisfazem a equação de Maxwell.

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega \varepsilon_0 n^2 \mathbf{E} \quad (\text{B.8})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} \quad (\text{B.9})$$

onde n^2 é dado pela equação (B.1). Substituindo as equações (B.6) e (B.7) nas equações (B.8) e (B.9) obtemos [6,7]:

$$\begin{aligned} & A_1[\nabla_t \times \mathbf{H}_1 - i\beta_1(z \times \mathbf{H}_1)] + \frac{\partial A_1}{\partial z}(z \times \mathbf{H}_1) - i\omega\varepsilon_0 n^2 A_1 \mathbf{E}_1 \\ & + A_2[\nabla_t \times \mathbf{H}_2 - i\beta_2(z \times \mathbf{H}_2)] + \frac{\partial A_2}{\partial z}(z \times \mathbf{H}_2) - i\omega\varepsilon_0 n^2 A_2 \mathbf{E}_2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

e

$$\begin{aligned} & A_1[\nabla_t \times \mathbf{E}_1 - i\beta_1(z \times \mathbf{E}_1)] + \frac{\partial A_1}{\partial z}(z \times \mathbf{E}_1) - i\omega\mu_0 A_1 \mathbf{H}_1 \\ & + A_2[\nabla_t \times \mathbf{E}_2 - i\beta_2(z \times \mathbf{E}_2)] + \frac{\partial A_2}{\partial z}(z \times \mathbf{E}_2) - i\omega\mu_0 A_2 \mathbf{H}_2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

Usando as equações (B.1), (B.4) e (B.5), podemos simplificar as equações anteriores por:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}(z \times \mathbf{H}_1) - i\omega\varepsilon_0(n_2^2 - n_3^2)A_1\mathbf{E}_1 + \frac{\partial A_2}{\partial z}(z \times \mathbf{H}_2) - i\omega\varepsilon_0(n_1^2 - n_3^2)A_2\mathbf{E}_2 = 0 \quad (\text{B.12})$$

e

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}(z \times \mathbf{E}_1) - i\omega\mu_0 A_1 \mathbf{H}_1 + \frac{\partial A_2}{\partial z}(z \times \mathbf{E}_2) = 0 \quad (\text{B.13})$$

Fazendo os produtos escalares de (B.12) com $\mathbf{E}_1^-$, de (B.13) com $\mathbf{H}_1^-$, e depois subtraindo os dois resultados e finalmente, integrando sobre a seção transversal, obtemos:

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial A_1}{\partial z} [\mathbf{E}_1^- \cdot (z \times \mathbf{H}_1) - \mathbf{H}_1^- \cdot (z \times \mathbf{E}_1)] \\ & + \frac{\partial A_2}{\partial z} [\mathbf{E}_1^- \cdot (z \times \mathbf{H}_2) - \mathbf{H}_1^- \cdot (z \times \mathbf{E}_2)] \\ & - i\omega\varepsilon_0(n_2^2 - n_3^2)A_1\mathbf{E}_1^- \cdot \mathbf{E}_1 \\ & - i\omega\varepsilon_0(n_1^2 - n_3^2)A_2\mathbf{E}_1^- \cdot \mathbf{E}_2 \end{aligned} \right\} dx dy = 0 \quad (\text{B.14})$$

o sinal sobrescrito (-) indica que a frequência ω e a constante de propagação β tem sido trocadas pelo seus valores negativos. Esse procedimento é necessário para remover das equações a dependência do tempo. Se quiséssemos limitar nossos índices de refração a valores reais, deveríamos usar o complexo conjugado das quantidades, ao invés de $\mathbf{E}_1^-$ e $\mathbf{H}_1^-$. Contudo, queremos permitir a possibilidade do índice de refração ser complexo, ou melhor, a possibilidade de existir perda tanto o núcleo quanto na casca.

Podemos simplificar a equação (B.14), desprezando os termos pequenos. A expressão $n_2^2 - n_3^2$ pode ser desprezada fora do segundo guia. Embora nesta região, o termo anterior contribua significativamente. Ainda podemos observar que n_2^2 e n_3^2 vêm acompanhados do quadrado $\mathbf{E}_1$, assim chegamos a conclusão de que este termo é pequeno e de segunda ordem podendo ser desprezado. Os produtos $\mathbf{E}_1^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{H}_2)$ e $\mathbf{H}_1^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_2)$ são de primeira ordem, isso está relacionado com o fato dos campos de guias diferentes se sobreporem francamente. Os termos $\partial A / \partial z$ são quantidades de primeira ordem. O produto destes termos é pequeno e de segunda ordem, podendo também ser desprezado. Desprezando os termos de segunda ordem da equação, (B.14), obtemos:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i c_1 A_2 e^{i(\beta_1 - \beta_2)z} \quad (\text{B.15})$$

com

$$c_1 = -i\omega\epsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (n_1^2 - n_3^2) \widehat{\mathbf{E}}_1^- \widehat{\mathbf{E}}_2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} z \cdot (\widehat{\mathbf{E}}_1^- \times \widehat{\mathbf{H}}_1 + \widehat{\mathbf{E}}_1 \times \widehat{\mathbf{H}}_1^-) dx dy} \quad (\text{B.16})$$

Fazendo os produtos escalares de (B.12) com $\mathbf{E}_2^-$, de (B.13) com $\mathbf{H}_2^-$, e subtraindo as duas equações. Obtemos:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int \left\{ \begin{aligned} & \frac{\partial A_1}{\partial z} [\mathbf{E}_2^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{H}_1) - \mathbf{H}_2^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_1)] \\ & + \frac{\partial A_2}{\partial z} [\mathbf{E}_2^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{H}_2) - \mathbf{H}_2^- \cdot (\mathbf{z} \times \mathbf{E}_2)] \\ & - i\omega\epsilon_0(n_2^2 - n_3^2)A_1\mathbf{E}_2^- \cdot \mathbf{E}_1 \\ & - i\omega\epsilon_0(n_1^2 - n_3^2)A_2\mathbf{E}_2^- \cdot \mathbf{E}_2 \end{aligned} \right\} dx dy = 0 \quad (\text{B.17})$$

similarmente obtemos:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = ic_2 A_1 e^{i(\beta_1 - \beta_2)z} \quad (\text{B.18})$$

com

$$c_2 = -\omega\epsilon_0 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int (n_2^2 - n_3^2) \hat{\mathbf{E}}_2^- \hat{\mathbf{E}}_1 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int \mathbf{z} \cdot (\hat{\mathbf{E}}_2^- \times \hat{\mathbf{H}}_2 + \hat{\mathbf{E}}_2 \times \hat{\mathbf{H}}_2^-) dx dy} \quad (\text{B.19})$$

A introdução das notações $\hat{\mathbf{E}}_1^-, \hat{\mathbf{H}}_1^-, \mathbf{E}_2^-, \mathbf{H}_2^-$ tornam os coeficientes de acoplamento, equações (B.16) e (B.19), independentes de z. Isto está relacionado com o desaparecimento do termo $\exp(\pm i\beta_v z)$ nas equações (B.2) e (B.3). Na obtenção dos coeficientes de acoplamento consideramos as amplitudes, A_1 e A_2 , independentes da coordenadas x e y, assim, facilitando a resolução das integrais.

Devido ao fato de não levarmos em conta os termos de segunda ordem das equações (B.14) e (B.17), nos cálculos dos coeficientes as equações de onda acopladas (B.15) e (B.18) não podem ser consideradas exatas. Isso tem nos limitado a somente dois modos. Caso os guias fossem multimodos, todos os modos poderiam acoplar [1, 2, 3]. Essa limitação da equação de onda acoplada nos dá uma boa aproximação e permite estudar de maneira precisa a transmissão de energia entre os dois modos. Contudo, veremos brevemente que somente os modos com constantes de propagação de fase idênticas podem trocar uma quantidade razoável de energia. Em geral, as equações de onda acopladas podem ser escritas de forma ligeiramente diferente. Introduzindo as amplitudes de onda:

$$a_v = A_v e^{-i\beta_v z} \quad v=1,2 \quad (\text{B.20})$$

Podemos escrever (B.15) e (B.18) na forma [4]

$$\frac{\partial a_1}{\partial z} = -i\beta_1 a_1 + ic_1 a_2 \quad (\text{B.21})$$

e

$$\frac{\partial a_2}{\partial z} = -i\beta_2 a_2 + ic_2 a_1 \quad (\text{B.22})$$

essas equações têm certo significado intuitivo que possibilita escrever sem derivação. Contudo, nossa derivação nos mostra que o coeficiente de acoplamento tem valores explicitamente conhecidos. Desde que as distribuições dos índices $n_1(x,y)$ e $n_2(x,y)$ bem como a constante n_3 poderão ser complexas, em geral, os coeficientes de acoplamento c_1 e c_2 devem também ser quantidades complexas. Um caso de um meio onde se constata perda, tanto as distribuições dos índices são reais como os coeficientes de acoplamento podem ser simplificados. Para os valores reais de n_1 , n_2 e n_3 , devemos usar o complexo conjugado das quantidades $\mathbf{E}_1^*$ no lugar de $\mathbf{E}_1^-$. As expressões do denominador das equações (B.16) e (B.19) podem ser interpretadas como iguais a $4P$, onde P é a potencia do modo no guia 1, quando $A_1 = 1$. Se os dois guias forem idênticos teremos:

$$c_2 = c_1 = \frac{-\omega\epsilon_0}{4P} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (n_2^2 - n_3^2) \hat{E}_2^* \hat{E}_1 dx dy \quad (\text{B.23})$$

É fácil mostrar que para valores reais de c_1 e c_2 , a condição $c_1 = c_2$ é necessária para conservar a potencia entre os dois modos. Com a ajuda de (B.21) e (B.22), obtemos a seguinte expressão:

$$\frac{d}{dz} (|a_1|^2 + |a_2|^2) = 2 \operatorname{Re} \{ i(c_2 - c_1^*) a_1 a_2^* \} \quad (\text{B.24})$$

contanto que β_1 e β_2 sejam reais. Antes da igualdade temos a derivada da soma das potências dos dois núcleos, este termo deve ser zero ao considerar uma conservação da potência. Assim obtemos a seguinte condição indispensável para a conservação da potência no acoplador.

$$c_1 = c_2^* \quad (\text{B.25})$$

Facilmente vemos que uma quantidade considerável da potência pode ser chaveada somente se $\beta_1 = \beta_2$. Assumiremos que $A_2(z=0) = 0$, Obtemos a partir da equação (B.18) que:

$$A_2(L) = ic_2 \int_0^L A_1(z) e^{-i(\beta_1 - \beta_2)z} dz \quad (\text{B.26})$$

se $\beta_1 - \beta_2 \neq 0$, a função $A_1(z)$ vem multiplicada por $\cos(\beta_1 - \beta_2)z$ e $\sin(\beta_1 - \beta_2)z$. As duas funções oscilam rapidamente e previnem qualquer acúmulo apreciável da integral (B.26). Contudo, se $\beta_1 - \beta_2 = 0$, a integral cresce proporcionalmente ao comprimento propagado z , pelo menos inicialmente quando $A_1(z)$ ainda não acoplou nada. Essa consideração mostra que $A_2(z)$ poderá apresentar valores apreciáveis somente quando as constantes de propagação forem idênticas. Por esta razão é que a teoria de onda acoplada, considerada somente para dois modos, funciona mesmo em caso de guia multimodos, desde que só ocorra troca apreciável entre modos com velocidade de fase iguais. Contudo, se os coeficientes de acoplamento forem funções arbitrárias de z , a teoria de dois modos poderia ser inválida para fibras multimodos.

As equações acopladas de onda com coeficientes de acoplamento constante trás a seguinte solução, quando $\beta_1 = \beta_2 = \beta$.

$$a_1(z) = \frac{1}{2} \{ a_1(0) [e^{i\Delta\beta z} + e^{-i\Delta\beta z}] + \sqrt{\frac{c_1}{c_2}} a_2(0) [e^{i\Delta\beta z} - e^{-i\Delta\beta z}] \} e^{-i\beta z} \quad (\text{B.27})$$

e

$$a_2(z) = \frac{1}{2} \{ a_2(0) [e^{i\Delta\beta z} + e^{-i\Delta\beta z}] + \sqrt{\frac{c_2}{c_1}} a_1(0) [e^{i\Delta\beta z} - e^{-i\Delta\beta z}] \} e^{-i\beta z} \quad (\text{B.28})$$

com

$$\Delta\beta = \sqrt{c_1 c_2} \quad (\text{B.29})$$

os termos na solução tem sido agrupado para exibir os valores iniciais de a_1 e a_2 quando $z=0$, Reagrupando os termos, isto torna aparente que as soluções apresentam a superposição de dois novos modos com fases constantes.

$$\beta_+ = \beta + \Delta\beta \quad (\text{B.30})$$

e

$$\beta_- = \beta - \Delta\beta \quad (\text{B.31})$$

Desta maneira, os dois guias acoplados possuem modos normais com as fases de constantes de propagação, equação (B.30) e (B.31), alteradas. Se os coeficientes de acoplamentos forem reais, $\Delta\beta$ também será real. Tomando por base o fato de $a_2(0) = 0$, obteremos a partir de (B.27) e (B.28), usando (B.25)

$$a_1(z) = a_1(0) \cos(\Delta\beta z) e^{-i\beta z} \quad (\text{B.32})$$

e

$$a_2(z) = a_1(0) \sin(\Delta\beta z) e^{-i\beta z} \quad (\text{B.33})$$

essa solução mostra claramente que para valores reais de $\beta_1 = \beta_2$ a energia é chaveada continuamente entre as duas fibras. Se $\Delta\beta$ não for real, observemos que o fator $\exp(-i\Delta\beta z)$ decresce enquanto $\exp(+i\Delta\beta z)$ cresce, ou vice versa. Para um valor suficientemente grande de z , um dos fatores desaparecerá, e teremos:

$$a_1(z) = \frac{1}{2} a_1(0) e^{-i(\beta + \Delta\beta)z} \quad (\text{B.34})$$

e

$$a_2(z) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{c_2}{c_1}} a_1(0) e^{-i(\beta + \Delta\beta)z} \quad (\text{B.35})$$

contanto que $a_2(0) = 0$, Mesmo quando as duas amplitudes estão decrescendo, vejamos que, no caso de $\Delta\beta$ complexo, os dois guias comportam quantidade iguais de potência depois de ter propagado por uma grande distância, ainda quando somente um dos guias tenha sido excitado inicialmente.

REFERÊNCIAS.

- [1] MILLER, S. E., *Coupled wave Theory and Waveguide Applications*, B.S.T.J, Vol. 33, No. 3, May, 1954, pp. 493-501.
- [2] VANCLOOSTER, R. and PHARISEAU, P., *The Coupling of two Parallel Dielectric Fibers I- Basic Equations*, *Physica*, Vol. 47, No. 4, June, 1970, pp. 485-500,
- [3] VANCLOOSTER, R. and PHARISEAU, P., *The Coupling of two Parallel Dielectric Fibers I- Basic Equations*, *Physica*, Vol. 47, No. 4, June, 1970, pp. 501-514.
- [4] VANCLOOSTER, R. and PHARISEAU, P., *The Coupling of two Parallel Dielectric Fibers I- Basic Equations*, *Physica*, Vol. 49, No. 4, November, 1970, pp. 493-501
- [5] MARCUSE, D. , *The coupling of degenerate Modes in two Parallel Dielectric Waveguides*, B.S.T.J., Vol.50, No.6, July-August, 1971, pp. 1791-1816.
- [6] MARCUSE, D., *Light Transmission Optics*, Van Nostrad Reinhold Company, 2nd. Edition, 1982.
- [7] DIGONNET, M. J. F., and *et al.*, *IEEE*, Vol. QE-18(4), 746, 1982..

TRABALHOS DECORRENTES.

Publicações em Periódicos Internacionais.

1. Logic gates based in two and three-modes nonlinear optical fiber couplers.

José Wally M. M., Wilton B. de Fraga, A. C. Ferreira, M. G. da Silva and A. S. B. Sombra.

Submetido a IEEE Journal of lightwave technology – JAN 2006.

2. All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler.

W.B. de Fraga, J. W. M. Menezes, C. S. Sobrinho, M. G. da Silva and A. S. B. Sombra.
Optics Communications, xxx (2006) xxx-xxx.

Conferências nacionais.

1. Portas lógicas baseadas em acoplador não linear direcional triplo planar simétrico.

José Wally M. M., Wilton B. de Fraga, C. S. Sobrinho, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra.

XXIII Encontro de Físicos do Norte e Nordeste.

31 de Outubro a 04 de Novembro de 2005, Maceió, AL.

2. Portas lógicas baseadas em acoplador direcional não linear assimétrico.

Wilton B. de Fraga, José Wally M. M., C. S. Sobrinho, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra.

XXIII Encontro de Físicos do Norte e Nordeste.

31 de Outubro a 04 de Novembro de 2005, Maceió, AL.