

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ**  
**CENTRO DE TECNOLOGIA**  
**DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA**  
**DOUTORADO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA**  
**ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: ELETROMAGNETISMO APLICADO**

**ESTUDO DE ACOPLADORES DE FIBRA ÓPTICA TRADICIONAL E DE CRISTAL  
FOTÔNICO E APLICAÇÕES: GERAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS E SENSORES DE  
CORRENTE ELÉTRICA**

**AGLIBERTO MELO BASTOS**

**FORTALEZA - CEARÁ**

**2015**

“O homem é um ser inacabado que vive à busca do belo.”

Paulo Freire

“A felicidade não deveria ser apenas um estado de espírito, mas o motor da vontade de viver”.

Agliberto M Bastos

**AGLIBERTO MELO BASTOS**

**ESTUDO DE ACOPLADORES DE FIBRA ÓPTICA TRADICIONAL E DE CRISTAL  
FOTÔNICO E APLICAÇÕES: GERAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS E SENSOR DE  
CORRENTE ELÉTRICA**

Tese apresentada ao Curso de Engenharia de  
Teleinformática, Setor de Fotonica,  
Universidade Federal do Ceará, como requisito  
parcial para a obtenção do título de Doutor em  
Engenharia de Teleinformática.

**Orientador:**

Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra

**Coordenador:**

Prof. Dr. Andre Lima Ferrer de Almeida

**FORTALEZA - CEARÁ**

**2015**

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação  
Universidade Federal do Ceará  
Biblioteca de Pós-Graduação em Engenharia - BPGE

- 
- B326e Bastos, Agliberto Melo.  
Estudo de acopladores de fibra óptica tradicional e de cristal fotônico e aplicações: geração de portas lógicas e sensor de corrente elétrica / Agliberto Melo Bastos. – 2015.  
139 f. : il. color. , enc. ; 30 cm.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Departamento de Engenharia de Teleinformática, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2015.  
Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.  
Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.
1. Teleinformática. 2. Sensor de corrente. 3. Acoplador simétrico. 4. Fibra de cristal fotônico. I. Título.

**AGLIBERTO MELO BASTOS**

**ESTUDO DE ACOPLADORES DE FIBRA ÓPTICA TRADICIONAL E DE CRISTAL FOTÔNICO E APLICAÇÕES: GERAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS E SENSOR DE CORRENTE ELÉTRICA**

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

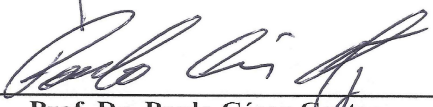
Aprovada em 22/07/2015.

**BANCA EXAMINADORA**



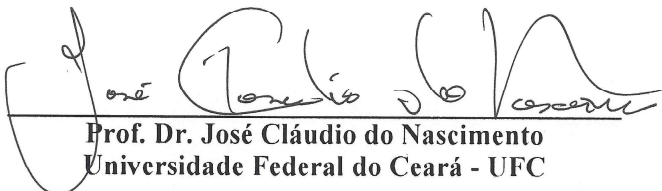
---

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



---

**Prof. Dr. Paulo César Cortez**  
Universidade Federal do Ceará - UFC




---

**Prof. Dr. José Cláudio do Nascimento**  
Universidade Federal do Ceará - UFC



---

**Prof. Dr. José Wally Mendonça Menezes**  
Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará - IFCE



---

**Prof. Dr. Raimundo Valmir Leite Filho**  
Universidade Estadual Vale do Acaraú - UVA

A quem você dedica seu trabalho:

A minha base Familiar:

Roberto Lima, Pantica, Marina e Carol,

Minha esposa Silvia e meus filhos, Bruno e Lorena,

Valdoberto, Marli Bastos Guimarães, Daniel e Davi Melo,

Meus Tios: Elsira, Esther, Isa, Natan, Jovina e Elizon (em memória),

Meus Irmãos: Marta Bastos, Marlene Bastos, Mario Bastos e Vanessa,

Em especial aos meus pais Felisberto Sales Bastos e Neuza Melo Bastos (em memória), que  
não tiveram a alegria de ver até onde cheguei.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a Deus pelo dom da vida e pela força interior que me fortalece.

A minha Família, por sempre estar ao meu lado.

Ao meu Professor e Orientador, Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra, por ser solidário amigo e mestre.

A Universidade Federal do Ceará, por acolher-me e propiciar condições de estudos.

Ao Departamento de Teleinformática, por acreditar que sou capaz de cumprir o legado de ser aluno dessa instituição.

Ao Coordenador do DETI, na Pessoa do Prof. Dr. Andre Lima Ferrer de Almeida, o qual por varias vezes com estima me recebeu em seu gabinete.

Aos meus colegas de curso na UFC, que tornaram um período de longa dedicação, confiança e respeito.

Em especial, aos meus amigos e colegas do IFCE. Não vou mencionar nomes por decorrência de esquecer alguns.

Aos colaboradores, amigos e colegas: Allison, Rubens, Amarilio, Antônio Filho, Juscelino, Marcelo, Jefferson Sales, Glendo, Atila Timbo, Wally Menezes, Marcos Costa, Moisés Filho, Mucio, Alexander, Davi, Guilherme, Herbart, Marcos Nunes, Ronaldo, Daniel e George Sales.

Agradecimento sincero ao Grupo da Fotônica de onde faço parte, LOCEM/UFC.

Meu sicero pesar ao amigo e Professor Alexandre que não está mais em nosso convívio.

## SUMÁRIO

LISTA DE ILUSTRAÇÕES .....	VI
LISTA DE TABELAS .....	X
LISTA DE ABREVIATURAS .....	XI
RESUMO.....	XII
ABSTRACT.....	XIII
1 INTRODUÇÃO.....	14
1.1 OBJETIVO .....	15
2 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO .....	16
2.1 EVOLUÇÃO DOS CRISTAIS FOTÔNICOS. ....	16
2.2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS .....	20
2.3 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO .....	22
2.3.1 ESTRUTURA DAS PCFS MAIS COMUNS .....	24
2.3.2 MECANISMOS DE GUIAMENTO DAS PCFS.....	27
2.3.2.1 REFLEXÃO TOTAL INTERNA MODIFICADA.....	27
2.3.2.2 EFEITO PBG .....	28
2.4 PROCESSO DE FABRICAÇÃO .....	29
2.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	32
3 ESTUDO DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS.....	35
3.1 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO EM UMA FIBRA ÓPTICA MONOMODO NO REGIME NÃO-LINEAR .....	35
3.2 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER .....	38
3.3 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR GENERALIZADA DE SCHRÖDINGER .....	43
3.4 DESCRIÇÃO DOS EFEITOS PREVISTOS PELA ENLGS.....	46
3.4.1 PROPAGAÇÃO DE UM ÚNICO CANAL.....	47
3.4.2 VELOCIDADE DE GRUPO .....	47
3.4.3 EFEITOS DISPERSIVOS .....	48
3.4.4 ATENUAÇÃO .....	50
3.4.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE.....	51
3.4.6 SELF-STEEPENING E INTRAPULSE RAMAN SCATTERING .....	54
3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	57
4 TEORIA FUNDAMENTAL SOBRE ACOPLADORES DE FIBRA CONVENCIONAL E DE FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO .....	59
4.1 ACOPLADORES DE FIBRAS CONVENCIONAIS .....	59



4.2	CARACTERÍSTICAS DOS ACOPLADORES .....	60
4.3	ACOPLADORES DIRECIONAIS E CONTRADIRECIONAIS .....	62
4.4	ACOPLADORES SIMÉTRICOS .....	62
4.5	ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR BASEADO EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF).....	62
4.6	RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	64
4.7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	77
5	ESTUDO DE OPERAÇÕES POR UM TNLDC SOB MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSO (PAM-ASK) EM CRISTAIS FOTÔNICOS. ....	78
5.1	INTRODUÇÃO.....	78
5.2	MODELO PROPOSTO PARA MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSOS SÓLITONS EM ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR SIMÉTRICO PARA OBTENÇÃO DE PORTAS LÓGICAS.....	81
5.3	FERRAMENTA TEÓRICA E PROCEDIMENTO NUMÉRICO PARA ESTUDO DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO PAM-ASK E DIFERENÇA DE FASE DOS PULSOS SÓLITONS DE ENTRADA.....	83
5.4	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	88
5.5	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	99
6	SENSORES DE CORRENTE.....	103
6.1	SENSOR MACH-ZEHNDER .....	103
6.1.1	INTRODUÇÃO .....	103
6.1.2	FUNCIONALIDADE .....	104
6.1.3	ANÁLISE E COMPORTAMENTO DO SENSOR MZ .....	108
6.1.4	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	109
6.2	SENSOR PIEZELÉTRICO .....	110
6.2.1	MATERIAIS E MÉTODOS .....	110
6.2.2	EQUIPAMENTOS UTILIZADOS.....	111
6.2.3	METODOLOGIA UTILIZADA .....	113
6.2.4	RESULTADOS E DISCUSSÃO .....	116
6.2.5	CONSIDERAÇÕES SOBRE OS SENSORES APRESENTADOS. ....	123
6.2.6	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	124
	APÊNDICE.....	128

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURA 2.1 ESQUEMA DE FABRICAÇÃO DO CRISTAL YABLONOVITE.....	17
FIGURA 2.2 EM (A) MOSTRA UMA VISUALIZAÇÃO ESQUEMÁTICA DE UM CRISTAL TRIDIMENSIONAL TIPO WOODPILE [15], E (B) CORRESPONDE À FOTOMICROGRAFIA DE OPALAS MONODISPERSAS DE LÁTEX EM UM CRISTAL COLOIDAL [16].....	18
FIGURA 2.3 GUIA DE ONDA IMPLEMENTADO EM <i>PHOTONIC CRYSTAL SLAB</i> .....	19
FIGURA 2.4 EXEMPLOS DE DISPOSITIVOS ÓPTICOS BASEADOS EM <i>SLABS</i> DE CRISTAL FOTÔNICO: (A) GUIA DE ONDA COM CURVATURA DE 90°; (B) DIVISOR DE POTÊNCIA ÓPTICA; (C) MICROCAVIDADE RESSONANTE.....	20
FIGURA 2.5 ILUSTRAÇÃO ESQUEMÁTICA DE CRISTAIS FOTÔNICOS UNIDIMENSIONAL (1D), BIDIMENSIONAL (2D) E TRI-DIMENSIONAL (3D) [1]. A PARTE INFERIOR ESQUERDA DA FIGURA DETALHA A OBTENÇÃO DE CAVIDADE ÓPTICA E A PARTE INFERIOR DIREITA MOSTRA UM GUIA DE ONDA DENTRO DE UM CRISTAL FOTÔNICO.....	22
FIGURA 2.6 FOTO DE MICROSCÓPIO DA PRIMEIRA PCF FABRICADA [33].....	23
FIGURA 2.7 REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DOS DOIS TIPOS DE ESTRUTURAS MAIS COMUNS DAS PCFS: (A) ARRANJO TRIANGULAR OU HEXAGONAL E (C) ARRANJO HONEYCOMB. (B) E (D) MOSTRAM FOTOS DAS RESPECTIVAS FIBRAS FABRICADAS.....	25
FIGURA 2.8 PRINCIPAIS PARÂMETROS GEOMÉTRICOS DO ARRANJO DAS PCFS, $D$ E $\Lambda$ .....	26
FIGURA 2.9 REPRESENTAÇÃO DE ESTRUTURA PERIÓDICA TRIANGULAR (A) E QUADRADA (B) DE FUROS.....	26
FIGURA 2.10 GUIAMENTO POR REFLEXÃO TOTAL INTERNA NA FIBRA CONVENCIONAL E NA PCF DE GUIAMENTO POR ÍNDICE.....	27
FIGURA 2.11 PROCESSO DE FABRICAÇÃO DA PCF [35]: (A) CRIAÇÃO DE CAPILARES INDIVIDUAIS, (B) FORMAÇÃO DA PRÉ-FORMA, (C) CONFECCÃO DA PRÉ-FORMA INTERMEDIÁRIA, (D) CONFECCÃO DA FIBRA FINAL.....	29
FIGURA 2.12 ILUSTRAÇÃO DA FABRICAÇÃO DAS PCFS [36].	30
FIGURA 2.13 EXEMPLO DOS TRÊS ESTÁGIOS DA FABRICAÇÃO DE UMA PCF [35] ATRAVÉS DO MÉTODO DE STACKING: (A) PRÉ-FORMA COM FUROS DE DIÂMETRO IGUAL A 1 MM, (B) PRÉ-FORMA INTERMEDIÁRIA COM FUROS DE 250 $\mu$ M E (C) PCF FINAL COM FUROS DE DIÂMETRO DE 3 MM, $D/\Lambda = 0,5$ E DIÂMETRO DA FIBRA IGUAL A 120 $\mu$ M.....	30
FIGURA 2.14 TÍPICAS FIBRAS FOTÔNICAS DE SÍLICA, ILUSTRANDO A PRESENÇA DOS FUROS INTERSTICIAIS QUE PODEM SURTIR NO PROCESSO DE FABRICAÇÃO POR CAPILARES [37]. (A) PCF COM NÚCLEO DE DIÂMETRO 2,5 $\mu$ M E (B) PCF COM NÚCLEO DE DIÂMETRO 5 $\mu$ M.....	31
FIGURA 4.1 (A) 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 E. (B) SEÇÃO TRANSVERSAL DO NLDC.....	61
FIGURA 4.2 ACOPLADOR SIMÉTRICO.....	62
FIGURA 4.3 SEÇÃO RETA TRANSVERSAL DE UMA FIBRA DE DOIS NÚCLEOS ONDE AS ÁREAS AZUIS SÃO BURACOS DE AR E AS ÁREAS BRANCAS SÃO DE OUTRO MATERIAL COM ÍNDICE REFRAÇÃO MAIOR DO QUE O AR (FIBRAS <i>HOLEY</i> ) [17].....	63
FIGURA 4.4 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL SOMENTE COM DISPERSÃO DE 2ª ORDEM.....	66

FIGURA 4.5 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM. ....	67
FIGURA 4.6 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM E SPM. ....	67
FIGURA 4.7 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM, SPM E IRS. ....	68
FIGURA 4.8 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM, SPM, SS E IRS. ....	68
FIGURA 4.9 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM, SPM, SS, IRS E DCA. ....	69
FIGURA 4.10 FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL TRADICIONAL COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM, SPM, SS E IRS PARA $P_0=4,46 \times 10^3$ W. ....	70
FIGURA 4.11 (A) FORMATO DO PULSO EM ACOPLADOR DUPLO DIRECIONAL SOMENTE COM DISPERSÃO DE 2ª E 3ª ORDEM, SPM, SS, IRS E DCA PARA $P_0=4,46 \times 10^3$ W. (B). PROPAGAÇÃO DO PULSO AO LONGO DE 33 CM DO ACOPLADOR DE CRISTAL FOTÔNICO NO CANAL 1 PARA $P_0=4,46 \times 10^3$ W. ....	71
FIGURA 4.12 CURVA DE TRANSMISSÃO PARA O NLDC-PCF PARA UMA POTÊNCIA DO SINAL DE ENTRADA MENOR QUE A POTÊNCIA CRÍTICA. ....	72
FIGURA 4.13 CURVA DE TRANSMISSÃO PARA O NLDC-PCF PARA UMA POTÊNCIA DO SINAL DE ENTRADA IGUAL A POTÊNCIA CRÍTICA. ....	72
FIGURA 4.14 CURVA DE TRANSMISSÃO PARA O NLDC-PCF PARA UMA POTÊNCIA DO SINAL DE ENTRADA 50% MAIOR QUE A POTÊNCIA CRÍTICA. ....	73
FIGURA 4.15 ACOPLADOR TRIPLO. ....	74
FIGURA 4.16 TRANSMISSÃO COM POTÊNCIA ABAIXO DA PC. ....	75
FIGURA 4.17 TRANSMISSÃO COM POTÊNCIA IGUAL A PC. ....	75
FIGURA 4.18 TRANSMISSÃO COM POTÊNCIA ACIMA DA PC. ....	76
FIGURA 5.1 MODELO PROPOSTO PARA A INVESTIGAÇÃO DO DESEMPENHO DO TNLDC OPERANDO SOB MODULAÇÃO PAM-ASK, REALIZANDO OPERAÇÕES LÓGICAS E E OU, VARIANDO APENAS $\varepsilon$ . ....	82
FIGURA 5.2 AMPLITUDE DE MODULAÇÃO DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 1, CALCULADA COMO FUNÇÃO DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO NO INTERVALO $W^{1/2}$ , COM $L_c=1,8$ CM E. ....	88
FIGURA 5.3 AMPLITUDE DE MODULAÇÃO DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 2, CALCULADA COMO FUNÇÃO DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO NO INTERVALO $W^{1/2}$ , COM $L_c=1,8$ CM E $\Delta\phi=0$ . ....	89
FIGURA 5.4 AMPLITUDE DE MODULAÇÃO DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 3, CALCULADA COMO FUNÇÃO DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO $ \varepsilon $ NO INTERVALO $0 \leq  \varepsilon  \leq 18 W^{1/2}$ , COM $L_c=1,8$ CM E $\Delta\phi=0$ . ....	89
FIGURA 5.5 FORMATOS DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 1 PARA A PORTA LÓGICA OR COM FASE $\Delta\Phi=0$ E COM $\varepsilon=10 W^{1/2}$ . PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO $ \varepsilon $ NO INTERVALO $0 \leq  \varepsilon  \leq 18 W^{1/2}$ , COM $L_c=1,8$ CM E $\Delta\phi=0$ . ...	90
FIGURA 5.6 MODELO PROPOSTO PARA A INVESTIGAÇÃO DO DESEMPENHO DO TNLDC OPERANDO SOB MODULAÇÃO PAM-ASK, REALIZANDO OPERAÇÕES LÓGICAS E E OU COM VARIAÇÃO DE $\varepsilon$ E $\phi$ . ....	90
FIGURA 5.7 FIGURA 5.7 AMPLITUDE DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 1 CALCULADA COMO FUNÇÃO DA DIFERENÇA DE FASE $\Delta\phi$ ( $\phi_2 = 0$ ), ENTRE OS PULSOS DE ENTRADA NO INTERVALO $0 \leq  \Delta\phi  \leq 2\pi$ , COM $L_c=1,8$ CM E $ \varepsilon =10 W^{1/2}$ . ....	91

FIGURA 5.8 AMPLITUDE DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 2 CALCULADA COMO FUNÇÃO DA DIFERENÇA DE FASE $\Delta\phi$ ( $\phi_2 = 0$ ), ENTRE OS PULSOS DE ENTRADA NO INTERVALO $0 \leq  \Delta\phi  \leq 2\pi$ , COM $L_c=1,8$ CM E $ \varepsilon  = 10 W^{1/2}$ .	92
FIGURA 5.9 AMPLITUDE DO PULSO DE SAÍDA DA FIBRA 3 CALCULADA COMO FUNÇÃO DA DIFERENÇA DE FASE $\Delta\phi$ ( $\phi_2 = 0$ ), ENTRE OS PULSOS DE ENTRADA NO INTERVALO $0 \leq  \Delta\phi  \leq 2\pi$ , COM $L_c=1,8$ CM E $ \varepsilon  = 10 W^{1/2}$ .	92
FIGURA 5.10 PERFIL DE INTENSIDADE TEMPORAL DO PULSO DA SAÍDA TRANSMITIDA ( $ A_{10} 2 W$ ) EM FUNÇÃO DO TEMPO (FS) COM A FASE $\Delta\Phi=0,476\pi$ E $\varepsilon=10 W^{1/2}$ , COM OS FORMATOS DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 1 FORMANDO UMA PORTA LÓGICA AND.	93
FIGURA 5.11 FORMATOS DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 1 PARA A PORTA LÓGICA OR COM A FASE $\Delta\Phi=0,723\pi$ PARA $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	94
FIGURA 5.12 FORMATO DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 1 PARA A PORTA LÓGICA OR, $\Delta\Phi=1,618\pi$ E $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	94
FIGURA 5.13 PULSOS DA SAÍDA NO GUIA 2 PARA A PORTA LÓGICA OR COM FASE $\Delta\Phi=0,4965\pi$ E $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	95
FIGURA 5.14 FASE $\Delta\Phi=0,7465\pi$ COM OS FORMATOS DOS PULSOS DA SAÍDA NO GUIA 2 PORTA LÓGICA AND ONDE $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	95
FIGURA 5.15 FASE $\Delta\Phi=0,744\pi$ COM OS FORMATOS DOS PULSOS DA SAÍDA NO GUIA 3 COM PORTA LÓGICA AND, ONDE $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	96
FIGURA 5.16 FASE $\Delta\Phi=0,4775\pi$ COM FORMATOS DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 3 COM PORTA LÓGICA OR, ONDE $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	97
FIGURA 5.17 FASE $\Delta\Phi=1,698\pi$ COM FORMATOS DOS PULSOS DE SAÍDA NO GUIA 3 COM PORTA LÓGICA OR ONDE $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .	97
FIGURA 6.1(A) ESQUEMA EXPERIMENTAL DO SENSOR INTERFEROMÉTRICO: DOIS ACOPLADORES 3 DB, LASER EM 1.55 $\mu$ M, COLIMADOR, FOTODETECTOR E OSCILOSCÓPIO. 6.1(B) AGENTE PERTURBADOR: PROMOVE O MOVIMENTO DO IMÁ JUNTO COM A FIBRA A UMA DISTÂNCIA D DA BOBINA.	105
FIGURA 6.2 BOBINA DE INDUÇÃO MAGNÉTICA COM FIO CONDUTOR DE 6 MM, A FIBRA DA SEÇÃO SENSÍVEL “S” E “T”, IMÁ E SUA HASTE. A FIBRA SENSÍVEL DO INTERFERÔMETRO POSSUI 18 CM DE COMPRIMENTO E É PRESA AO IMÁ, SUAS DUAS METADES SÃO PRESAS A UM PONTO FIXO.	106
FIGURA 6.3 LEITURAS DO SENSOR PARA CORRENTES DE 15 A 110 A. O FITTING LINEAR É UMA BOA APROXIMAÇÃO PARA OS PONTOS EXPERIMENTAIS.	106
FIGURA 6.4 LEITURAS DAS MEDIÇÕES TOMANDO A AMPERAGEM FIXA EM 40 A E COM A VARIAÇÃO DAS DISTÂNCIAS D EM CM NOS VALORES DE: 1,5; 2,0, 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5 E 5,0 CM. OBSERVA-SE QUE A CURVA APRESENTA UM PERFIL HIPERBÓLICO.	107
FIGURA 6.5 PERFIL TEMPORAL DOS PULSOS ÓPTICOS OBTIDOS DO SENSOR PARA UMA CORRENTE DE 40 A COM VARIAÇÃO DA DISTÂNCIA D EM 1,5 CM, 2,5 CM E 4,0 CM.	107
FIGURA 6.6 GRÁFICOS VARIANDO A AMPERAGEM EM 50 A, 25 A E 15 A E MANTENDO A DISTÂNCIA D EM 4,0 CM.	107
FIGURA 6.7 PLACAS PIEZOELÉTRICAS.	111
FIGURA 6.8 OSCILOSCÓPIO DIGITAL TEKTRONIX TDS 2022B. LARGURA DE BANDA: 200 MHZ, TAXA DE AMOSTRAGEM: 2 GS/S, CANAIS: 2, MÁXIMA TENSÃO DE ENTRADA: 300 VRMS, IMPEDÂNCIA DE ENTRADA: 1 M $\Omega$ .	111
FIGURA 6.9 VARIAC TDGC2-30. ENTRADA: 127/220 VCA, CAPACIDADE: 15 KVA/220 VCA, SAÍDA: 0-140 VCA / 0-250 VCA, CORRENTE DE SAÍDA: 120 A. CARACTERÍSTICAS[1]	112
FIGURA 6.10 VISTA SUPERIOR DO SENSOR PIEZOELÉTRICO.	113

<b>FIGURA 6.11</b> “A” CAMPO MAGNÉTICO; “B” BOBINA INDUTORA; “C” DISTÂNCIA DA BOBINA AO IMÃ; “D” IMÃ DE NEODÍMIO; “E” HASTE FLEXIVEL (CANTLEVEL); “F” COMPLIMENTO DA HASTE E “V” VARIAC. ....	114
<b>FIGURA 6.12</b> GRÁFICO QUE APRESENTA A RESPOSTA DO SENSOR À VARIAÇÃO DA DISTÂNCIA PARA CORRENTE FIXA DE 40 A. ....	118
<b>FIGURA 6.13</b> GRÁFICO QUE APRESENTA A RESPOSTA DO SENSOR À VARIAÇÃO DA DISTÂNCIA PARA CORRENTE FIXA DE 80 A. ....	120

## LISTA DE TABELAS

TABELA 3.1 CONSIDERAÇÕES FEITAS PARA A DEDUÇÃO DA EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER E SUAS RESPECTIVAS RESTRIÇÕES DE VALIDADE.....	44
TABELA 3.2 RESUMO DOS EFEITOS DE PROPAGAÇÃO EM FIBRAS ÓPTICAS MONOMODO ..	56
TABELA 6.1 VARIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DO SENSOR DE ACORDO COM A DISTÂNCIA DO CONDUTOR.....	117
TABELA 6.2 VARIAÇÃO DA SENSIBILIDADE DE SENSOR ÓPTICO DE ACORDO COM A DISTÂNCIA DO CONDUTOR PARA MEDIÇÃO DE CORRENTES ELÉTRICAS....	117

## LISTA DE ABREVIATURAS

- ASK** – do inglês *Amplitude Shift Keying*.
- Bit** – do inglês *Binary digiT* - Simplificação para dígito binário.
- Chirp** – dentro do contexto, significa variação de fase no tempo.
- CW** – do inglês *Continuous Wave*.
- DCA** – Dispersão do Coeficiente de Aacoplamento
- dB** – do inglês *decibel*.
- FFT** – do inglês *Fast Fourier Transform*.
- FWM** – do inglês *Four Wave Mixing*.
- GVD** – do inglês *group velocity dispersion*.
- Laser** – do inglês *light amplification by stimulated emission of radiation*.
- Lp** – Comprimento de perdas.
- MMF** – Mono Modo Fiber.
- NLDC** – do inglês *Non Linear Directional Coupler*.
- NLSE** – do inglês *Non Linear Schrödinger Equation*.
- On-Off** – dentro do contexto, significa liga-desliga.
- OOK** – do Inglês *On-Off Keying*.
- PAM** – do inglês *Pulse Amplitude Modulation*.
- Pc** – Potência Crítica
- PBG** - do inglês *Photonic Band Gap*.
- PCF** – do ingles *Photonic Crystal Fiber*.
- PPM** – do inglês *Pulse Position Modulation*.
- PWM** – do inglês *Pulse Width Modulation*.
- SPM** – do inglês *Self Phase Modulation*.
- SS** - do inglês *Self-Steepeing*.
- IRS** – do ingles *Intrapulse Raman Scattering*.
- UFC** – Universidade Federal do Ceará.
- XPM** – do inglês *Cross-Phase Modulation*.

## RESUMO

Apresentamos neste trabalho, uma análise numérica para obtenção de portas lógicas em acoplador não-linear simétrico (NLDC) em fibras de cristal fotônico (PCF), que em sua secção transversal é formada com matriz periódica de buracos de ar, operando em pulso de luz ultracurtos na forma de sólitons, com duração de 100fs (femtosegundos). Foram investigados formatos dos pulsos em modulação por amplitude de pulso (PAM), com chaveamento de mudança de amplitude (ASK), com objetivo de obter portas lógicas no NLDC-PCF triplo planar simétrico. Neste trabalho usamos acopladores duplos de fibra óptica na constituição de um Interferômetro Mach-Zenhder para construir um sensor de corrente, sua funcionalidade é aplicada para investigar a qualidade da corrente alternada, quer seja na geração, transmissão ou distribuição de energia elétrica. Como o interferômetro de Mach-Zenhder usa um agente mecânico, usaremos o mesmo agente para construir o sensor de corrente constituído de um Piezelétrico. Ao fazer o comparativo dos dois sensores, podemos destinar sua usabilidade em diferenciados consumidores.

**Palavras-chave:** fibra de cristal fotônico; acoplador direcional não-linear; modulação por amplitude de pulso; porta lógica; sensor de corrente.



## ABSTRACT

In this work, a numerical analysis to obtain all-optical logic gates with symmetrical non-linear directional coupler (NLDC) in photonic crystal fibers (PCF), which in cross section is formed with periodic array of air holes, operating in ultrashort light pulse as solitons, with time duration of the 100fs (femtosecond). Were investigated pulses with pulse-amplitude modulation formats (PAM), with amplitude shift keying (ASK), in order to obtain logic gates in the triple NLDC PCF-planar symmetrical. In this work we use two-core fiber couplers to constitute a Mach-Zenhder Interferometer to build a current sensor, its functionality is applied to investigate the quality alternating current, whether in the generation, transmission or distribution of electricity. The interferometer of Mach-Zenhder uses a mechanical agent, we will use the same agent to construct the current sensor constituted of a piezoelectric. In making the comparison of the two sensors, we can allocate its usability in different consumers.

**Keywords:** photonic crystal fiber nonlinear directional coupler; pulse-amplitude modulation; optical-gates; current sensor.

## 1 INTRODUÇÃO

É extremamente conhecido e difundido o uso de fibras ópticas nos meios de comunicação, o que leva a necessidade do surgimento de dispositivos de conectividade como, filtro acústico, acoplador óptico, portas lógicas, dispositivos para sensoriamento.

Para tanto, estudaremos técnicas de propagação e comportamento do acoplamento óptico de pulsos fotônicos.

Estes pulsos são chamados de Sólitons. Constituem um tipo de onda solitária capaz de preservar a forma e a energia após uma colisão com outra onda solitária. Tais sólitons propagam-se na região de dispersão anômala e requerem um balanço entre a Auto-Modulação de Fase (SPM) e a dispersão cromática. Devido a estabilidade existente, os sólitons representam o portador de informação ideal, pois preservam as características fundamentais dos sinais enviados a distâncias consideravelmente grandes, não sofrendo os efeitos de dispersão prejudiciais a um sistema de comunicação ou de sensoriamento a distância.

Acoplador de fibra óptica – Constitui um tipo de dispositivo de conectividade para rede de comunicação óptica. Será estudada a forma de como um pulso na entrada do canal (1) do acoplador poderá ser transmutado para suas saídas. Sendo um acoplador duplo evidenciam-se três possibilidades de saídas deste pulso:

- a) para o canal (1),
- b) para o canal (2),
- c) para ambos os canais.

A transmutação do pulso para as saídas do acoplador dependerá da potência de entrada do mesmo. Podendo esta potência ser dividida nos canais de saída. Um pulso de baixa potência na entrada do canal (1) de um Acoplador Duplo poderá ser transmutado completamente para a saída do canal (2). Aumentando a potência deste pulso, veremos que a energia de saída fluirá uma parte para o mesmo canal de entrada e conseqüentemente diminuindo sua intensidade no canal (2). Chamamos de Potência Crítica ( $P_c$ ), a energia do pulso de entrada de modo que a saída deste seja de 50% em cada canal.

## **1.1 OBJETIVO**

Usar pulsos de sinais ópticos para construção de dispositivos ópticos, como acopladores e portas lógicas.

Fazer uso desses dispositivos para construção de sensores de correntes para averiguar a qualidade da energia elétrica ou sensoriar falhas indesejáveis na geração, transmissão e distribuição elétrica.

## 2 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

Nos últimos anos, o incremento nos estudos sobre as propriedades de cristais fotônicos possibilitou significativos avanços no controle do fluxo óptico. Tal avanço tecnológico é descrito a seguir por meio de um histórico sobre a evolução nas pesquisas acerca de cristais fotônicos.

### 2.1 EVOLUÇÃO DOS CRISTAIS FOTÔNICOS.

As propriedades eletromagnéticas de redes periódicas unidimensionais e bidimensionais já vinham sendo estudadas desde o século XIX [1-3]. No entanto, o desenvolvimento de pesquisas sobre cristais fotônicos passou a receber maior atenção da comunidade científica somente com a publicação dos artigos de Yablonovitch [4] e John [5], em 1987. Estes trabalhos, de caráter teórico, procuravam demonstrar que a aplicação das equações de Maxwell a determinadas geometrias cristalinas tridimensionais possibilitava o controle da propagação eletromagnética por meio da existência de bandas fotônicas proibidas.

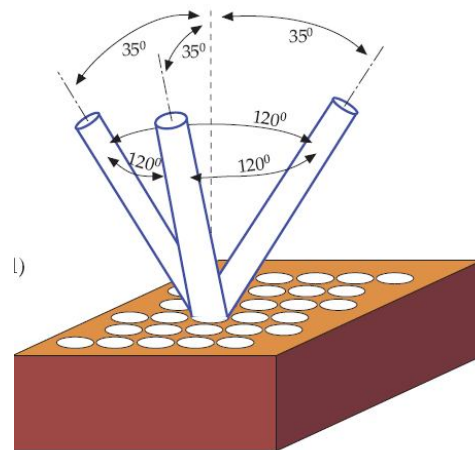
Dois anos após a publicação destes artigos, Yablonovitch e Gmitter [4] fabricaram um cristal de célula unitária FCC tendo em vista a verificação experimental do aparecimento de um PBG na região espectral de microondas. Entretanto, as medições dos espectros de reflexão contrariaram as previsões teóricas, mostrando que o *band gap* desaparecia nas bordas da primeira zona de Brillouin devido a uma superposição de bandas permitidas nestas localizações. Esta contradição entre os resultados teóricos e experimentais levou à revisão do formalismo matemático utilizado, o qual se baseava em uma aproximação escalar para a solução da equação de onda. Somente com a adoção rigorosa da natureza vetorial desta equação, notabilizada pelo método da expansão em ondas planas (plane wave expansion method – PWEM), passou a haver concordância entre os resultados teóricos e os experimentais [13].

Em 1990, Ho et al. [14] publicaram o primeiro trabalho teórico que previu corretamente a existência de uma geometria cristalina com um completo PBG. Este trabalho consistiu essencialmente em abandonar a aproximação escalar utilizada em [12] e obedecer rigorosamente à natureza vetorial dos campos eletromagnéticos. A estrutura consistia em uma rede diamante de esferas dielétricas imersas em ar. A maior parte do cristal era composta por ar (cerca de 81%), o que significa que as esferas eram interconectadas. O PBG relativo

encontrado era de aproximadamente 29% e tinha sua largura fortemente dependente do fator de empacotamento. Outro importante resultado é que o PBG encontrado continuava existindo mesmo quando se fabricava o material inverso, ou seja, esferas de ar imersas no material dielétrico.

Um ano após a publicação do artigo de Ho et al., Yablonovitch apresenta à comunidade científica um cristal fotônico com rede diamante que também possui um completo PBG, uma geometria que ficou conhecida como Yablonovite. A fabricação deste cristal foi realizada por meio dos seguintes procedimentos: um corpo de material dielétrico foi coberto por uma matriz com um arranjo periódico triangular de lacunas. Posteriormente, cada lacuna foi perfurada três vezes, com as perfurações fazendo um ângulo de  $35^\circ$  relativamente à reta normal e separada entre si por  $120^\circ$  no plano azimutal. O esquema de fabricação deste cristal é mostrado na Figura (2.1)

**Figura 2.1** Esquema de fabricação do cristal yablonovite.

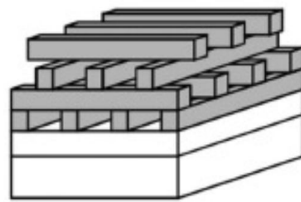


**Fonte:** J. D. Joannopoulos [1]

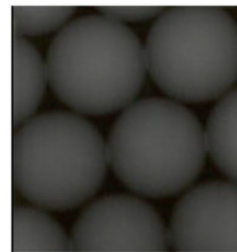
Após os trabalhos iniciais de Ho e Yablonovitch, seguiram-se publicações de diversos artigos com distintas geometrias cristalinas, passando a investigar estruturas que pudessem apresentar bandas proibidas na região óptica do espectro eletromagnético. Neste contexto, destacam-se os cristais tipo woodpile, os quais são formados por múltiplas camadas de wafers dielétricos organizados por procedimento LBL (layer-by layer), tal como mostra a Figura (2.2) (a) [15]. Entretanto, a redução das dimensões desta estrutura para escalas nanométricas mostrou-se ser de elevada complexidade, o que acabou por limitar a faixa espectral de aplicação deste tipo de cristal. Tendo em vista superar esta limitação, a comunidade científica

passou a dedicar especial interesse em cristais coloidais auto-organizados (Figura. 2.2 (b)) [16]. Sob este prisma, é importante ressaltar o trabalho de Tarhan et al. [17] publicado em 1996, que investigou as bandas fotônicas de cristais coloidais formados por opalas artificiais de poliestireno. Em 1998, Busch e John [18] publicam um importante artigo que mostra como o contraste de índice de refração pode ser utilizado para controlar a largura do PBG em cristais formados por opalas inversas, isto é, esferas de ar imersas em um material dielétrico com índice de refração maior que 1,0. No entanto, a grande desvantagem destes cristais é a dificuldade de introdução de defeitos controlados para aplicações de guiamento e chaveamento ópticos.

**Figura 2.2** Em (a) mostra uma visualização esquemática de um cristal tridimensional tipo woodpile [15], e (b) corresponde à fotomicrografia de opalas monodispersas de látex em um cristal coloidal [16].



(a)

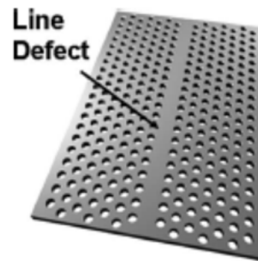


(b)

**Fonte:** [15] e [16]

Diante da dificuldade de adição controlada de defeitos em redes cristalinas tridimensionais, a perspectiva de desenvolver guias ópticos a partir destas estruturas ainda encontrava grandes obstáculos para sua concretização. Somava-se a isto a necessidade de elevado suporte de processamento e armazenamento computacionais para a realização de modelagens realísticas de cristais tridimensionais, isto é, modelagens capazes de compreender defeitos da rede cristalina e a extensão finita do cristal. Como proposta para superar estas limitações, Meade et al. [19] publicam o conceito de fitas de cristal fotônico (photonic crystal slabs). Estas estruturas consistem em redes periódicas bidimensionais de extensão finita nas quais são introduzidos estreitos canais por onde a luz pode ser guiada com mínimas perdas (Figura 2.3).

Figura 2.3 Guia de onda implementado em *photonic crystal slab*.



Fonte: J. D. Joannopoulos

Acompanhando a publicação deste trabalho, diversas investigações foram realizadas com slabs de cristal fotônico, procurando mostrar o alto confinamento da luz mesmo em canais que sofriam grandes curvaturas, como pode ser verificado, por exemplo, em [20-21]. Empregando o conceito de slab de cristal fotônico, Villeneuve et al. [22] conseguem implementar uma microcavidade ressonante com alto fator de qualidade por meio da introdução de um defeito local (ou pontual). Este trabalho propiciou a implementação de lasers a partir de cristais fotônicos em microescala e abriu caminho para a obtenção de nanolasers.

Seguindo estes trabalhos, Johnson et al. [23] estudaram o efeito da espessura finita de slabs de cristal fotônico na largura do band gap. Foi demonstrado que, passando de uma estrutura infinita para uma rede periódica bidimensional de espessura finita, a largura do band gap sofre uma redução superior a 40% em relação ao caso ideal devido a perdas de radiação.

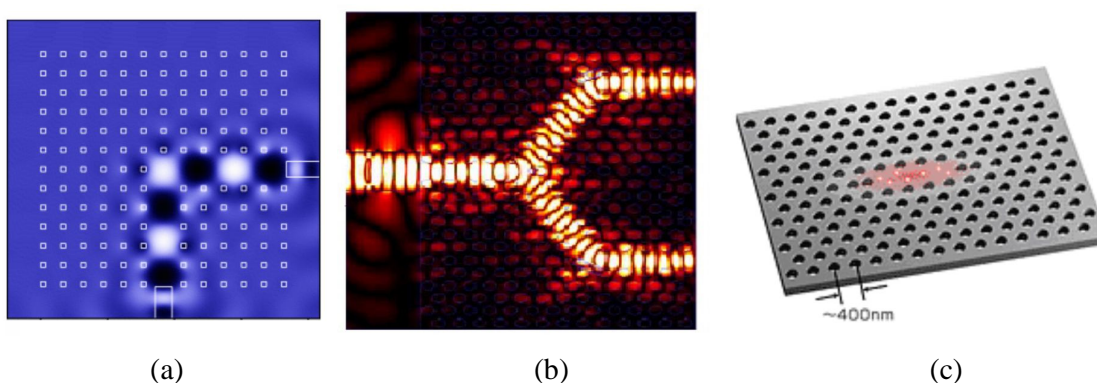
Diante do contexto acima, os slabs de cristal fotônico tornaram-se a base da implementação de diversos dispositivos ópticos. Do ponto de vista experimental, isto se deve à facilidade de fabricação de tais estruturas. Do ponto de vista teórico, apesar de o cristal possuir extensão finita, a periodicidade apenas bidimensional torna o esforço computacional para cálculos de diagrama de bandas e espectros de refletância/transmitância bem menor que no caso de redes periódicas tridimensionais.

A elevada capacidade de confinamento e guiamento óptico de slabs de cristal fotônico pode ser evidenciada no desenvolvimento de demultiplexadores para operação em sistemas DWDM (“Dense Wavelength Division Multiplexing”) [24]-[25]. A eficiência de acoplamento com outros dispositivos fotônicos, como fibras ópticas, também é consideravelmente melhorada diante do emprego destes cristais como acopladores ou chaveadores ópticos [26]-[27].

Uma contribuição importante de slabs de cristal fotônico reside no desenvolvimento de fontes laser com eficiência superior às fontes convencionais [28]-[29]. Em 2007, o controle da resistência térmica de uma nanocavidade baseada em slab de cristal fotônico propiciou obter um nanolaser com operação em onda contínua à temperatura ambiente [30].

A Figura (2.4) ilustra alguns exemplos de dispositivos baseados em slabs de cristal fotônico.

**Figura 2.4 Exemplos de dispositivos ópticos baseados em *slabs* de cristal fotônico: (a) guia de onda com curvatura de 90°; (b) divisor de potência óptica; (c) microcavidade ressonante.**



**Fonte: J. D. Joannopoulos**

Apesar de atualmente os slabs de cristais 2D serem amplamente empregados em sistemas ópticos, a atual escala de evolução das técnicas de fabricação e do suporte para simulações computacionais propicia que esforços sejam direcionados para pesquisas com cristais fotônicos de periodicidade tridimensional, trazendo como principal impacto tecnológico o controle da propagação luminosa em todas as direções espaciais [31]-[32].

## 2.2 PROPRIEDADES BÁSICAS DOS CRISTAIS FOTÔNICOS

Os cristais fotônicos podem ser diferenciados, através da periodicidade de suas funções dielétricas (periodicidade em uma, duas, ou três dimensões), conforme mostra a figura (2.5). Para muitas aplicações, cristais fotônicos 2D e até 1D com apenas um pseudo intervalo (“gap”) é suficiente.

Através da inserção de defeitos, conforme veremos mais adiante, os cristais fotônicos 1D permitem a inserção de luz dentro da PBG, propagando-se em apenas uma direção. Os cristais fotônicos 2D permitem a inserção de luz dentro da PBG se propagando em um plano.



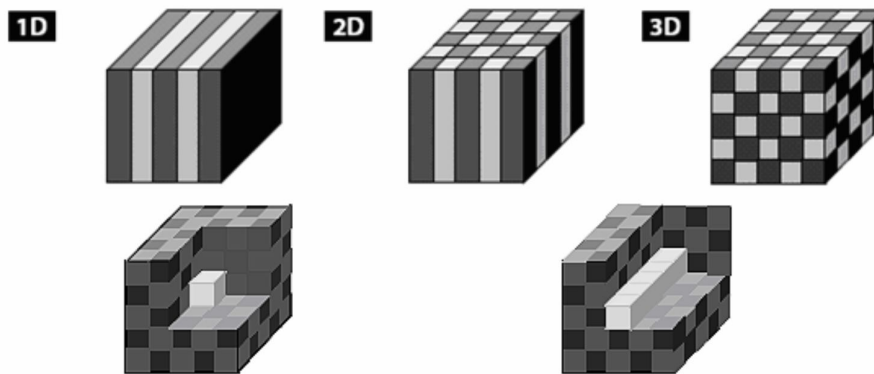
Os cristais fotônicos 3D são também denominados de “isoladores fotônicos” em analogia às estruturas eletrônicas. Da mesma forma que acontece nos cristais fotônicos 1D e 3D, devido a inserção de defeito nesses cristais fotônicos 3D, os fótons com energia dentro da PBG podem penetrar no dispositivo, porém nesse caso podem se propagar em qualquer direção.

Por outro lado, o grande confinamento dos modos guiados (dentro da faixa permitida), proporciona o uso de cristais fotônicos em chips ópticos (integração óptica). Foi demonstrado que apesar de um intervalo de faixa fotônica (“*Photonic Band Gap*” – PBG) somente é possível em cristais fotônicos 3D, um cristal fotônico 2D combinado com um guia de onda de índice de refração em degrau na sua direção vertical, oferece controle suficiente da luz, de forma que esse cristal fotônico pode ser utilizado em aplicações de óptica integrada. Ao contrário do que acontece com os dispositivos ópticos integrados convencionais, onde as medidas estão em milímetros, essa nova geração de dispositivos fotônicos possuem medidas em nanômetros.

Existem dois tipos de redes ópticas na área de telecomunicações: comutadas por pacotes e multiplexadas por divisão de comprimento de ondas. O potencial dos cristais fotônicos é interessantíssimo para o segundo, onde os inúmeros canais ópticos precisam ser separados, combinados, comutados e redirecionados.

A introdução de linha, ou ponto de defeito internamente aos cristais fotônicos, proporciona estados fotônicos permitidos, favorecendo, por exemplo, a criação de guias de onda (modos guiados propagando-se na linha de defeito) e modos confinados em um ponto de defeito (cavidades), respectivamente, dentro dos cristais fotônicos (Parte inferior da figura 2.5).

**Figura 2.5 Ilustração esquemática de cristais fotônicos unidimensional (1d), bidimensional (2d) e tri-dimensional (3d) [1]). A parte inferior esquerda da figura detalha a obtenção de cavidade óptica e a parte inferior direita mostra um guia de onda dentro de um cristal fotônico.**



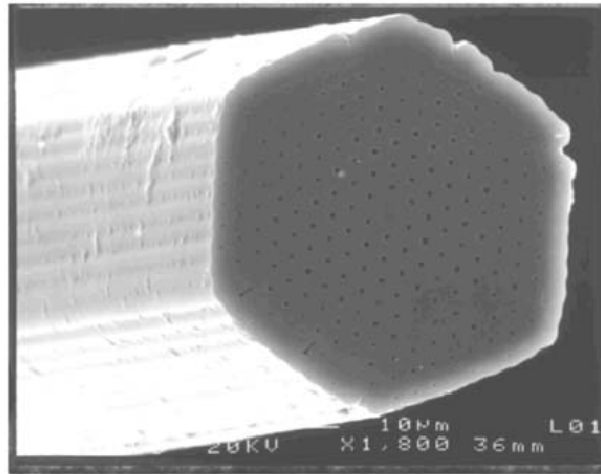
Fonte: [https://br.images.search.yahoo.com/yhs/search?hsimp=yhs-006&hspart=CND&type=AAF94DBA9B7\\_s55\\_g\\_e&p=Acoplador%20com%20fibra%20%C3%B3ptica%20de%20cristal%20fotonic](https://br.images.search.yahoo.com/yhs/search?hsimp=yhs-006&hspart=CND&type=AAF94DBA9B7_s55_g_e&p=Acoplador%20com%20fibra%20%C3%B3ptica%20de%20cristal%20fotonic)

### 2.3 FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO

Fibras ópticas e outros guias de onda ópticas são hoje amplamente utilizados em áreas tais como: telecomunicações, sensores, espectroscopia e medicina. Sua operação baseia-se no guiamento da luz pelo conhecido mecanismo físico da reflexão total interna. Nesses guias, é necessário que a região de guiamento possua índice de refração mais elevado do que o índice da região que os envolvem. O mecanismo da reflexão total interna é conhecido e vem sendo explorado tecnologicamente há muitos anos. A recente descoberta da possibilidade de confinar e controlar a luz em guias de ondas por meio do efeito de bandgap fotônico tem permitido desenvolver componentes fotônicos com características únicas.

Uma classe especial de componentes incorporando cristais fotônicos são as fibras ópticas microestruturadas no plano transversal da propagação óptica, primeiramente propostas em 1996 [33], por meio da confecção de fibras ópticas de sílica pura com uma microestrutura composta de centenas de furos em arranjo hexagonal preenchidos com ar ao longo de seu comprimento (Figura 2.6).

**Figura 2.6** Foto de microscópio da primeira PCF fabricada [33].



**Fonte:** <http://www.ebah.com.br/content/abaaflmaaf/optica-integrada-acoplador-com-fibra-optica-cristal-fotonico-obter-porta-logicas>

As fibras de cristal fotônico ou PCFs, da sigla em inglês para *photonic crystal fibers*, como foram denominadas pela primeira vez, constituem uma nova classe de fibras ópticas. Outros termos como fibras microestruturadas ou ainda holey fibers (no caso de possuírem furos de ar em sua seção transversal) também têm sido utilizados – a nomenclatura desta área ainda não está bem consagrada. Por combinarem as propriedades das fibras ópticas com as dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais. Há muita flexibilidade no projeto das PCFs devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades obteníveis.

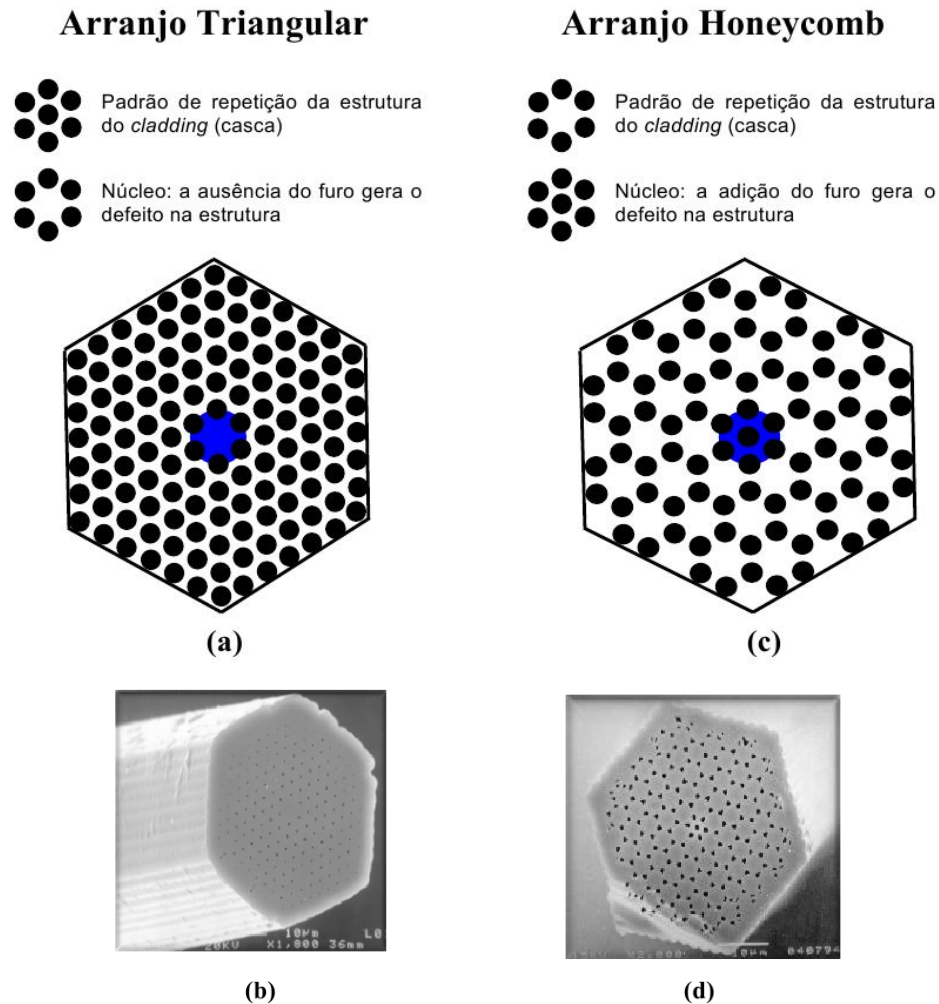
Nos últimos anos, as PCFs têm se firmado como um novo e excitante campo na tecnologia de fibras ópticas. Muitos tipos de PCF têm sido propostos e fabricados, resultando em interessantes propriedades, como por exemplo: operação monomodo em grandes intervalos de comprimento de onda, grande intervalo espectral de dispersão anômala, alta dispersão negativa para uso como elemento de compensação de dispersão e alta birrefringência, além de efeitos não-lineares, tais como a geração contínua no espectro do visível e regeneração óptica. As PCFs evoluíram rapidamente de curiosidade científica a produto confeccionado e comercializado no mundo todo. A melhoria contínua dos materiais e das técnicas de fabricação tem levado ao desenvolvimento de PCFs com menos imperfeições e com perdas cada vez menores.

### 2.3.1 ESTRUTURA DAS PCFS MAIS COMUNS

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

Na Figura 2.7 é possível ver as duas estruturas mais comum de PCF. O material representado em branco é o material com elevado índice de refração e o material em preto é aquele com baixo índice de refração. A área em azul representa a região do núcleo da fibra.

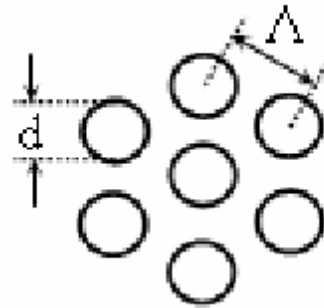
Figura 2.7 representação esquemática dos dois tipos de estruturas mais comuns das PCFs: (a) arranjo triangular ou hexagonal e (c) arranjo honeycomb. (b) e (d) mostram fotos das respectivas fibras fabricadas.



Fonte: <http://www.ebah.pt/content/ABAAAflmAAF/optica-integrada-acoplador-com-fibra-optica-cristal-fotonico-obter-porta-logicas?part=2>

O arranjo periódico de furos do cristal pode ser definido pela constante de periodicidade e pelo diâmetro dos furos. Os diâmetros dos furos são representados pelo parâmetro geométrico ( $d$ ) e podem variar de valor na secção transversal da fibra óptica de acordo com as propriedades desejadas. Já o espaçamento entre furos vizinhos é representado pelo parâmetro  $\Lambda$  (pitch), conforme apresentado na Figura 2.8. Para um arranjo regular de furos,  $\Lambda$  é mantido inalterado. Aplicações especiais podem requerer furos com secção transversal não circular (por exemplo, elíptica) e espaçamento  $\Lambda$  variável ao longo da secção transversal da fibra óptica.

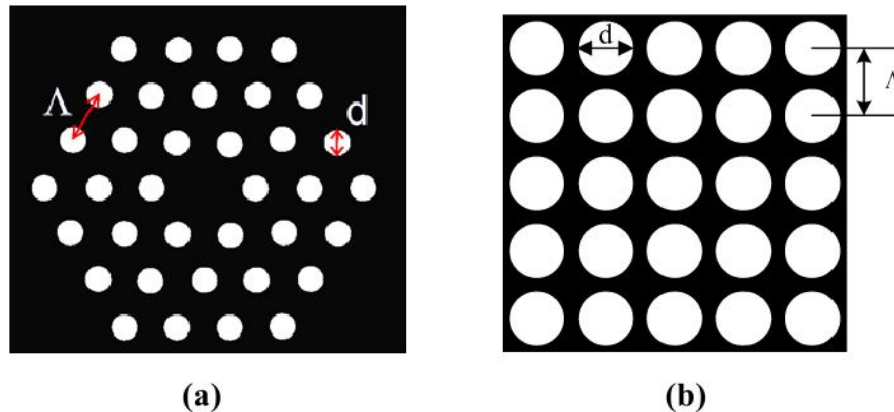
Figura 2.8 Principais parâmetros geométricos do arranjo das PCFs,  $d$  e  $\Lambda$ .



Fonte: Marcos Benedito Caldas Costa.

As relações  $d/\Lambda$  e  $\lambda/\Lambda$  são de grande importância na determinação de várias características das fibras fotônicas. É possível estudar o comportamento dos dispositivos baseados em cristais fotônicos independentemente do comprimento de onda, se forem preservadas as proporções entre sua geometria e o comprimento de onda. Isto ocorre devido à escalabilidade das equações de Maxwell. O arranjo dos furos pode ser hexagonal (conhecido também como triangular) ou quadrado (Figura 2.9), e periódico ou não periódico.

Figura 2.9 Representação de estrutura periódica triangular (a) e quadrada (b) de furos.



Fonte: <http://www.ebah.pt/content/ABAAAflmAAF/optica-integrada-acoplador-com-fibra-optica-cristal-fotonico-obter-porta-logicas?part=2>

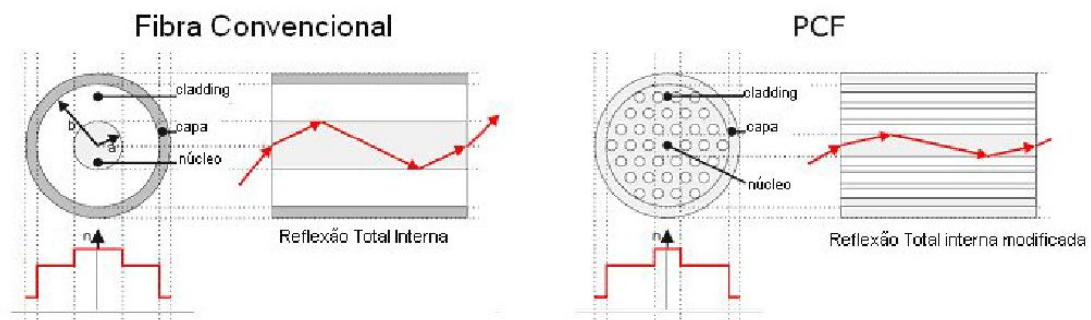
### 2.3.2 MECANISMOS DE GUIAMENTO DAS PCFS

Nas fibras ópticas convencionais, os modos ópticos são guiados por reflexão total interna na interface núcleo-cladding. Nessas fibras, o índice de refração do núcleo é aumentado através de dopagem. Nas PCFs, duas formas distintas de guiamento são possíveis: os modos guiados podem estar confinados em um núcleo com índice médio maior que o da região do cladding através de um efeito similar ao da reflexão total interna – conhecido como reflexão total interna modificada ou apenas guiamento por índice – ou podem estar confinados em um núcleo de índice médio menor que o do seu redor, através do efeito PBG.

#### 2.3.2.1 REFLEXÃO TOTAL INTERNA MODIFICADA

O efeito de reflexão total interna modificada ocorre em PCFs com núcleo de índice de refração maior que o da região do cladding microestruturado. O índice efetivo destas fibras pode ser aproximado ao de uma fibra de índice em degrau, conforme esquema apresentado na Figura 2.10. Contudo, o índice de refração da região do cladding microestruturado exibe uma dependência com o comprimento de onda muito diferente da exibida pela sílica pura. Desta forma, é possível projetar PCFs com um conjunto de propriedades completamente novas, não possíveis com a tecnologia convencional. Por exemplo, é possível projetar fibras de cristal fotônico essencialmente monomodo, ou seja, com apenas um modo propagante suportado para quaisquer comprimentos de onda.

**Figura 2.10** Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice.



Fonte: Marcos Benedito C. Costa

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

na Figura 2.7-a. Isso caracteriza uma região central (núcleo), envolta por uma região com índice de refração médio inferior (cladding).

### 2.3.2.2 EFEITO PBG

As primeiras PCFs que propagavam a luz pelo efeito PBG possuíam uma estrutura hexagonal de furos denominada honeycomb (colméia), na qual o furo central da estrutura regular está ausente, como apresentado na Figura 2.7-b. Neste caso, o defeito é formado pela inclusão de um furo de ar no centro da fibra. A propagação nessa fibra ocorre com guiamento em seu centro, embora essa região (núcleo) tenha um índice de refração médio inferior ao da região que a envolve (cladding). Isto só é possível devido ao efeito PBG que torna proibida a propagação do sinal luminoso na região que envolve o núcleo, enquanto permite a sua propagação na região central.

O guiamento em núcleos de índice mais baixo que o de seu meio envolvente abre um vasto e novo campo de possibilidades. Desta forma, é possível guiar a luz no ar, vácuo ou qualquer outro gás compatível com o material da fibra.

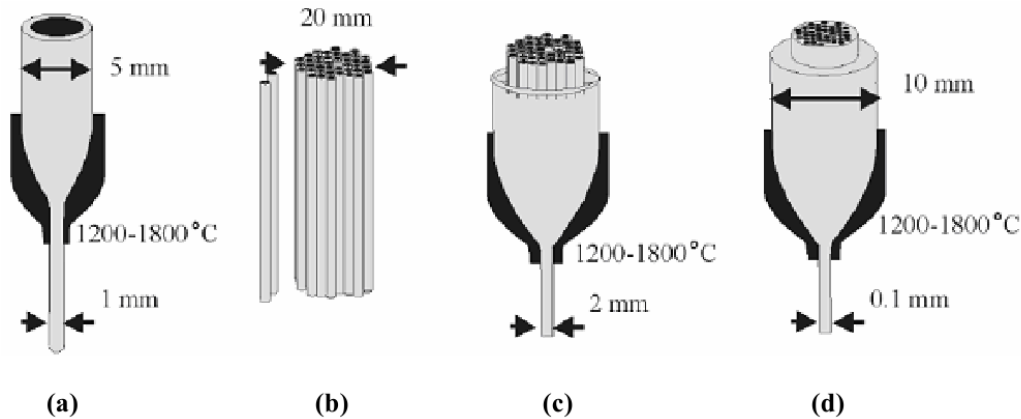
Recentemente, o guiamento da luz foi demonstrado também em fibras com uma distribuição aleatória de furos [34]. De qualquer forma, o mecanismo de guiamento pode ser atribuído, em todos os casos, às múltiplas interferências devido ao arranjo periódico ou aleatório de furos. Conseqüentemente, o guiamento depende fortemente da geometria da secção transversal da fibra, em particular, do formato e da dimensão dos furos, da distância entre eles e de seu arranjo.



## 2.4 PROCESSO DE FABRICAÇÃO

O principal método de fabricação das PCFs é o agrupamento de capilares (stacking), cujo processo é ilustrado na Figura 2.11.

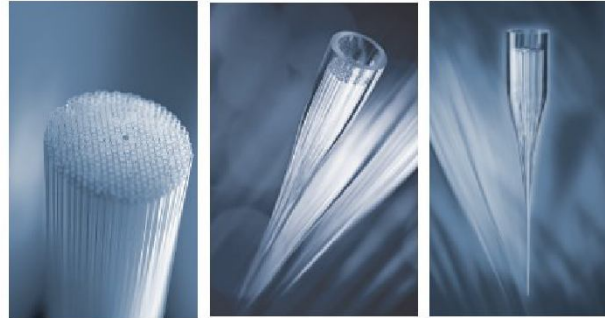
**Figura 2.11** Processo de fabricação da PCF [35]: (a) criação de capilares individuais, (b) formação da pré-forma, (c) confecção da pré-forma intermediária, (d) confecção da fibra final.



Fonte: Marcos Benedito C. Costa

Primeiro são criados capilares individuais, de sílica ou algum outro tipo de vidro, que podem possuir diferentes diâmetros e podem ser sólidos ou ocos, de acordo com o projeto da fibra. Em seguida, esses capilares são posicionados manualmente, de forma a se obter a simetria desejada; esse agrupamento de capilares, bem visível na Figura 2.12, dá origem à pré-forma da fibra. Esta pré-forma é então levada a uma torre de confecção de fibras, onde é aquecida a altas temperaturas e esticada, tendo neste momento suas dimensões reduzidas a milímetros e seus capilares fundidos, e neste estágio é geralmente chamada de pré-forma intermediária. Para que a fibra final tenha o diâmetro desejado e obedeça a determinados parâmetros estruturais, essa pré-forma intermediária é complementada com hastes de vidro extras. Então a pré-forma intermediária é levada novamente à torre para a confecção da estrutura micrométrica final da fibra. Finalmente, para proteção mecânica da fibra, geralmente é adicionada uma camada extra de polímero em torno da mesma. A Figura 2.13 mostra fotos dos 3 estágios da fabricação por stacking [35].

**Figura 2.12 Ilustração da fabricação das PCFs [36].**



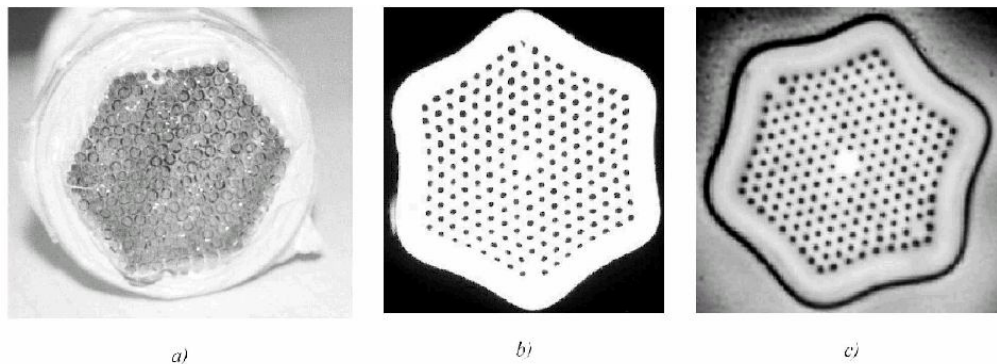
**Fonte: [36]**

As PCFs finais são comparáveis às fibras convencionais em termos de robustez e dimensões físicas, e podem ser manipuladas com ferramentas tradicionais.

A temperatura utilizada na torre de fabricação das PCFs de sílica é relativamente baixa, algumas centenas de graus mais baixo que os utilizados em fibras convencionais. A razão para isso é que a tensão de superfície pode levar os furos de ar a colapsarem. O tempo de puxamento também influencia muito no resultado final; quanto maior o tempo mais os furos vão se abrindo.

O elemento chave na fabricação das PCFs é a habilidade de manter a estrutura altamente regular da pré-forma ao longo de toda a seção transversal da fibra e em todo seu comprimento.

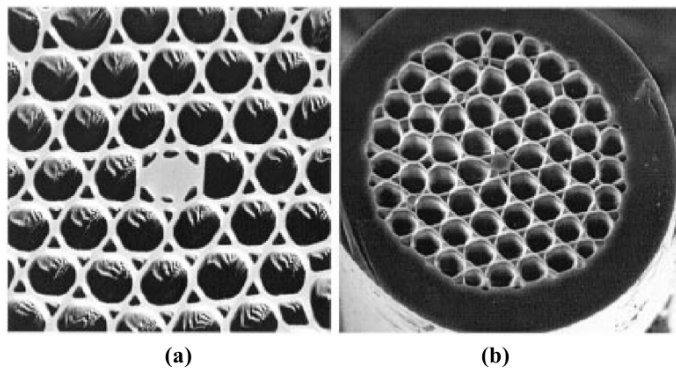
**Figura 2.13 exemplo dos três estágios da fabricação de uma pcf [35] através do método de stacking: (a) pré-forma com furos de diâmetro igual a 1 mm, (b) pré-forma intermediária com furos de 250  $\mu\text{m}$  e (c) pcf final com furos de diâmetro de 3  $\mu\text{m}$ ,  $d/\lambda = 0,5$  e diâmetro da fibra igual a 120  $\mu\text{m}$ .**



**Fonte: Marcos Benedito C. Costa**

Utilizando hastes e tubos circulares para a montagem da pré-forma, furos intersticiais (Figura 2.14) podem estar presentes ao final do processo de puxamento da fibra [37]. Estes furos intersticiais interferem nas características de propagação óptica das fibras e devem ser considerados em seu projeto. A técnica de empilhamento de hastes e tubos, para formar a pré-forma, oferece uma grande variedade de possibilidades de projetos, o que tem permitido fabricar fibras fotônicas para uma vasta gama de aplicações.

**Figura 2.14** Típicas fibras fotônicas de sílica, ilustrando a presença dos furos intersticiais que podem surgir no processo de fabricação por capilares [37]. (a) PCF com núcleo de diâmetro 2,5  $\mu\text{m}$  e (b) pcf com núcleo de diâmetro 5  $\mu\text{m}$ .



Fonte: Marcos Benedito C. Costa

Durante o processo de puxamento da fibra fotônica algumas distorções no formato final dos furos podem ocorrer. Geralmente é necessário utilizar uma imagem de microscopia da seção transversal da fibra, após a fabricação, para recalcular suas propriedades finais e, por vezes, determinar alterações no procedimento de fabricação para corrigir imperfeições.

Apesar de essa técnica ser a mais utilizada na fabricação das PCFs, outras técnicas vêm sendo utilizadas, como por exemplo, a de extrusão [38] e a de usinagem (drilling) [39]. Essas técnicas oferecem a possibilidade da obtenção de designs de fibras que não poderiam ser construídas com a técnica de stacking, e vice-versa, e também favorecem a utilização de outros materiais na confecção das PCFs.

## 2.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. D. Joannopoulos, R. Meade, S. G. Johnson and, J. Winn, *Photonic Crystals – Molding the Flow of Light*, Princeton: Princeton University Press, Second Edition, 2008.
- [2] K. Inoue and K. Ohtaka, *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications*, New York: Springer Verlag, 2004.
- [3] V. Bykov, “Spontaneous emission in periodic structure”, *Sov. Phys. JETP*, vol. 35, pp. 269- 273, 1972.
- [4] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, “Donor and acceptor modes in photonic band structures”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, No 24, pp. 3380-3383, 1991.
- [5] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Three-dimensionally periodic dielectric layered structure with omnidirectional photonic band gap”, *App. Phys. Lett.*, vol. 67, No 22, pp. 3490-3492, 2000.
- [6] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harisson, R. G. Denning and A. J. Turberfield, “Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holography lithography”, *Nature*, vol. 404, No 2, pp. 53-56, 2000.
- [7] B. A. Parviz, D. Ryan and G. M. Whitesides, “Using self-assembly for the fabrication of nanoscale electronic and photonic devices”, *IEEE Trans. on Adv. Pack.*, vol. 26, No 3, pp. 233-241, 2003.
- [8] S. Fan, M. F. Yanik, Z. Wang, S. Sandhu and M. L. Povinelli , “Advances in theory of photonic crystals”, *Journal of Lightwave Tech.*, vol. 21, No 12, pp. 4493-4501, 2006.
- [9] M. Qiu, M. Mulot, M. Swillo, S. Anand, B. Jaskorzynska, A. Karlsson, M. Kamp and A. Frochel, “Photonic crystal optical filter based on contradirectional waveguide coupling”, *Apply. Phys. Lett.*, vol. 83, pp. 5121-5123, 2003.
- [10] E. A. Camargo, H. M. H. Chong and R. M. Rue, “2D photonic crystal thermo-optic switch based on AlGaAs/GaAs epitaxial structure”, *Opt. Exp.*, vol. 12, pp. 588-592, 2004.
- [11] Z. WANG, S. FAN, “Magneto-optical defects in two-dimensional photonic crystals”, *Appl. Phys. B* 81, 369–375 (2005).
- [12] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric Superlattices”, *Physical Review Letters*, vol. 58, No 23, pp. 2486-2489, 1987.
- [13] Z. Zhang and S. Satpathy, “Electromagnetic wave propagation in periodic structures: Bloch wave solution of Maxwell’s equations”, *Physical Review Letters*, vol. 65, No 21, pp. 2650- 2653, 1990.

- [14] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodicdielectric structures", *Physical Review Letters*, vol. 65, No 25, pp. 3152-3155, 1990.
- [15] E. Özbay, A. Abeyta, G. Tuttle, M. Tringides, R. Biswas, C. T. Chan, C. M. Soukoulis and K. M. Ho, "Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods", *Physical Review B*, vol. 50, No 3, pp. 1945-1949, 1994.
- [16] A. L. Rogach, N. A. Kotov, D. S. Koktysh, J. W. Ostrander and G. A. Ragoisha, "Electrophoretic deposition of latex-based 3D colloidal photonic crystals: a technique for rapid production of High-Quality opals", *Chemistry Materials*, vol. 12, No 9, pp. 2721-2726, 1996.
- [17] I. I. Tarhan and G. H. Watson, "Photonic band structure of fcc colloidal crystals", *Physical Review Letters*, vol. 76, No 2, pp. 315-318, 1996.
- [18] K. Busch and S. John, "Photonic band gap formation in certain self-organizing systems", *Physical Review E*, vol. 58, No 3, pp. 3896-3908, 1998.
- [19] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, "Existence of a photonic band gap in two dimensions", *Applied Physics Letters*, vol. 61, No 4, pp. 495-497, 1992.
- [20] S. Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal", *Science*, vol. 282, No 5387, pp. 274-276, 1998.
- [21] A. Chutinan and S. Noda, "Waveguides and waveguide bends in two-dimensional photoniccrystal slabs", *Physical Review B*, vol. 62, No 7, pp. 4488-4492, 2000.
- [22] P. R. Villeneuve, S. Fan and J. D. Joannopoulos, "Air-bridge microcavities", *Applied Physics Letters*, vol. 67, No 2, pp. 167-169, 1995.
- [23] S. G. Johnson, S. H. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs", *Physical Review B*, vol. 60, No 8, pp. 5751-5758, 1999.
- [24] T. Niemi, L. Frandsen, K. Hede, A. Harpoth, P. I. Borel and M. Kristensen, "Wavelengthdivision demultiplexing using photonic crystal waveguides", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, No 1, pp. 226-228, 2006.
- [25] M. Davanço, A. Xing, J. W. Raring, E. L. Hu and D. J. Blumenthal, "Compact broadband photonic crystal filters with reduced back-reflections for monolithic InP-based photonic integrated circuits", *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 18, No 10, pp. 1155-1157, 2006.

- [26] H. M. Driel, "Ultrafast optical-switching of 2-D photonic crystals", International Conference on Transparent Optical Networks 2006 (ICTION 2006), vol. 2, pp. 83-85, 2006.
- [27] A. Faraon, E. Waks, D. Englund, I. Fushman and J. Vuckovic, "Efficient photonic crystal cavity-waveguide couplers", Applied Physics Letters, vol. 90, pp. 1-3, 2007.
- [28] T. Yoshie, O. B. Shchekin, H. Chen, D. G. Deepe and A. Scherer, "Quantum dot photonic crystal lasers", Electronics Letters, vol. 38, No 17, pp. 967-968, 2002.
- [29] P. Bhattacharya, J. Sabarinathan, J. Topolancik, S. Chakravarty, P. C. Yu and W. Zhou, "Quantum dot photonic crystal light sources", Proceedings of IEEE, vol. 93, No 10, pp. 1825-1838, 2005.
- [30] K. Nozaki, S. Kita and T. Baba, "Room temperature continuous wave operation and controlled spontaneous emission in ultrasmall photonic crystal nanolaser", Optics Express, vol. 15, No 12, pp. 7506-7514, 2007.
- [31] S. Wong, M. Deubel, F. Willard, S. John, G. Ozzin, M. Wegener and G. Freymann, "Direct laser writing of three-dimensional photonic crystals with a complete photonic band gap in chalcogenide glasses", Advanced Materials, vol. 18, No 3, pp. 265-269, 2006.
- [32] A. Hynnien, J. Thijssen, E. Vermolen, M. Dijkstra and A. Blaaderen, "Self-assembly route for photonic crystals with a bandgap in the visible region", Nature Materials, vol. 6, pp. 202-205, 2007.
- [33] Knight, J. C.; Birks, T.A.; Russell, P. St. J.; Atkin, D. M. Pure silica singlemode fibre with hexagonal photonic crystal cladding. In: Optical Fiber Communication Conference, 1996, San Jose. Proceedings... San Jose: SPIE, 1996. (Paper PD3-1)
- [34] Lü-Yun, Y. et al. A Novel Hollow-Core Holey Fibre with Random Hole Distributions in the Cladding. Chin. Phys. Lett., v. 22, n. 10, p. 2592-2594, 2005.
- [35] Buczynski, R. Photonic crystal fibers. Acta Physica Polonica A, v. 106, n. 2, p. 141- 168, 2004.
- [36] Crystal Fibre A/S. Crystal fibre. Disponível em: <<http://www.crystal-fibre.com>>. Acesso em: 20 out. 2006.
- [37] Fitt, A. D. Modeling the fabrication of Hollow Fibers: Capillary Drawing. Journal of Lightwave Technology, v. 19, n. 12, p. 1924-1931, dez. 2001.

### 3 ESTUDO DE EFEITOS NÃO-LINEARES EM FIBRAS ÓPTICAS

Neste capítulo, discutiremos alguns aspectos relevantes à propagação de pulsos por fibras ópticas. Apresentaremos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (GNLSE-*Generalized Nonlinear Schrödinger Equation*), que descreve dentro de certos limites, a propagação de pulsos por fibras. Indicaremos algumas aproximações e/ou considerações que são feitas em sua dedução. Entretanto, não nos aprofundaremos na dedução matemática destas equações, que podem ser facilmente encontradas na bibliografia indicada [1]-[5]. Após o conhecimento desses efeitos em fibras convencionais (SiO<sub>2</sub>), pretendemos apresentar os fenômenos não lineares em fibras de cristal fotônico, efeitos estes de altas ordens. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da dispersão de segunda ordem ( $\beta_2$ ), dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ) automodulação de fase (SPM), Self-Steepening (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS).

#### 3.1 EQUAÇÃO DE PROPAGAÇÃO EM UMA FIBRA ÓPTICA MONOMODO NO REGIME NÃO-LINEAR

Como todos os fenômenos eletromagnéticos, a propagação de pulsos por fibras ópticas é descrita pelas Equações de Maxwell [6]:

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

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

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

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

nas quais  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{J}$  e  $\rho$  representam, respectivamente, o vetor campo elétrico, o vetor campo magnético, a densidade de fluxo elétrico, a densidade de fluxo magnético, a densidade de corrente e a densidade de cargas do meio.

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

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}; \quad (3.2.a)$$

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

sendo  $\mathbf{P}$  e  $\mathbf{M}$ , respectivamente, as polarizações elétricas e magnéticas induzidas;  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $\mu_0$  é a permeabilidade do vácuo.

Como a fibra é um meio não-magnético ( $\mathbf{M} = 0$ ) e sem cargas livres ( $\rho = 0$  e  $\mathbf{J} = 0$ ), as equações de Maxwell para esse meio podem ser reescritas utilizando-se (3.2a) e (3.2b) em termos dos campos elétrico e magnético:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}; \quad (3.3.a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}; \quad (3.3.b)$$

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = -\nabla \cdot \mathbf{P}; \quad (3.3.c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0. \quad (3.3.d)$$

Tomando o rotacional de (3.3a) e utilizando a bem conhecida relação  $c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}$ , na qual denota a velocidade da luz no vácuo, obtêm-se [1], [6]:

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

Em geral, a avaliação de  $\mathbf{P}$  exige procedimentos de mecânica quântica [1]. Entretanto, longe das condições de ressonância do meio, como é o caso das fibras para sistemas de telecomunicações, que operam no intervalo de 0,5 a 2  $\mu\text{m}$ , pode-se utilizar uma relação fenomenológica como [6]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (3.5)$$

Nesta equação,  $\chi^{(i)}$  ( $i = 1, 2, \dots$ ) é a susceptibilidade elétrica de  $i$ -ésima ordem. Para levar em conta os efeitos de polarização da luz,  $\chi^{(i)}$  é um tensor de tipo  $(i+1)$ .

A susceptibilidade linear  $\chi^{(1)}$  representa a contribuição dominante para  $\mathbf{P}$ . Seus efeitos são incluídos através do índice de refração linear  $n(\omega)$  e do coeficiente de atenuação linear  $\alpha(\omega)$  dados, respectivamente, por [1]:

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)]; \quad (3.6a)$$

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{nc} \text{Im}[\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)] \quad (3.6b)$$



e relacionados com a constante dielétrica linear do meio, dependente da frequência, através de [1]:

$$\varepsilon(\omega) = \left( n + \frac{i\alpha c}{2\omega} \right)^2 \quad (3.7)$$

A susceptibilidade de segunda ordem  $\chi^{(2)}$  é nula para meios que possuem simetria de inversão em escala molecular. Como SiO<sub>2</sub> é uma molécula simétrica, a contribuição de  $\chi^{(2)}$  pode ser, normalmente, desprezada no caso das fibras de sílica [7].

Assim, considerando-se apenas os efeitos não-lineares de terceira ordem, a mais baixa contribuição apreciável, (3.5) pode ser reescrita como:

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t) \quad (3.8)$$

Sendo  $P_L(\mathbf{r}, t)$  a parte linear da polarizabilidade, dada por:

$$P_L(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t - t') \cdot E(r, t') dt \quad (3.9)$$

e  $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$  a parte não-linear, obtida através de [1]:

$$P_{NL}(r, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3, \dots) : E(r, t_1)E(r, t_2)E(r, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (3.10)$$

As equações (3.4), (3.5), (3.9) e (3.10) fornecem um formalismo geral para tratar os efeitos não-lineares de mais baixa ordem em fibras ópticas. Através delas, pode-se obter uma equação que descreva o comportamento dos pulsos que se propagam, nas bandas de interesse em telecomunicações, pela fibra.

Para fazer isso, substitui-se (3.8) em (3.4) e utiliza-se a bem conhecida identidade de operadores diferenciais vetoriais:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (3.11)$$

admitindo a condição de guiamento fraco,  $\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ . Assim, obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.12)$$

### 3.2 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

A equação (3.12) descreve adequadamente a propagação de pulsos por fibras ópticas. A única aproximação feita até agora é que a polarizabilidade não-linear, dada pela equação (3.10), leva em conta apenas as contribuições não-lineares de terceira ordem.

Entretanto, para resolver esta equação, é conveniente fazer uma série de aproximações e simplificações. Tais procedimentos, que resultarão no desenvolvimento da chamada Equação Não-Linear de Schrödinger (ENLS), também permitirão que visualizemos, com maior facilidade, a ação dos diversos fenômenos que atuam sobre os pulsos que se propagam pelas fibras.

Primeiramente, considera-se que  $\mathbf{P}_{NL}$  seja uma perturbação à polarizabilidade total induzida. Isto é razoável, uma vez que os efeitos não-lineares são relativamente fracos em fibras de sílica [1].

Admite-se que o campo óptico é quasi-monocromático, isto é, que a largura espectral do sinal,  $\Delta f$ , é pequena em relação à frequência da portadora do mesmo,  $f_0$  [1]. Como  $f_0$  é da ordem de 100 THz, nas regiões de interesse das fibras em telecomunicações, essa aproximação restringe as equações que estarão sendo desenvolvidas a descrever pulsos com duração mínima de 0,1 ps (10 THz).

Tal aproximação, conhecida como aproximação do envelope lentamente variável ou aproximação paraxial, permite que os vetores de campo e de polarizabilidade induzida sejam escritos como o produto entre uma função lentamente variável no tempo e um termo que descreve as oscilações da portadora.

Assim, admitindo-se, ainda, que a polarização do campo óptico seja mantida ao longo da fibra, por exemplo, na direção de  $\hat{x}$ , pode-se escrever o campo elétrico e as contribuições linear e não-linear da polarizabilidade como [1]:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.13a)$$

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.13b)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (3.13c)$$

nas quais *c.c.* representa o complexo conjugado do termo anterior.

Por fim, uma última simplificação admitida [1] é que a resposta não-linear do meio é instantânea, eliminando a dependência temporal de  $\chi^{(3)}$ . Assim, a equação (3.10) pode ser reescrita na forma:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (3.14)$$

Esta simplificação despreza a contribuição das vibrações moleculares à susceptibilidade não-linear. Em geral, tanto os elétrons, como o núcleo, levarão certo tempo para responder à ação do campo óptico [1], sendo a resposta nuclear inerentemente mais lenta. Para fibras de sílica, o tempo de resposta vibracional, ou de resposta Raman, ocorre em uma escala de tempo de 60-70 fs [1].

Assim, o limite imposto anteriormente para a largura mínima de pulso deve ser reconsiderado para  $\sim 1$  ps. Iniciando a derivação da Equação Não-Linear de Schrödinger, substitui-se (3.13b) em (3.9) e obtém-se uma expressão para a polarizabilidade linear:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\chi\chi}^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t - t')] dt' \quad (3.15a)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{\chi\chi}^{(1)}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \quad (3.15b)$$

na qual  $\tilde{\chi}_{\chi\chi}^{(1)}(\omega)$  e  $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$  representam, respectivamente, as transformadas de Fourier de  $\chi_{\chi\chi}^{(1)}(\omega)$  e  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ .

Analogamente, substituindo (3.13c) em (3.10) e desprezando os termos que oscilam na frequência da terceira harmônica,  $3f_0$ , obtemos uma expressão para a componente não-linear da polarizabilidade:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (3.16)$$

na qual  $\varepsilon_{NL}$  é a contribuição não-linear à constante dielétrica, dada:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{\chi\chi}^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (3.17)$$

Assim, com os resultados de (3.15b) e (3.16), a equação (3.12) é reescrita sob a forma:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{\chi\chi}^{(1)}(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t-t')] dt' \right) \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \epsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \end{aligned} \quad (3.18)$$

Em consequência da aproximação de envelope lentamente variável e do pressuposto caráter perturbativo da polarizabilidade não-linear, podemos considerar que  $\epsilon_{NL}$  é aproximadamente constante [8], [9] e escrever (3.18) no domínio da frequência, substituindo as derivadas temporais,  $\frac{\partial}{\partial t}$ , por  $i\omega$ . Fazendo isto, obtém-se a Equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (3.19)$$

na qual  $k_0 = \omega/c$  e  $\epsilon(\omega)$  é a constante dielétrica, dependente da frequência, dada por:

$$\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{\chi\chi}^{(1)} + \epsilon_{NL} \quad (3.20)$$

Em analogia com as equações (3.6ab e 3.7), a dependência entre a constante dielétrica, o índice de refração total  $\tilde{n}$  e o coeficiente de absorção total  $\tilde{\alpha}$ , é dada pelas equações (3.21) abaixo:

$$\epsilon(\omega) = \left( \tilde{n} + \frac{i\tilde{\alpha}c}{2\omega} \right)^2 \quad (3.21a)$$

$$\tilde{n} = n + n_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (3.21b)$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |\mathbf{E}|^2 \quad (3.21c)$$

Nestas expressões, o índice de refração não-linear  $n_2$  e o coeficiente de absorção não-linear  $\alpha_2$  estão relacionados com o tensor de susceptibilidade de terceira ordem através de:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re} \left( \chi_{\chi\chi\chi}^{(3)} \right) \quad (3.22a)$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im} \left( \chi_{\chi\chi\chi}^{(3)} \right) \quad (3.22b)$$

A equação (3.19) pode ser resolvida pelo método de separação das variáveis, admitindo-se uma solução da forma:

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y)\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)\exp(i\beta_0 z), \quad (3.23)$$

na qual  $\beta_0$  é o número de onda, que será determinado posteriormente.

Assim, mediante a aproximação  $\frac{\partial^2 \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z^2} \cong 0$ , justificável devido à hipótese que  $\tilde{A}(z, \omega)$  varia lentamente com  $z$  [1], (3.19) pode ser dividida no seguinte par de equações:

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega)k_0^2 - \tilde{\beta}^2(\omega)]F(x, y) = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0]\tilde{A}, \quad (3.25)$$

o número de onda  $\beta(\omega)$  corresponde aos autovalores que devem ser determinados.

O coeficiente  $\alpha_2$  é consideravelmente menor que  $\alpha$  nas fibras de sílica [1]. Desta forma, para resolver (3.24), pode-se utilizar o procedimento de teoria de perturbação de primeira ordem, no qual a constante dielétrica é aproximada por:

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n \quad (3.26)$$

sendo  $\Delta n$  uma pequena perturbação expressa através de:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0} \quad (3.27)$$

Seguindo este procedimento, no caso de fibras monomodo, a função  $F(x, y)$  pode ser aproximada por uma gaussiana:

$$F(x, y) = \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2}\right], \quad (3.28)$$

na qual  $w$  é um parâmetro ajustável. Os autovalores  $\tilde{\beta}(\omega)$  são dados por:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta \quad (3.29)$$

e  $\Delta\beta$  é calculado a partir da relação de normalização:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.30)$$

Substituindo  $\tilde{\beta}(\omega)$  em (3.25) e expandindo  $\beta(\omega)$  em Série de Taylor em torno de  $\omega = \omega_0$ ,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 \quad (3.31)$$

na qual

$$\beta_n = \left( \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (3.32)$$

obtemos a seguinte expressão para a amplitude  $\tilde{A}(z, \omega)$ :

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = i \left[ \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\beta \right] \tilde{A}(z, \omega) \quad (3.33)$$

Nesta última equação, foram considerados apenas os termos até a segunda ordem da expansão de  $\beta(\omega)$ . Essa aproximação é válida, desde que a consideração de pulso quase monocromático seja correta e que  $\beta_2$  não seja muito próximo de zero.

Finalmente, aplicando-se a Transformada de Fourier Inversa nos dois membros de (3.33) e incluindo a participação dos efeitos de atenuação e não-lineares, através da dependência entre  $\Delta\beta$  e  $\Delta n$ , obtém-se a Equação Não-Linear de Schrödinger:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (3.34)$$

na qual o coeficiente não-linear  $\gamma$  é definido através de:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (3.35)$$

e a área efetiva,  $A_{eff}$ , foi aproximada por  $A_{eff} = \pi W^2$ .

### 3.3 EQUAÇÃO NÃO-LINEAR GENERALIZADA DE SCHRÖDINGER

A equação (3.34) é conhecida como Equação Não-Linear de Schrödinger devido à sua similaridade matemática com a Equação de Schrödinger utilizada em Mecânica Quântica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi(z, t) = \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z, t, \psi) \right) \psi(z, t) \quad (3.36)$$

Adotando-se um referencial com velocidade de propagação igual a  $\frac{1}{\beta_1}$  e considerando  $\alpha = 0$  em (3.34), verificamos que as duas equações, mediante a permuta entre as variáveis do tempo e do espaço  $z \leftrightarrow t$  e a identificação dos termos de dispersão e de efeitos não-lineares da ENLS, respectivamente, coincidem com os termos de energia cinética,  $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ , potencial,  $V(z, t)$ , da equação da Mecânica Quântica.

Dentro dos interesses das Telecomunicações, a ENLS descreve, com boa precisão, o comportamento de pulsos quase monocromáticos que tenham largura temporal mínima de 1 ps, amplitude lentamente variável no tempo, polarizabilidade linear e que se propagam por fibras que mantenham a polarização do sinal. Além disso, esta equação ainda admite que a propagação se dê em comprimentos de onda nos quais o coeficiente  $\beta_2$  é suficientemente grande e as não-linearidades são relativamente fracas. Estas considerações e suas conseqüentes restrições estão indicadas na Tabela 3.1.

Para descrever a propagação de pulsos com características fora destes limites, é necessária a utilização de equações que sejam mais gerais que a ENLS.

**TABELA 3.1** Considerações feitas para a dedução da equação não-linear de schrödinger e suas respectivas restrições de validade.

Consideração	Restrição Imposta
$P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ perturbação a $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$	$n_2 E ^2 \ll n$
Polarização do Campo Óptico Mantida	$E(\mathbf{r}, t) = \hat{y}E(\mathbf{r}, t)$
Campo Óptico Quase-Monocromático	$\Delta f \ll f_0, \Delta t > 0,1 ps$
Envelope Lentamente Variável	$E(\mathbf{r}, t)$ é uma função lentamente variável no tempo, em relação ao período óptico.
Resposta não-linear instantânea	$\Delta t > 1ps$
$\omega$ é tal que $ \beta_2(\omega)  \neq 0$	Expansão de $\beta(\omega)$ até os termos em $(\omega - \omega_0)$ .

Nesta seção, apresentaremos sem nos aprofundarmos nos detalhes de sua dedução matemática, a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (ENLGS). Esta equação descreve, adequadamente, o comportamento de pulsos com larguras temporais mínimas de 50 fs e relaxa algumas das considerações feitas na dedução da ENLS.

Primeiramente, a consideração de que os pulsos se propagam em regiões nas quais  $|\beta_2(\omega)| \neq 0$  é facilmente aliviada, incluindo-se na expansão de  $\beta(\omega)$  o termo proporcional a  $\beta_3$ :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (3.37)$$

Como será discutido na Seção 3.4, os terceiro e quarto termos de (3.37) são responsáveis pela dispersão linear dos pulsos e os parâmetros  $\beta_2$  e  $\beta_3$  são conhecidos como coeficientes de dispersão, respectivamente, de segunda e de terceira ordem.

Devido à sua menor magnitude, a dispersão de segunda ordem é usualmente mais relevante na região em que  $\beta_2(\omega) \cong 0$  [10], conhecida como região de comprimento de onda de dispersão nula.

Entretanto, se os pulsos oscilarem de forma suficientemente rápida, a dispersão de segunda ordem pode ser significativa mesmo fora da região de comprimento de onda de dispersão nula.

De fato, a inclusão do termo proporcional a  $\beta_3$  garante, quanto aos efeitos dispersivos, a descrição adequada para pulsos ultracurtos, cuja largura é  $\leq 100$  fs. Esta inclusão relaxa a



condição de que os pulsos sejam quase-monocromáticos, permitindo que estes tenham largura espectral comparáveis à frequência da portadora  $f_0$ .

Se necessário, os termos superiores a  $\beta_3$  podem ser facilmente incluídos em (3.37). Na dedução da ENLS, admitiu-se, também, que a resposta não-linear do meio fosse instantânea, através da equação (3.29). Pode-se relaxar esta aproximação considerando-se que a susceptibilidade de terceira ordem obedece a uma relação do tipo:

$$\chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)}R(t - t_1)\delta(t - t_2)\delta(t - t_3) \quad (3.38)$$

na qual  $R(t)$  é a função de resposta não-linear. Assim, a polarizabilidade não-linear dada pela equação (2.1.13) é substituída por:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0\chi^{(3)}\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t R(t - t_1) E^2(\mathbf{r}, t_1) dt_1 \quad (3.39)$$

Substituindo (3.39) em (3.12) e adotando-se um procedimento de teoria de perturbação [5] semelhante ao da subseção anterior, obtém-se uma nova equação para descrever a evolução de  $A(z, t)$  de forma mais geral que a ENLS.

Observa-se que, como a aproximação de envelope lentamente variável foi relaxada com a inclusão do termo de dispersão de segunda ordem, o procedimento perturbativo aplicado para obtenção desta nova equação também deve considerar esta relaxação. De fato, ao contrário do que ocorre na ENLS, a dedução desta nova equação considera que a polarizabilidade não-linear varia com o tempo e inclui a contribuição da primeira derivada de  $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ .

Com essas duas novas considerações, susceptibilidade eletrônica não-instantânea e polarizabilidade não-linear variável com o tempo, a ENLS é reescrita da seguinte maneira [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma \left[ 1 + \frac{i}{\omega_0} \right] \left[ A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right], \quad (3.40)$$

Resta, ainda, que seja estabelecida a dependência temporal da função de resposta não-linear com o tempo.  $R(t)$  deve-se levar em conta tanto as contribuições eletrônicas, quanto as contribuições vibracionais, chamadas de Raman. Como a resposta Raman é bem mais lenta que a eletrônica, pode-se expressar esta dependência por [11],[4]:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t) \quad (3.41)$$

na qual a resposta eletrônica é considerada instantânea,  $f_R$  corresponde à fração da resposta não-linear governada pelas oscilações Raman e  $h_R(t)$  é a função de resposta Raman. Esta última função está relacionada com o espectro de ganho Raman,

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)] \quad (3.42)$$

que é medido experimentalmente e pode ser encontrado na literatura [12].

Utilizando (3.40) e fazendo-se uma expansão em Série de Taylor, para  $|A(z, t - t')|^2$  até termos de primeira ordem em  $t'$ , obtemos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, ENLGS [1], [5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial}{\partial t} |A|^2 \right], \quad (3.43)$$

na qual

$$T_R = \int_0^\infty t' R(t') dt' \quad (3.44)$$

As considerações feitas para a dedução da ENLGS permitem que ela descreva, precisamente, o comportamento de pulsos com largura temporal mínima de aproximadamente 50 fs. Ela pode falhar para pulsos com duração inferior a 10 fs, devido à perda da validade da aproximação de envelope lentamente variável.

Além disto, em comparação com a ENLS, a ENLGS também apresenta a vantagem de descrever os fenômenos de *Self-Steepening* (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS).

Entretanto, em parte por suas naturezas unidirecionais, tanto a ENLS, como a ENLGS não descrevem o Espalhamento Inelástico Brillouin.

### 3.4 DESCRIÇÃO DOS EFEITOS PREVISTOS PELA ENLGS

A Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger, Equação (3.43), descreve precisamente os fenômenos relevantes à propagação de pulsos, com duração mínima de ~50 fs, por fibras monomodo não-birrefringentes.

Nesta seção, apresentaremos, sucintamente, como cada um dos termos de (3.43) influencia essa propagação.

Como veremos no final deste capítulo, as rotinas desenvolvidas para simular os efeitos de propagação de pulsos, com duração de 100 fs, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos de  $\beta_2$ ,  $\beta_3$ , SPM, SS e IRS..

### 3.4.1 PROPAGAÇÃO DE UM ÚNICO CANAL

Nesta subseção, analisaremos o caso de apenas um canal óptico (uma única frequência portadora) se propagando pela fibra. Esta discussão será estendida, no próximo capítulo, para o caso de 2 canais propagando-se em dispositivos conhecidos como acopladores ópticos baseados em fibras de cristal fotônico.

### 3.4.2 VELOCIDADE DE GRUPO

Observamos que (3.43) exibe quatro termos lineares no campo  $A(z, t)$ . O primeiro deles, proporcional a  $\beta_1$ , está relacionado com a velocidade de propagação de grupo do canal,  $v_g$ . De fato, a velocidade de grupo é o inverso de  $\beta_1$ :

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} \quad (3.45)$$

e podemos utilizar a transformação de variáveis:

$$T = t - \beta_1 z \quad (3.46)$$

para reescrevermos (3.43) na forma:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2}A = i\gamma \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial}{\partial T} |A|^2 \right], \quad (3.47)$$

Desprezando-se as pequenas variações da velocidade de grupo dentro de um mesmo canal, a equação (3.47) é totalmente equivalente à (3.43). A única alteração é que, através de (3.47), adota-se um referencial que se move com a mesma velocidade que a velocidade de grupo da onda descrita por  $A(z, t)$ .

### 3.4.3 EFEITOS DISPERSIVOS

O termo proporcional a  $\beta_2$  descreve a dispersão de segunda ordem, ou seja, a variação da velocidade de grupo de cada componente espectral da onda durante sua propagação pela fibra. Isso pode ser observado anulando-se todos os outros termos de (3.47):

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Podemos analisar o efeito do termo de dispersão de terceira ordem, proporcional a  $\beta_3$ , incluindo-o em (3.48).

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

### 3.4.4 ATENUAÇÃO

O último termo que descreve efeitos lineares em (3.43) é o termo proporcional a  $\alpha$ . Esse termo é responsável pela atenuação da fibra e, para verificarmos sua ação, reescreveremos (3.47) anulando as contribuições dos outros efeitos:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} A(z,T) \quad (3.59)$$

A solução dessa equação é bastante simples:

$$A(z,T) = A(0,T) \exp\left(-\frac{\alpha z}{2}\right) \quad (3.60)$$

$$P(z,t) = P(0,T) \exp(-\alpha z) \quad (3.61)$$

e mostra que a potência  $P(z,T), P(z,T) = |A(z,T)|^2$  de um pulso que se propaga por uma fibra que decairá exponencialmente com o aumento da distância.

Embora nos sistemas de telecomunicações se procure trabalhar em regiões espectrais nas quais o coeficiente de atenuação  $\alpha$  é aproximadamente constante, em geral, ele é função do comprimento de onda  $\alpha = \alpha(\lambda)$ .

O Espalhamento de Rayleigh é causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra e que ocorrem em distâncias muito pequenas quando comparadas a  $\lambda$ . Uma vez que essas variações resultam de flutuações inevitáveis na composição do material da fibra e de defeitos e não-homogeneidades estruturais causadas

incontrolavelmente durante o processo de fabricação da fibra, o Espalhamento de Rayleigh proporciona um limite mínimo fundamental para a atenuação em vidros. Seu efeito é proporcional a  $\lambda^{-4}$ .

Outro fenômeno importante que contribui para a atenuação é o Espalhamento de Mie, que é causado pela existência de não-homogeneidades de dimensões comparáveis à  $\lambda$ , sendo estas resultantes de imperfeições na estrutura cilíndrica da fibra.

Além desses dois espalhamentos, vários outros mecanismos podem contribuir para atenuação das fibras. Dentre eles, citamos as absorções intrínseca e extrínseca, as curvaturas e o projeto de guias de ondas. Informações mais detalhadas sobre esses mecanismos podem ser obtidas, por exemplo, em [13].

Assim como acontece com a dispersão, temos duas figuras de mérito associadas à atenuação, o comprimento de perdas  $L_P$ , e o comprimento efetivo  $L_{eff}$ :

$$L_P = \frac{1}{\alpha} \quad (3.62a)$$

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (3.62b)$$

na qual  $L$  é o comprimento total da fibra.

O comprimento de perdas corresponde ao comprimento no qual a potência decai a  $1/e$  da potência injetada na fibra. A interpretação do comprimento efetivo está relacionada com o comprimento da fibra no qual as interações não-lineares serão mais fortes. Para atenuações típicas de 0,22 dB/km e os comprimentos de interesse para sistemas de telecomunicações, da ordem de algumas dezenas de quilômetros, verificamos facilmente que  $L_P \cong L_{eff} \cong 20$  km.

### 3.4.5 AUTOMODULAÇÃO DE FASE

Os três termos de (3.43) que ainda não foram analisados envolvem a potência do pulso óptico  $|A(z, T)|^2$  sendo, portanto, não-lineares.

A origem física dos efeitos não-lineares de ordem mais baixa está relacionada com a dependência entre o índice de refração da fibra e a potência do campo eletromagnético que nela se propaga. Isso é decorrência do movimento anarmônico dos elétrons ligados pertencentes ao material que constitui a fibra, em resposta à influência do campo externo [1] e caracteriza o que é chamado de Efeito Kerr.

Para analisar a ação dos efeitos não-lineares de ordem mais baixa, desprezam-se as contribuições dos efeitos lineares e das derivadas temporais da potência,  $\frac{\partial}{\partial T} |A|^2$  e  $\frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)$ .

Assim, obtemos a equação:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A \quad (3.63)$$

que pode ser facilmente resolvida, resultando em:

$$A(z, T) = A(0, T) \exp[i\phi_{NL}(z, T)], \quad (3.64)$$

na qual a fase não-linear  $\phi_{NL}(z, T)$  é definida como:

$$\phi_{NL}(z, T) = |A(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}} \quad (3.65)$$

e o comprimento não-linear,  $L_{NL}$ ,

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (3.66)$$

é uma figura de mérito relacionada com a escala de comprimento a partir da qual os efeitos não-lineares serão relevantes.

A partir de (3.64) verificamos que, sob o regime não-linear considerado, a forma do pulso permanece inalterada  $|A(z, T)|^2 = |\tilde{A}(0, T)|^2$ . Por outro lado, a variação de fase, descrita por (3.65), dependente da potência óptica e crescente com a distância de propagação, implica um alargamento espectral do pulso.

Isto pode ser entendido mediante a observação de que uma fase variável no tempo faz com que a frequência óptica instantânea difira, ao longo do pulso, de seu valor central  $f_0$  [1]. Esta diferença,  $\delta\omega$ , é dada por:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial \phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial}{\partial T} \left( |A(0, T)|^2 \frac{z}{L_{NL}} \right) \quad (3.67)$$

e, no caso do pulso gaussiano, descrito por (3.52), pode ser escrita como

$$\delta\omega(T) = 2P_0 \left( \frac{T}{T_0^2} \right) \exp \left[ -\left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \frac{z}{L_{NL}}. \quad (3.68)$$



O aumento de  $\delta\omega(T)$ , com a distância de propagação  $z$ , caracteriza o referido alargamento espectral.

A dependência entre a fase e a intensidade em (3.65), justifica o nome Automodulação de Fase (SPM), utilizado para descrever a classe de fenômenos não-lineares indicada acima. A primeira observação deste efeito em fibras ópticas ocorreu em 1970 e, desde então, estudos teóricos e experimentais sobre a SPM vêm sendo amplamente divulgados.

Em geral, a SPM não será suficiente para descrever, isoladamente, a propagação de pulsos por fibras. Ela atuará conjuntamente com os efeitos de dispersão e atenuação de acordo com (3.47).

A atenuação pode ser prontamente incorporada aos resultados de (3.64, 3.65 e 3.66) pela mera substituição da distância de propagação  $z$ , pela distância de propagação efetiva  $z_{eff}$ .

$$z_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha z)}{\alpha} \quad (3.69)$$

nas equações (3.64, 3.65 e 3.66) a (3.69).

A inclusão dos efeitos dispersivos é mais complicada e requer a solução, na maioria das vezes, numérica de (3.47).

Entretanto, em algumas situações, podemos considerar que a propagação se dará em um regime predominantemente dispersivo ou não-linear.

Fazendo uma relação com as figuras de mérito previamente mencionadas, a primeira destas situações corresponde ao caso no qual  $L \ll L_{NL}$  e  $L \geq L_D$ , de tal forma que  $\frac{L_D}{L_{NL}} \leq 1$ . Já o regime não-linear, regido pelo alargamento espectral induzido pela SPM, será caracterizado quando  $L \ll L_D$  e  $L \geq L_{NL}$ , de maneira que  $\frac{L_D}{L_{NL}} \geq 1$ .

Nas situações em que GVD e SPM possuem contribuições de magnitudes semelhantes, a SPM pode tanto realçar como compensar os efeitos de alargamento temporal causados pela GVD. Uma análise detalhada destas afirmações pode ser obtida através da comparação entre os *chirps*, variações temporais da fase dos pulsos induzidos por esses efeitos. Em geral, quanto maior o *chirp*, maior será o alargamento temporal.

Embora esta análise esteja além dos objetivos deste trabalho, observa-se que o *chirp* induzido pela SPM será sempre positivo, ao passo que o *chirp* induzido pela GVD poderá ser

positivo ou negativo, dependendo do sinal da dispersão de segunda ordem ser, respectivamente, positivo ou negativo.

Assim, o *chirp* total experimentado por um pulso que se propaga no regime de dispersão normal ( $\beta_2 > 0$ ) será maior que o devido apenas à GVD, realçando seu alargamento temporal.

Por outro lado, se o pulso se propagar no regime de dispersão anômala ( $\beta_2 < 0$ ), o *chirp* induzido pela SPM atuará no sentido oposto ao da GVD e o efeito de alargamento temporal será reduzido.

De fato, utilizando formas especiais de pulso, o *chirp* induzido pela SPM pode anular o *chirp* induzido pela GVD. Neste caso, o pulso se propagará sem sofrer alargamento temporal ou sofrendo alargamentos e estreitamentos temporais periódicos, caracterizando uma transmissão solitônica. A propagação de sólitons por fibras constitui uma das áreas de maior interesse, tanto teórico como aplicado, de pesquisa em comunicações ópticas, sendo amplamente relatada na literatura [14]-[19].

### 3.4.6 SELF-STEEPENING E INTRAPULSE RAMAN SCATTERING

O segundo termo não-linear de (3.47),  $\frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)$ , governa um importante efeito não-linear, conhecido como *self-steepening* [20]-[22]. Sua origem física está relacionada com a dependência entre a velocidade de grupo e a intensidade dos pulsos que se propagam pelas fibras.

Neste trabalho de tese, o *self-steepening* será relevante quando os pulsos propagados forem ultracurtos ( $\sim 100$  fs) e/ou tiverem potência suficientemente elevada, neste caso em fibras de cristal fotônico. Nos casos em que a dispersão pode ser desprezada, o *self-steepening* pode imprimir a formação de uma frente óptica de choque aos pulsos que se propagam pela fibra. Ele também gera uma distorção espectral, deslocando o pico de amplitude para uma frequência inferior à central (*red shift*) e causando um alargamento espectral maior no sentido das frequências superiores (*blue shift*).

Se os termos de dispersão precisarem ser considerados, como é o caso para pulsos ultracurtos, a formação da frente óptica de choque e a distorção espectral serão minimizadas. O último termo de (3.47),  $-i\gamma T_R A \frac{\partial}{\partial T} |A|^2$ , é consequência de um tempo de resposta finita das não-linearidades e descreve o fenômeno de *intrapulse raman scattering* [20]-[21]. Esse

fenômeno, assim como o *self-steepening*, também é responsável pelo decaimento de sólitons de ordem superior e também é relevante apenas para pulsos ultracurtos ( $\sim 100$  fs).

As figuras de mérito associadas ao *self-steepening* e o *intrapulse raman scattering* são, respectivamente, [22]:

$$L_{SS} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P} \quad (3.70a)$$

$$L_{IRS} = \frac{T_0/T_R}{\gamma P} \quad (3.70b)$$

Como o *self-steepening* e o *intrapulse raman scattering* não representam fortes restrições aos sistemas de comunicações ópticas atuais, esta breve discussão é suficiente aos nossos propósitos. Por outro lado, como um dos nossos objetivos é a implementação de uma rotina numérica para a solução da ENLGS, no próximo capítulo iremos apresentar algumas simulações que lidem com estes fenômenos, sendo que esta propagação será através de dois canais, caracterizando um dispositivo óptico baseado em fibras de cristal fotônico, o acoplador.

Neste Capítulo, apresentamos a ENLGS que descreve, dentro das considerações listadas na Tabela 3.1, a propagação de pulsos por fibras ópticas monomodo. Em seguida, analisamos cada um dos termos desta equação e realizamos uma breve discussão sobre os principais efeitos de transmissão previstos por ela. A Tabela 3.2 lista os principais pontos desta discussão.

Tabela 3.2 resumo dos efeitos de propagação em fibras ópticas monomodo

EFEITO	TERMO DA ENLGS	ORIGEM FÍSICA	IMPLICAÇÕES	Figura DE MÉRITO
Velocidade de Grupo	$-\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Deslocamento entre os canais.	$L_W = \frac{T_0}{ \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) }$
Dispersão de 2º Ordem	$-\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal	$L_{D2} = \frac{T_0^2}{ \beta_2 }$
Dispersão de 3º Ordem	$\frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}$	Índice de refração dependente da frequência do Campo Aplicado.	Alargamento Temporal Assimétrico	$L_{D3} = \frac{T_0^3}{ \beta_3 }$
Atenuação	$-\frac{\alpha}{2}A$	Espalhamento de Rayleigh e de Mie, Absorções, Curvaturas, Projetos de Guia de Onda.	Perda de Potência	$L_P = \frac{1}{\alpha}$
Efeito Kerr	$i\gamma A ^2A$	Índice de Refração dependente da Potência do Campo Aplicado: Movimento Anarmônico dos Elétrons Ligados	-Automodulação de Fase -Modulação Cruzada de Fase -Mistura de Quatro Ondas -Instabilidade Modulacional -Geração de 3ª Harmônica	$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P}$
Self-Steepening	$-\frac{2\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} ( A ^2 A)$	Velocidade de Grupo dependente da Intensidade	-Frente Óptica de Choque -Decaimento de Sólitons	$L_{SS} = \frac{\omega_0 T_0}{\gamma P}$
Intrapulse Raman Scattering	$-\gamma T_R \frac{\partial}{\partial T} ( A ^2)$	Tempo de Resposta Finito à Ação do Campo Aplicado	Decaimento de Sólitons	$L_{IRS} = \frac{T_0/T_R}{\gamma P}$

### 3.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Second Edition, Academic Press, San Diego, N.Y., U.S.A., 1995.
- [2] A. Hasegawa, F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, no 3, pp. 142-144, Aug. 1973.
- [3] R.H. Hardin, F.D. Tappert, "Application of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equation," *SIAM*, vol. 15, 423, 1973.
- [4] P.V. Mamyshev, S.V. Chernikov, "Ultrashort-pulse propagation in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1076-1078, Oct. 1990.
- [5] Y. Kodama, A. Hasegawa, "Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide," *IEEE J. of Quantum Electron.*, vol. QE-23, no 5, pp. 510-524, May. 1987.
- [6] G.R. Fowles, *Introduction to Modern Optics*, Second Edition, Dover Publications, New York, 1989.
- [7] Y.R. Shen, *Principles of Nonlinear Optics*, Wiley, New York, 1984.
- [8] G.P. Agrawal, in *Supercontinuum Laser Source*, R.R. Alfano, Ed. Springer-Verlag, Heidelberg, Chapter 3, 1989.
- [9] H.A. Haus, *Waves and Fields in Optoelectronics*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1984, Capítulo 10.
- [10] M. Miyagi, S. Nishida, "Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion," *Appl. Opt.*, vol. 18, no 5, pp. 678-682, Mar. 1979.
- [11] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlinson, H.A. Haus, "Raman response function of silica-core fibers," *J. Opt. Am. B*, vol. 6, pp. 1159-1166, Jul. 1989.
- [12] R.H. Stolen, "Nonlinearity in Fiber Transmission," *Proc. IEEE*, vol. 68, pp. 1232, 1980.
- [13] W.F. Giozza, E. Conforti, H. Waldman, *Fibras Ópticas*, Makron Books do Brasil Ltda., Editora McGraw-Hill Ltda., São Paulo, Brasil, 1991.
- [14] P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, H.H. Chen, Y.C. Lee, "Soliton at the zero-group-dispersion wavelength of a single-mode fibers," *Opt. Lett.*, vol. 12, no 8, pp. 628-630, Aug. 1987.
- [15] A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, J.R. Taylor, "Solitons in the region of the minimum group-velocity dispersion of single-mode optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 13, no 9, pp. 770-772, Sep. 1988.
- [16] Y. Chen, "Combined process of stimulated Raman scattering and four-wave mixing in

optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 7, no 1, pp. 43-52, Jan. 1990.

[17] D.R. Andersen, S. Datta, R.L. Gunshor, "A coupled mode approach to modulation instability and envelope solitons," *J. Appl. Phys.*, vol. 54, no 10, pp. 5608-5612, Oct. 1983.

[18] F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, "Discovery of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.* 11, 659-661, 1986.

[19] P.G. Drazin, *Solitons: An Introduction*, Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.

[20] F. DeMartini, C.H. Townes, T.K. Gustafson and P.L. Kelley, "Self-steepening of light pulses," *Phys. Rev.* 164, 312-323, 1967.

[21] M. Trippenbach, Y.B. Band, "Effects of self-steepening and self-frequency shifting on short-pulse splitting in dispersive nonlinear media," *Phys. Rev. A* 57, 6, 4791-4803, 1998.

[22] J.P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no 10, pp. 662-664, Oct. 1986.

## 4 TEORIA FUNDAMENTAL SOBRE ACOPLADORES DE FIBRA CONVENCIONAL E DE FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO

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 de fibras convencionais ( $\text{SiO}_2$ ), sendo que o principal objetivo é mostrar os efeitos num acoplador direcional não-linear simétrico (NLDC) em PCFs operando com dois pulsos ultracurtos fundamentais de 100fs, utilizando a equação não-linear de Schrödinger generalizada (ENLSG) com o acréscimo de termos de dispersão de terceira ordem, Self-Steeptening (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS).

### 4.1 ACOPLADORES DE FIBRAS CONVENCIONAIS

Acopladores de fibras, 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 de fibras 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, telecomunicações e processamento digital totalmente óptico são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos [1-5].

Os acopladores têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos  $\text{LiNbO}_3$  e guias de ondas semicondutores. Nesta Tese, 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 de 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; e.
- Fusão de duas, ou mais, fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento.

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

## 4.2 CARACTERÍSTICAS DOS ACOPLADORES

Acopladores de fibras são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância “d”, conforme mostram as Figuras 4.1a e 4.1b, e são regularmente usados para uma variedade de aplicações relacionadas a fibras ópticas [6-10]. 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 PC, 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:

$$P_c = (A_{\text{eff}} \lambda) / (n_{\text{NL}} L_c) \quad (4.1)$$

em que  $A_{\text{eff}}$  representa a área de seção transversal efetiva do guia de onda,  $\lambda$  é o comprimento de onda no vácuo,  $n_{\text{NL}}$  é o índice de refração não-linear e  $L_c$  é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência de um guia para outro. Para o acoplador da Figura 4.1a, o comprimento  $L_c$  é definido como:

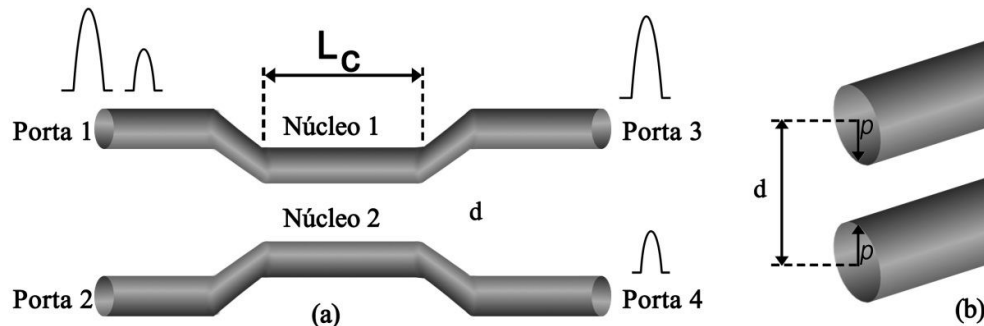


$$L_c = \pi/2K \quad (4.2)$$

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

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 4.1 (a) 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 e. (b) seção transversal do NLDC.**



Fonte: Marcos Benedito C. Costa

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

Para o acoplador das Figuras 4.1a e 4.1b, temos que “ $d$ ” é a separação entre os centros dos núcleos das fibras e  $\rho$  o raio dos núcleos. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação  $d/\rho$  usualmente varia entre 2 e 4 [11], ou seja, a

relação  $d/\rho$  deve ser, no mínimo, da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [12].

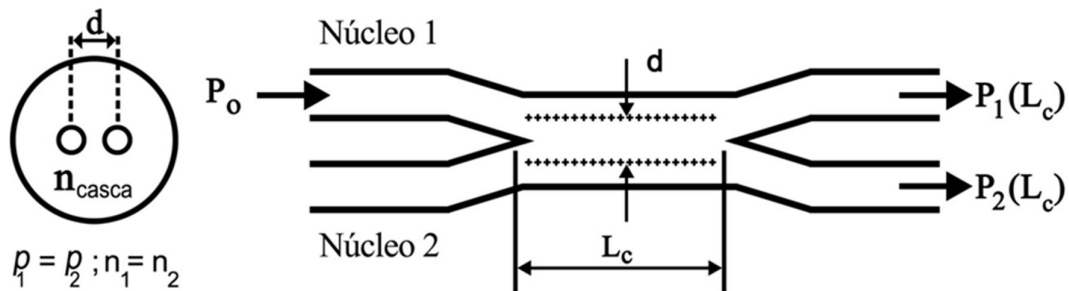
### 4.3 ACOPLADORES DIRECIONAIS E CONTRADIRECIONAIS

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.

### 4.4 ACOPLADORES SIMÉTRICOS

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

Figura 4.2 acoplador simétrico



Fonte: <http://www.ebah.pt/content/ABAAflmAAF/optica-integrada-acoplador-com-fibra-optica-cristal-fotonico-obter-porta-logicas?part=2>

### 4.5 ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR BASEADO EM FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS (NLDC-PCF).

Como visto anteriormente, dois guias próximos podem ser acoplados devido à penetração da luz de um guia para o outro. Este dispositivo fabricado a partir de materiais com índice de refração positivo preserva o sentido de propagação da luz e, possivelmente, por

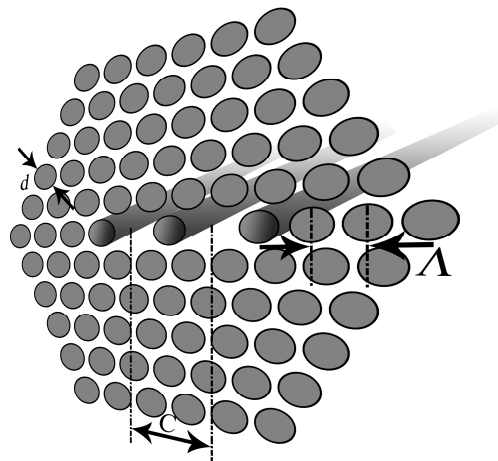
esta razão, é chamado de acoplador direcional. Atualmente já existem propostas de se utilizarem acopladores direcionais de cristais fotônicos para a transmissão de sólitons bem como utilizarem os efeitos não-lineares de sua propagação, já que a maioria das aplicações utiliza apenas características lineares destes dispositivos [13-15].

Uma fibra óptica convencional é formada por um fio de sílica envolto por um material com índice de menor refração. Dessa forma, ocorre o confinamento da luz no guia pela lei de Snell. As PCFs são formadas por um arranjo periódico de materiais de alto e baixo índice de refração. Como material de alto índice, pode-se utilizar a sílica e como material de baixo índice de refração é utilizado o ar (buracos de ar na estrutura periódica).

As fibras que estudaremos neste trabalho serão as que confinam a luz por índice de refração. Existem fibras que confinam a luz por band gap, que é uma faixa de frequência onde a luz pode se propagar gerada por algum defeito (quebra na periodicidade do material) em uma estrutura periódica de cristais fotônicos, seja em uma, duas ou três dimensões.

O projeto mais comumente usado é uma fibra holey, utilizada neste trabalho, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra [16]. Na Figura 4.3 mostra a fibra de dois núcleos utilizada como dispositivo acoplador neste trabalho.

**Figura 4.3** Seção reta transversal de uma fibra de dois núcleos onde as áreas azuis são buracos de ar e as áreas brancas são de outro material com índice refração maior do que o ar (Fibras holey) [17].



Fonte: [17]

A estrutura de uma PCF de dois núcleos mostrado na figura acima possui os seguintes fatores geométricos: onde “d” é o diâmetro dos buracos de ar que compõe a fibra de sílica,  $\Lambda$  é a distância de um buraco ao outro e  $C$  é a separação do núcleo.

A equação matemática que descreve a propagação de pacotes de luz em fibras ópticas é a equação não-linear de Schrödinger (NLSE) obtida através das equações de Maxwell considerando um meio de propagação livre de cargas. Na sua forma generalizada, temos a equação para a propagação (3.43) do capítulo anterior.

Ao utilizarmos acopladores baseados em fibras de cristais fotônicos temos que acrescentar os efeitos de dispersão e não-linearidade de altas ordens. A equação (3.43) expressa a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não-linear com os efeitos de alta ordem. A mesma é conhecida como equação não-linear de modo acoplado e não diferenciam os modos de polarização ortogonais da fibra:

$$\begin{aligned}
 i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma |A_1|^2 A_1 + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial(|A_1|^2 A_1)}{\partial t} - \gamma A_1 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 A_2 + i k_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0 \\
 i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \gamma |A_2|^2 A_2 + i \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial(|A_2|^2 A_2)}{\partial t} - \gamma A_2 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} + k_0 A_1 + i k_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} = 0
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

Em (4.3) tem-se que  $z$  é o comprimento ao longo da fibra,  $t$  é o tempo de referência para a propagação dos pulsos e  $A_1$  e  $A_2$  são os pulsos de entrada nos dois núcleos do acoplador. Em comparação com (3.43) surge o parâmetro do coeficiente de acoplamento ( $k_0$ ) e do coeficiente de dispersão de acoplamento ( $k_1$ ).

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 acima da potência crítica.

## 4.6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste primeiro momento, resolvemos numericamente as equações para os modos acoplados em (4.3). Nesse primeiro experimento, estamos interessados em entender a

influência dos efeitos de dispersão e não-linearidade de altas ordens. Primeiro iremos propagar um pulso secante hiperbólico na entrada da fibra 1 de largura temporal de meia potência  $T_{fwhm}=100$  fs e na entrada da fibra 2 não teremos entrada de sinal. Analisamos um acoplador baseado em fibras de cristais fotônicos que possui o diâmetro dos buracos  $d = 2.0\mu\text{m}$ , distância entre os buracos de  $\Lambda = d/0,9$ , separação entre os núcleos de  $2\Lambda$  (ver Figura 4.3) e o comprimento de acoplamento dado por  $L_c=1,8$  cm. O comprimento de onda da portadora está na região do infravermelho e seu valor é  $\lambda=1,55\mu\text{m}$  [17]. Os parâmetros para as nossas equações dos modos acoplados mostrados em (4.3) serão os seguintes:  $\beta_2=-47\text{ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3=0.1\text{ps}^3/\text{km}$ ,  $\gamma=3.2\times 10^{-3}(\text{Wm}^{-1})$  (para uma área efetiva de  $41\mu\text{m}^2$ ) e  $\gamma/\omega_0=2.6\times 10^{-18}$  s/(Wm).

Para um pulso secante hiperbólico temos a seguinte relação entre a largura inicial do pulso ( $T_0$ ) e a largura temporal de meia potência ( $T_{fwhm}$ )

$$T_{fwhm} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0 \cong 1,763T_0 \quad (4.4)$$

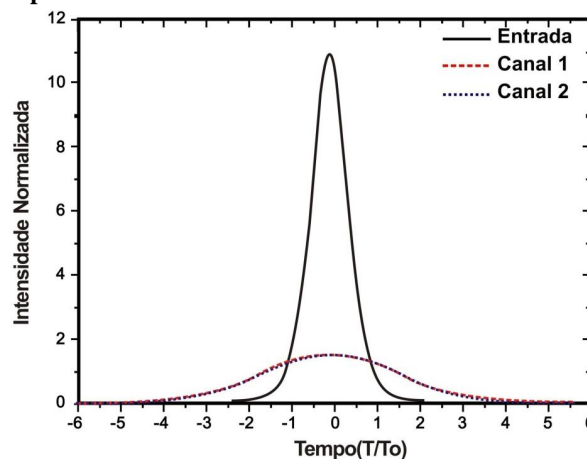
Para essa nossa propagação encontramos que a distância para que a dispersão de 2ª ordem seja influente será dada por  $L_{D2}=T_0^2/|\beta_2|=6,8\text{cm}$ . Da mesma forma, para que os efeitos de dispersão de 3ª ordem sejam influentes, precisamos de uma distância mínima de  $L_{D3}=T_0^3/|\beta_3|=1,82$  m. Já para o SPM, temos que  $L_{NL}=1/\gamma P_0$ , onde  $P_0$  é o pico de potência do sinal de entrada. Nesse primeiro momento utilizamos uma potência de entrada dez vezes menor que a potência crítica ( $P_c$ ) do acoplador que é dada pela relação  $P_c=4k/\gamma(1-\sigma)$  tal que  $k=\pi/2L_c$ ,  $L_c$  é o comprimento de acoplamento e  $\sigma$  é o parâmetro de modulação cruzada de fase (XPM), considerado na maioria das vezes como zero. No acoplador em questão temos que a  $P_c = 109\text{kW}$ . A potência crítica é definida como a energia do pulso de entrada que transfere 50% de sua energia para o pulso de saída em uma das portas de saída do acoplador óptico e 50% de sua energia para a outra porta de saída do acoplador óptico.

Nossa próxima análise será mostrar que o coeficiente de dispersão de acoplamento pode quebrar o pulso a partir de uma determinada distância. Essa distância é dada por  $L_w = T_0/|k_1|$ . Para o comprimento de onda da portadora que estamos utilizando o valor de  $k_1$  é de  $-410$  fs/m [17]. Então, de acordo com a equação citada acima, o efeito de dispersão da constante de acoplamento será notável a partir de  $L_w=24$  cm. Dessa forma, se faz necessário propagar o sinal por uma distância maior que 24 cm para que possamos ver o efeito que a dispersão do coeficiente de acoplamento causa no pulso. Escolhemos propagar o pulso por

uma distância de 33,3 cm ( $\approx 18,5$  comprimentos de acoplamento), que será o comprimento do acoplador. Para um comprimento de acoplamento, todo o sinal que entra no canal 1 sairá no canal 2. Para dois comprimentos de acoplamento, teremos que o sinal sairá totalmente no canal 1. Se utilizarmos metades de acoplamentos, teremos uma divisão de potências entre os dois canais como poderá comprovar nas figuras que seguem. Faz-se essa consideração apenas para que vejamos o pulso de saída nos dois canais, e não apenas em um. Para os gráficos das Figuras 4.4 até 4.9, utilizamos uma potência de entrada de 10,9 kW ( $P_c/10$ ). Para essa potência ( $P_0$ ) temos que a não-linearidade será importante a partir de um comprimento de propagação de  $L_{NL}=2,8\text{cm}$ . Esse comprimento de não-linearidade é menor que o comprimento de dispersão. Assim, durante todas as propagações teremos que a não-linearidade será mais atuante que a dispersão.

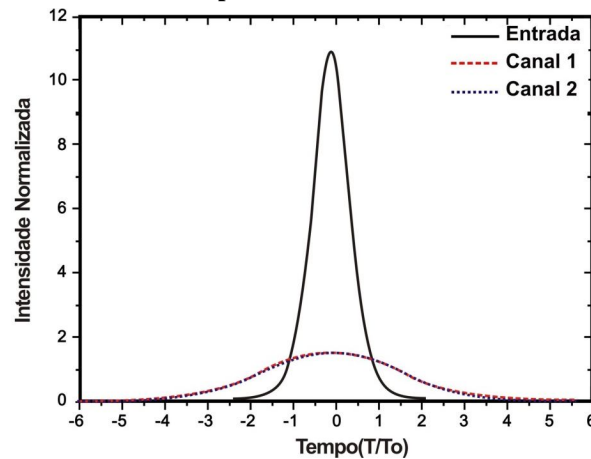
Na Figura 4.4 mostra o perfil do pulso secante hiperbólico na entrada do canal 1 (em preto) e o pulso na saída nesse mesmo canal (linha tracejada em vermelho) e no canal 2 (linha pontilhada em azul) considerando apenas a dispersão de 2ª ordem. Como o comprimento para que ocorra a dispersão de 3ª ordem é muito alto, se comparado ao de 2ª ordem, podemos negligenciá-lo. A Figura 4.5 nos mostra o acréscimo desse fator de dispersão de terceira ordem. Note que o referido efeito não interfere na propagação do pulso e não pode ser notado. Assim, as Figuras 4.4 e 4.5 são semelhantes e a saída nos dois canais são iguais considerando somente as dispersões de 2ª e 3ª ordem.

**Figura 4.4** Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª ordem.



Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

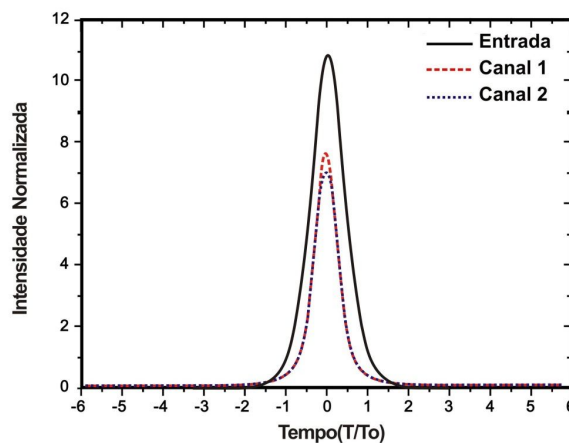
**Figura 4.5** Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem.



Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

Na Figura 4.6, acrescentamos a SPM e notamos uma compressão do pulso nos dois canais do acoplador. Vimos que, para a distância de propagação proposta, esse efeito pode ser bem visualizado já que sua distância de não-linearidade é pequena se comparada ao comprimento de propagação.

**Figura 4.6** Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem e SPM.

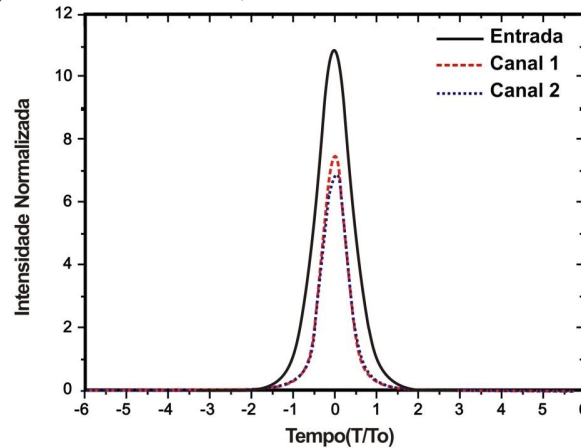


Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

Na Figura 4.7 acrescentamos o efeito de Self-Steepening (SS). Esse efeito é responsável por uma inclinação do pulso na sua escala temporal. Na Figura 4.8 acrescentamos a todos os efeitos citados anteriormente, o Intrapulse Raman Scattering (IRS). Nota-se agora o

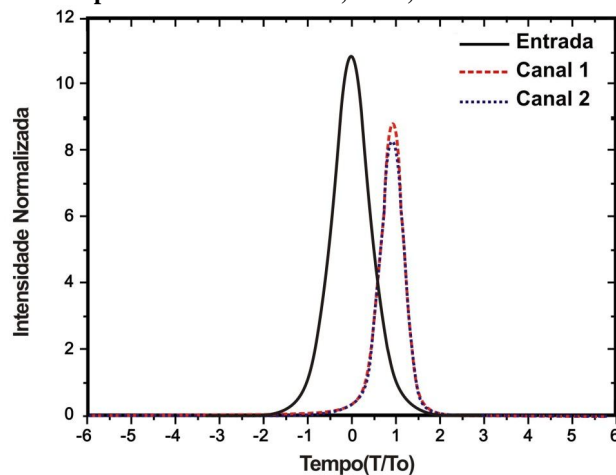
deslocamento temporal do pulso de saída nos dois canais. Vale ressaltar que o IRS pode quebrar o pulso de saída em pulsos menores.

**Figura 4.7** Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM e IRS.



Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

**Figura 4.8** Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS e IRS.

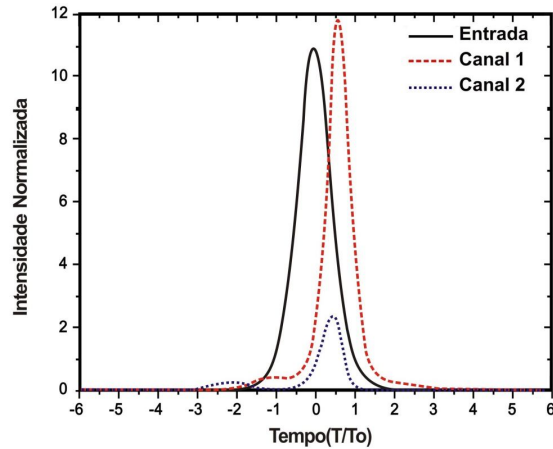


Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

Na Figura 4.9 acrescentamos o efeito de dispersão do coeficiente de acoplamento (DCA). Nota-se que o pulso de saída nos dois canais possui uma leve quebra. Poderíamos pensar que essa leve quebra seria devida ao efeito Raman, porém, comparando com o resultado da Figura 4.8, chegamos à conclusão de que esse coeficiente realmente quebra o pulso em alguns outros picos.



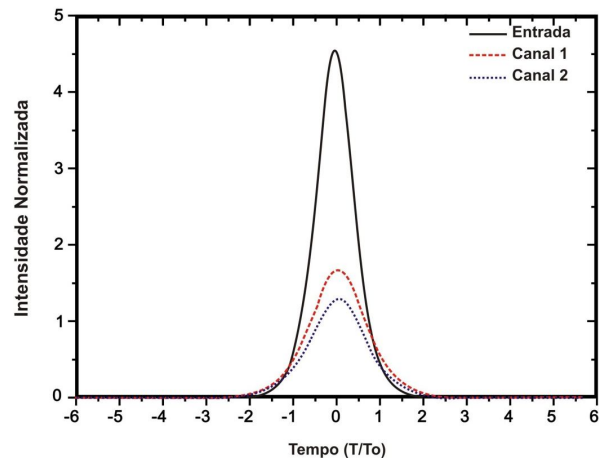
**Figura 4.9** Formato do pulso em acoplador duplo direcional com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRS e DCA.



**Fonte:** Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

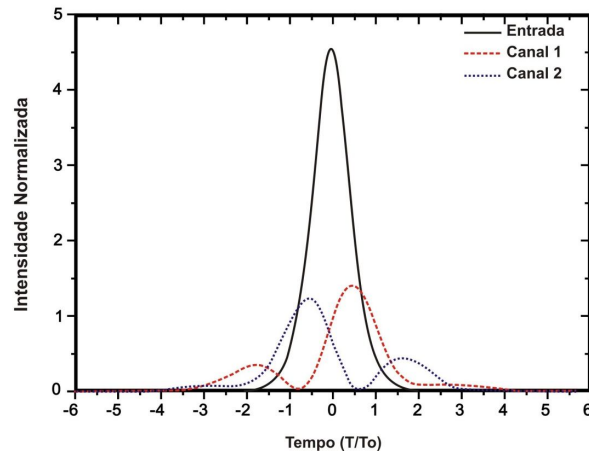
Para que possamos investigar melhor o efeito de DCA, aplicaremos a condição para que ocorra uma propagação de um sóliton no acoplador em que  $L_{D2} = L_{NL}$ . Nesse caso, encontramos que a potência de entrada ( $P_0$ ) no canal 1 deverá ser de  $4,46 \times 10^3$  W. Para essa referida potência, os efeitos lineares e dispersivos são equivalentes e o pulso secante hiperbólico se propaga apenas com um pequeno decréscimo em sua intensidade causada pelo acoplamento ( $k_0$ ). Ao fazer essa consideração, podemos notar mais fortemente a influência do fator de dispersão do coeficiente de acoplamento ( $k_1$ ) já que os outros efeitos serão compensados por essa potência de entrada. Na Figura 4.10, mostramos a forma dos pulsos de saída nos dois canais sem o acréscimo de  $k_1$ . Ao acrescentar  $k_1$  na equação dos modos acoplados, temos a visualização perfeita da influência da dispersão do coeficiente de acoplamento nos pulsos de saída em ambos os canais, conforme mostra a Figura 4.11.

**Figura 4.10** Formato do pulso em acoplador duplo direcional tradicional com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS E IRS para  $P_0=4,46 \times 10^3$  W.

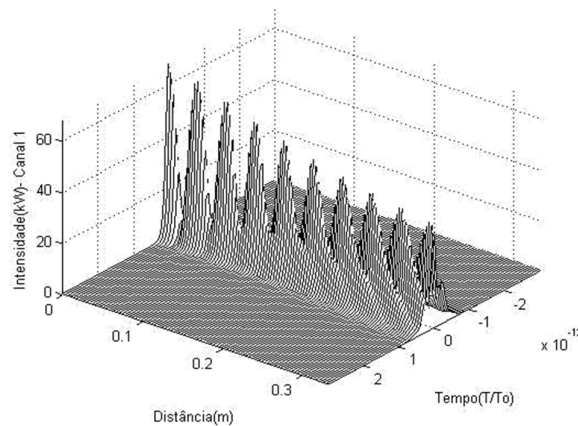


**Fonte:** Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

**Figura 4.11 (a) Formato do pulso em acoplador duplo direcional somente com dispersão de 2ª e 3ª ordem, SPM, SS, IRS E DCA para  $P_0=4,46 \times 10^3$  w. (b). Propagação do pulso ao longo de 33 cm do acoplador de cristal fotônico no canal 1 para  $P_0=4,46 \times 10^3$  w.**



(a)



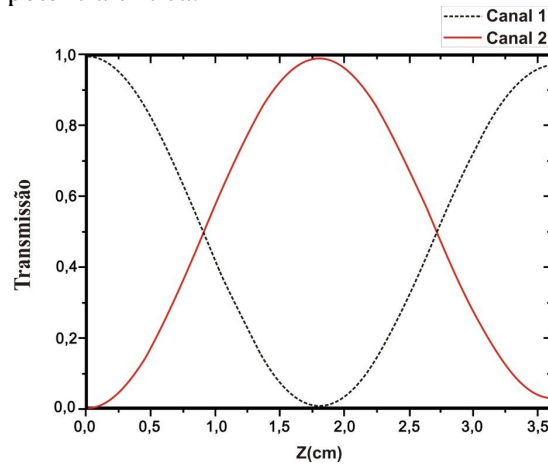
(b)

**Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa**

A próxima experimentação utiliza todas as características da primeira com a única diferença do comprimento da propagação utilizado (comprimento do acoplador). Como queremos visualizar o comportamento do componente para uma maior ou menor potência de entrada não precisamos de uma distância de propagação tão alta. Dessa forma, utilizamos uma propagação de dois comprimentos de acoplamento ( $2L_c=2 \times 1,8\text{cm}=3,6\text{ cm}$ ). Na Figura 4.12 temos o caso simulado anteriormente, que mostra uma propagação para uma potência de

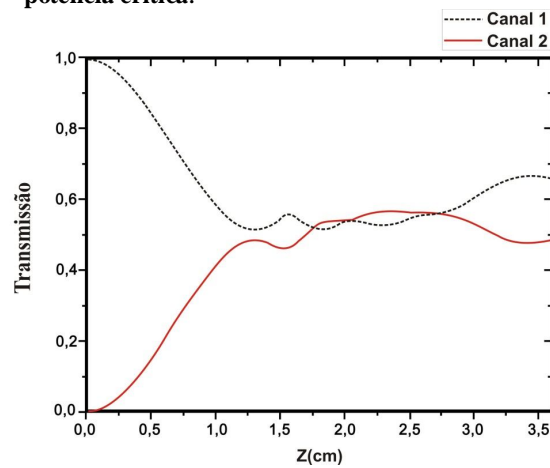
entrada 10 vezes menor que a potência crítica. Note que o acoplamento ocorre perfeitamente e que toda a energia do canal 1 retorna ao canal 1 depois da distância propagada.

**Figura 4.12** Curva de transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada menor que a potência crítica.



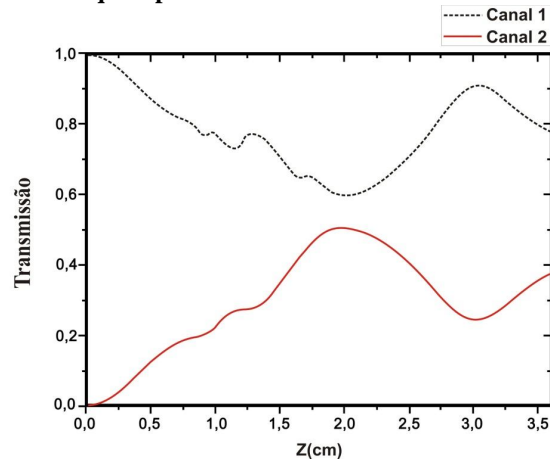
Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

**Figura 4.13** Curva de transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada igual a potência crítica.



Fonte: Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

**Figura 4.14** Curva de transmissão para o NLDC-PCF para uma potência do sinal de entrada 50% maior que a potência crítica.

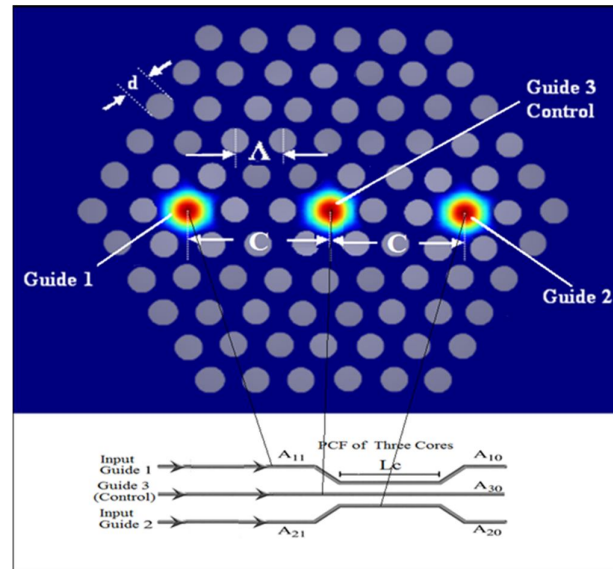


**Fonte:** Próprio autor e Marcos Benedito C Costa

Na Figura 4.13 mostramos o caso em que a potência de entrada é igual a potência crítica. Após o primeiro acoplamento ( $z = 1,8$  cm) temos que a distribuição de 50% da energia incidente no canal 1 e os outros 50% no canal 2. O dispositivo em questão está de acordo com a teoria. Na Figura 4.14 mostramos o comportamento do acoplador com  $P_0 = 1,5P_c$  e vemos que a energia tende a permanecer no Canal 1. Existe também uma quebra de simetria entre os dois canais quando  $z = 1,3$  cm.

Na Figura 4.15 podemos observar um corte da secção transversal do Acoplador Triplo de Cristais Fotonico Planar com os seguintes parametros do dispositivo:

Figura 4.15 Acoplador triplo

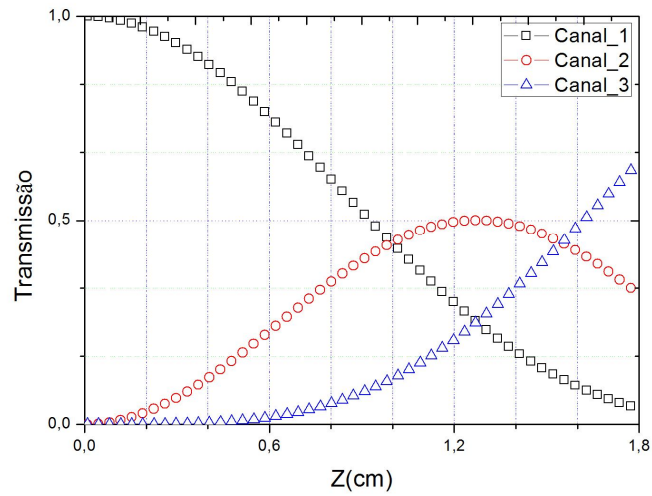


Fonte: Próprio autor

- Diâmetro dos buracos de ar ( $d = 2 \mu\text{m}$ );
- Distância entre os buracos de ar ( $\Lambda = d/0,9$ );
- Distância entre os núcleos ( $C = 3 \Lambda$ );
- Comprimento do Acoplador ( $L_c = 1,8 \text{ cm}$ );
- Dispersão de 2ª Ordem ( $\beta_2 = -47 \text{ ps}^2 / \text{Km}$ );
- Dispersão de 3ª Ordem ( $\beta_3 = 0,1 \text{ ps}^3 / \text{Km}$ );
- Não-linearidade  $\gamma = 0,003 / \text{Wm}$ ;

Na Figura 4.16 mostramos o gráfico do acoplador Triplo Planar com sua Curva de transmissão para o tamanho do primeiro acoplamento em  $L_c=1,8 \text{ cm}$ , quando o sinal de energia a ser chaveado em uma potência abaixo da potência crítica. Mostra uma curva típica na literatura para o Acoplador Triplo Planar. Nota-se que a energia será preservada. Traçando qualquer reta paralela ao eixo da Transmissão, encontramos o somatório de energia da qual sera igual a 1.

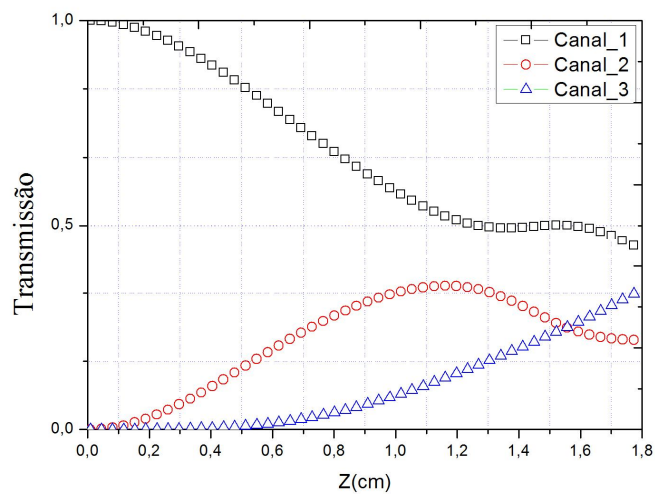
**Figura 4.16** Transmissão com potência abaixo da  $P_c$ .



Fonte: Próprio autor

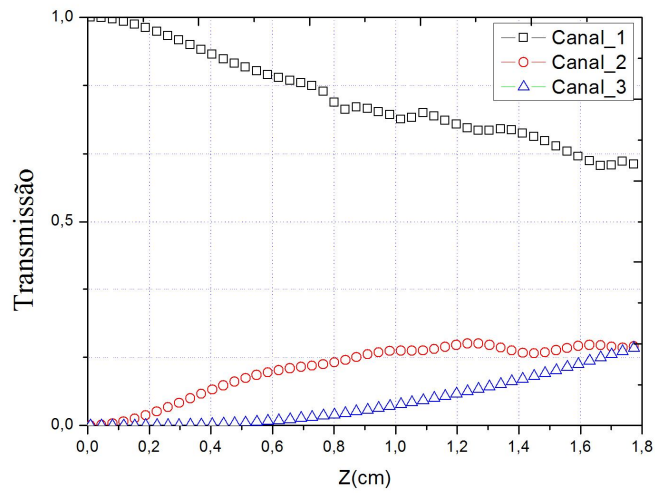
Na Figura 4.17 temos a curva de acoplamento quando a potência é igual à potência crítica. Neste caso não acontece acoplamento satisfatório às três fibras do acoplador.

**Figura 4.17** Transmissão com potência igual a  $P_c$ .



Fonte: Próprio autor

Figura 4.18 observamos que para uma energia acima da potência crítica, não acontece o acoplamento, como já seria o esperado.

**Figura 4.18** Transmissão com potência acima da  $P_c$ .

**Fonte: Próprio autor**

Tomando o estudo do acoplador duplo, observamos que o mesmo comportamento acontece no acoplador triplo. Com cada um com sua especificidade. Concluimos que em cada acoplador aqui estudado, não teremos dificuldades em aplicar a teoria dos mesmos.



#### 4.7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra. *Opt. Commun.* 276, 107 – 115 (2007).
- [2] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra, *Opt. Commun.* 262 (1), 32-37 (2006).
- [3] J. S. Almeida, J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, J. C. Sales, A. C. Ferreira, S. P. Marciano, A. F. G. Furtado Filho, M. G. Silva e A. S. B. Sombra. *Fiber and Integrated Optics*, 26 (4), 217-228 (2007).
- [4] C. C. Yang, A. J. S. Wang. *IEEE J. QE*-28, 28 (1992).
- [5] M. N. Islam. *Ultrafast fiber switching devices and systems*, Cambridge University Press, AT&T Bell, Laboratories Division.
- [6] G. P. Agrawal (2001). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York.
- [7] V. J. Tekippe (1990). *Fiber Integ. Opt.* 9, 97.
- [8] P. E. Grenn (1993). *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap.3.
- [9] J. Hecht (1999). *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap. 15.
- [10] A. K. Ghatak e K. Thyagarajan (1999). *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, New York, Chap. 17.
- [11] K. S. Chiang (1995). *Opt. Lett.* 20(9), 997.
- [12] S. Droulias e *et al.*(2004). *Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion*, *Opt. Comm.*, Vol. 240, pp. 209-219.
- [13] F. Benabid, “Hollow-core photonic bandgap fibre: new light guidance for new science and technology,” *Philos Transact A Math Phys Eng Sci* 364(1849), 3439–3462 (2006).
- [14] P. Russell, “Photonic crystal fibers,” *Science* 299(5605), 358–362 (2003).
- [15] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. S. Russell, and G. Korn, “Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers,” *Phys. Rev. Lett.* 88(17), 173901 (2002).
- [16] X. Yu, M. Liu, Y. Chiang, M. Yan, P. Shum, *Opt. Commun.* **260**, 164(2005)
- [17] M. Liu, K.S. Chiang, *Appl Phys B.* **815**, 98 (2010).

## 5 ESTUDO DE OPERAÇÕES POR UM TNLDC SOB MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSO (PAM-ASK) EM CRISTAIS FOTÔNICOS.

Neste capítulo, será abordado o estudo da execução de operações lógicas pelo Acoplador Direcional Triplo Não-Linear (TNLDC) planar, na configuração simétrica, sob uma modulação por amplitude de pulsos (PAM), no caso particular de um chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, gerando uma informação digital codificada. O TNLDC planar resulta em um dispositivo altamente flexível em se tratando de chaveamento ultra-rápido e, conseqüentemente, no processamento digital de informações.

Serão utilizados pulsos ópticos para se chegar a esse objetivo, codificados nos sinais digitais 0 e 1 mediante o chaveamento por amplitude de pulsos PAM-ASK. Em seguida, admitindo portas lógicas de duas entradas, faremos uso das quatro combinações possíveis para dois pulsos, com a informação codificada nos níveis lógicos 0 ou 1, com o intuito de se verificar a realização de operações lógicas pelo TNLDC planar. Os pulsos entrantes nas fibras 1 e 2 podem ser egressos de um sistema de comunicação digital operando com PAM-ASK. No estudo desta operação, neste capítulo, um sistema dessa natureza será substituído por um modulador PAM-ASK, no qual se faz possível controlar o valor do parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$  aplicado às amplitudes dos pulsos de entrada, tornando possível estabelecer a análise dos quatro casos possíveis a serem verificados.

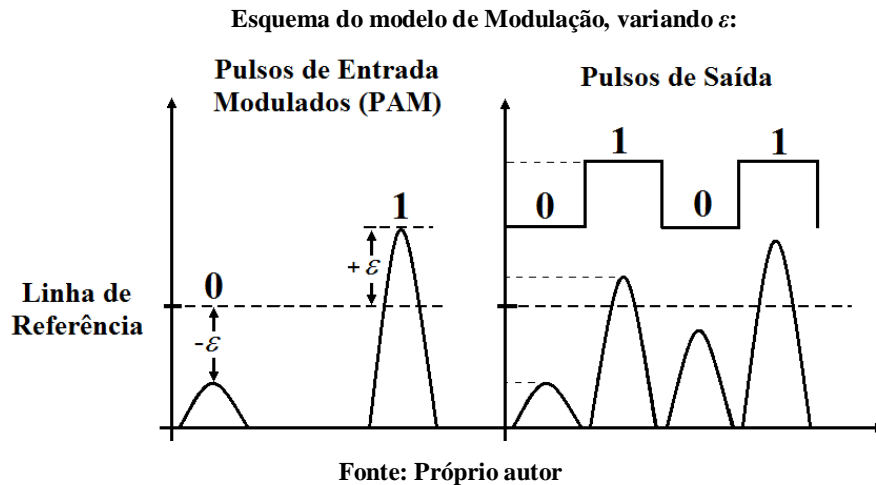
### 5.1 INTRODUÇÃO

Atualmente, inúmeros progressos foram feitos no campo da fotônica em análise em geral. A demanda, popularizada por muitas categorias de dispositivos optoeletrônicos e equipamentos ópticos, tem garantido o crescimento de sua necessidade. Este cenário apresenta-se como uma excelente oportunidade para estudo e análise científica por parte da comunidade acadêmica com várias possibilidades para abertura de pesquisa. Estas ocasiões encorajam mais e mais pesquisadores a conduzir, com maior frequência, estudos em óptica e sistemas de onda luminosa.

Nos últimos anos, foi descoberto um novo método de medir uma fração casual da intensidade espectral conjunta de dispositivos fotônicos quânticos com uma moderna resolução de 10 GHz na Banda de Telecomunicação, baseada em mistura de

quatro ondas [1]. Foi desenvolvida recentemente uma nova alternativa para o chaveador de fase com séria diminuição das variações de potência [2]. Foi realizada uma pesquisa avançada sobre a eficiência da conversão não-linear em anel baseada no microrressonador com sequências de frequência de modo bloqueado sob diferentes condições de dispersão com ideia de visão relevante [3]. Uma relevante pesquisa na expansão da largura de banda usando um slot horizontal duplo de guia de onda de silício em uma região de pulsos ultracurtos foi recentemente conseguida [4]. Foi desenvolvido, nos últimos anos, um aparelho de um SF-BOTDA (Sweep-Free – Brillouin Optical Time Domain Analysis) configurado para medidas rápidas variando fenômenos a uma taxa de amostragem efetiva de 5,5 kHz [5]. Um trabalho notável recentemente desenvolvido, que lida com um robusto multi-ordenador de difrações não-lineares da grade caracterizada pelo coeficiente não-linear  $n_2 \sim 0,5 \text{ cm}^2/\text{W}$ , usando um laser de potência CW desfocado de  $\sim 1\text{mW}$  e um campo DC de poucos V/m, este trabalho permite uma melhoria significativa das respostas ópticas não-lineares de cristais líquidos de fase azul dopados com metil vermelho para aplicações de um campo DC [6]. Um laser CW de luz branca contínua tem sido observado do ponto de vista de transmissão não-linear e ação óptica limitante, os registros na literatura que respostas ópticas de isotropia e polarização não-linear independente em um BPLC são uma vantagem brilhante [7]. O processamento de sinais ópticos tem sido estudado [8], igualmente com toda comutação óptica não-linear [9]. As ocupações das mentes de pesquisa com o tema das portas lógicas ópticas têm sido incrivelmente evidentes hoje [10-20]. O progressivo estudo e análise do acoplador óptico direcional não-linear (NLDC) tem crescido nos últimos tempos. Trabalhos, levando em consideração a relaxação da não-linearidade, tem sido feito com a finalidade da obtenção das portas lógicas ópticas [11-16]. Para melhorar nosso conhecimento, foi feito pela primeira vez a técnica de modulação óptica conhecida como modulação PAM-ASK (Pulse Amplitude Modulation on the Amplitude Shift Keying form) [19] que tem se mostrado muito eficiente, essa técnica tem permitido surgir portas lógicas totalmente ópticas [19]. Resultados de portas lógicas ópticas usando cristais fotônicos têm sido registrados [10-20]. Ultimamente, fenômenos ópticos não-lineares têm sido estudados [21-25]. Além disso, iniciativas de pesquisa têm sido conduzidas pelos pesquisadores nos campos de fotônica e não-linearidade óptica, especialmente em novas técnicas de monitoramento [26].

Aqui, neste trabalho foram demonstrados pela primeira vez para melhor conhecimento da comunidade científica, a obtenção de portas lógicas ópticas em um acoplador triplo triangular planar baseado em cristais fotônicos, com a consideração apenas dos efeitos de Dispersão da Velocidade de Grupo (GVD), Dispersão de Terceira Ordem (TOD) e Automodulação de Fase (SPM).



Parâmetro dos pulsos de entrada:

- $\varepsilon = 10 \text{ W}^{1/2}$  (Parâmetro de Modulação);
- $P_0 = 4,56 \times 10^3 \text{ W}$  (Potência de Pico);
- $A_r = (P_0)^{1/2}$  (Amplitude de Referência);
- Largura do Pulso = 100 fs;

Estuda-se também o comportamento do sistema diante de uma variação do  $\varepsilon$ , isto é, na alteração da amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência ou informação sem modulação. Intensidades de pico abaixo da intensidade de pico de referência ( $I < I_{REF}$ ) representam nível lógico 0. Por outro lado, intensidades de pico maiores que a intensidade de pico de referência ( $I > I_{REF}$ ) representam nível lógico 1. Desta forma, o valor de intensidade de referência ( $I_{REF}$ ) delimita duas regiões nas quais os pulsos de saída no TNLDC planar podem aparecer modulados, logicamente, em 0 ou 1.

Neste sentido, trabalhou-se fixando alguns valores do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  e variou-se a fase em um dos braços de entrada do TNLDC planar, através do controle de fase  $\Delta\phi$ , objetivando a obtenção das portas *And* e *Or*. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da automodulação de fase (SPM), dispersão de velocidade de grupo (GVD) e dispersão de velocidade de grupo de terceira ordem (TOD). Dessa forma, procuram-se os valores do parâmetro de ajuste  $\varepsilon$  e da diferença de fase  $\Delta\phi$  entre os pulsos codificados, para que se possa montar as tabelas-verdade relativas à consecução de portas lógicas E e OU. Um dos guias é o guia de controle.

Entre os vários tipos de modulação, um tipo tem se destacado e vem conquistando um espaço no campo do processamento de sinal totalmente óptico, que é a modulação PAM-ASK [19, 20, 27]. Neste capítulo, temos investigado a modulação por amplitude de pulsos (PAM) na modalidade de chaveamento em amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, como um formato de modulação usado para obter portas lógicas em um TNLDC triplo planar. A maioria dos sistemas lightwave digitais empregam ASK porque seu uso simplifica o projeto de transmissores e receptores ópticos consideravelmente. O formato ASK é também conhecido como um tipo de chaveamento On-Off (OOK) [19,28,29]

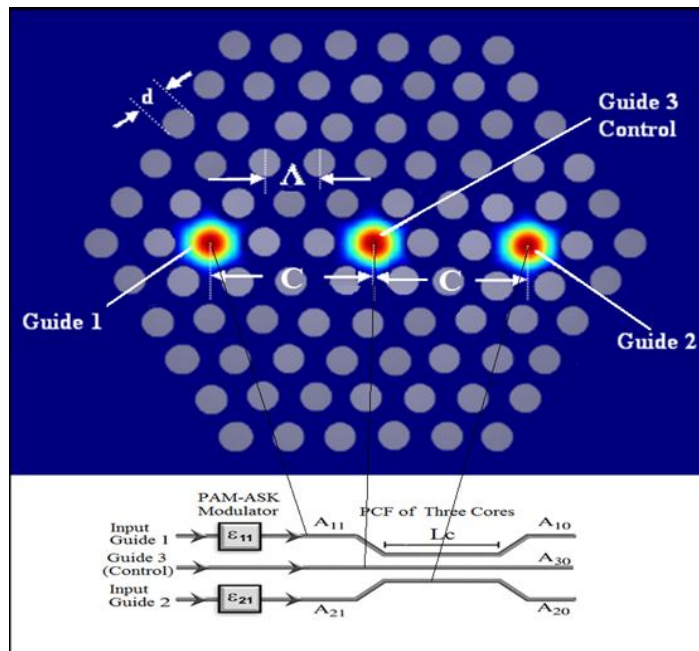
Este trabalho contribui para a análise de aquisição destas portas lógicas ópticas em um acoplador triplo planar simétrico, operando com pulsos sóliton fundamentais ultracurtos de 100 fs, modulados por PAM-ASK, com modulação em amplitude binária para representar os níveis lógicos 1 e 0. Esta análise é realizada em vista do uso destes dispositivos como portas lógicas em redes de comunicações ópticas e outras aplicações baseadas em sistemas lightwave.

## **5.2 MODELO PROPOSTO PARA MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSOS SÓLITONS EM ACOPLADOR DIRECIONAL NÃO-LINEAR SIMÉTRICO PARA OBTER PORTAS LÓGICAS.**

Este é o modelo do TNLDC, realizando operações lógicas E e OU possui arquitetura explanada na Figura 5.1 onde as entradas  $E_1$  e  $E_2$  representam os pulsos ópticos iniciais sem a devida modulação PAM-ASK. A análise é feita de forma paralela, ou seja, após passar pelo modulador PAM-ASK, os dois pulsos ópticos

iniciais de entrada sem modulação,  $A_{1r}$  (fibra 1) e  $A_{2r}$  (fibra 2), ( $A_r = A_{1r} = A_{2r}$ ), as entradas  $E_1$  e  $E_2$ , respectivamente, têm suas amplitudes acrescidas ( $A_{jr} + \varepsilon_{jE}$ ) ou decrescidas ( $A_{jr} - \varepsilon_{jE}$ ) do parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon_{jE}$ . Daí em diante, após passar pelo controle de fase e pelo modulador PAM-ASK, tem-se o sinal entrante no braço 1,  $A_{1E}$ , e no braço 2,  $A_{2E}$ , do acoplador. Em termos lógicos, as entradas  $A_{1E}$  e  $A_{2E}$  serão representadas pelos níveis lógicos  $L_{1E}$  e  $L_{2E}$  respectivamente. Na região de interação do TNLDC, ocorrerá o possível chaveamento de energia entre os braços. Em seguida, os pulsos ópticos de saída, nos braços de saída 1 e 2 do TNLDC, são disponibilizados com suas correspondentes amplitudes  $A_{1S}$  e  $A_{2S}$  e são definidos os respectivos níveis lógicos de saída  $L_{1S}$  e  $L_{2S}$ , em função do cálculo de suas correspondentes amplitudes em relação à amplitude de referência  $A_r$ , levando-se em consideração o devido sincronismo entre os pulsos de entrada e de saída.

**Figura 5.1 Modelo proposto para a investigação do desempenho do TNLDC operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas E e OU, variando apenas  $\varepsilon$ .**



Fonte: Próprio autor

Implementações de operações lógicas E e OU pelo TNLDC, é verificada separadamente em cada fibra do acoplador. Na análise da porta lógica proposta neste

capítulo, é esperado que exista mudança de nível lógico durante o chaveamento de energia intrínseco ao acoplador, do pulso de entrada em relação ao de saída na mesma fibra. Lembrando que, o pulso de saída representará bit 1, quando sua amplitude for maior do que a amplitude de referência ( $A_{js} > A_r$ ) e representará bit 0, quando sua amplitude for menor do que a amplitude de referência ( $A_{js} < A_r$ ), e, finalmente, resultará saída sem modulação (na região de decisão) uma amplitude de saída semelhante à da entrada sem modulação quando tivermos um igual ao outro ( $A_{js} = A_r$ ).

Neste capítulo, concentrou-se o estudo nas operações lógicas obtidas pelo dispositivo, no caso E e OU. Na porta lógica E, é produzida na saída nível lógico 1, se todos os sinais de entrada forem bits 1's. Caso qualquer um dos sinais de entrada tenha nível lógico 0, a porta E produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0. Na porta lógica OU, é produzida na saída nível lógico 1, se qualquer um dos sinais de entrada tiver nível lógico 1. Somente no caso onde os dois sinais de entrada têm níveis lógicos 0, a porta lógica OU produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0.

### **5.3 FERRAMENTA TEÓRICA E PROCEDIMENTO NUMÉRICO PARA ESTUDO DO PARÂMETRO DE AJUSTE DA MODULAÇÃO PAM-ASK E DIFERENÇA DE FASE DOS PULSOS SÓLITONS DE ENTRADA**

Acoplador Direcional Triplo Não-Linear (TNLDC).

Acopladores direcionais são dispositivos flexíveis e são usados para gerar soluções no campo de chaveamento e processamento lógico de sinais.

Esta investigação é fundamental porque mostra a possibilidade alcançada. Evidentemente, há muito ainda a aperfeiçoar em pesquisas futuras, até uma implementação experimental ser alcançada. Desenvolver uma análise numérica para pesquisa do acoplador triplo TNLDC com a modulação PAM-ASK, é um trabalho pioneiro neste sentido, levando-se em conta apenas os efeitos considerados aqui.

Considerou-se a investigação do acoplador duplo simétrico não-linear realizando operações lógicas. Esta análise é realizada usando a modulação por amplitude de pulso (PAM) em uma perspectiva de chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) com dois níveis de amplitude para representar os níveis lógicos 1 e 0.

Esta modulação consiste no aumento ou diminuição, da amplitude do pulso de entrada  $A_{jE} = P_{jE}^{1/2}$ , onde  $j=1$  e  $2$ , para as fibras  $1$  e  $2$ , respectivamente, de pequenos valores quantificados por  $(\varepsilon)$ , tomando como amplitude de referência  $A_r = A_{REF} = I_r^{1/2}$ . Nesta situação, analisando a partir da amplitude de referência dos pulsos ópticos, para o incremento de amplitude  $(+\varepsilon)$ , a modulação representa o nível lógico  $1$  ou, simplesmente, bit  $1$ , e para diminuição de amplitude  $(-\varepsilon)$ , em relação à mesma amplitude de referência  $A_r$ , a modulação representa o nível lógico  $0$  ou, simplesmente, bit  $0$ . Para amplitudes maiores e menores do que a amplitude de referência, o pulso propagado deve representar bits  $1$  e  $0$ , respectivamente. Nos casos em que a amplitude tem o mesmo valor da amplitude de referência ( $A_r$ ), o pulso localiza-se na região de fronteira, sem nível lógico definido.

A função dos acopladores de fibra é dividir coerentemente um campo óptico, incidente sobre uma das portas de entrada e direcionar as duas partes para as portas de saída. Uma vez que as duas partes coerentes são encaminhadas em duas direções diferentes, tais dispositivos são também denominados acopladores direcionais [30]. Acopladores de fibra são simétricos quando seus núcleos são idênticos em todos os aspectos físicos. Embora a maior parte das aplicações de acopladores de fibra somente usam suas características lineares, efeitos não-lineares têm sido estudados desde 1982 e podem prover uma comutação totalmente óptica, entre outras aplicações [30]. Aqui consideramos um acoplador duplo simétrico.

Realizou-se a análise do TNLDC no regime de energia fixa com pequenas variações da energia de entrada (decorrentes da modulação PAM-ASK) em torno da potência de sóliton fundamental que favorece a implementação de portas lógicas. Principalmente, porque nestas condições o TNLDC age eficazmente com importantes condições de chaveamento óptico [12,19]. A baixos níveis de energia, o dispositivo comporta-se como um acoplador direcional linear. Por causa do acoplamento evanescente, sinais introduzidos no canal  $1$  (canal direto) são transferidos diretamente para o canal  $2$  (canal cruzado) em um comprimento de acoplamento (ver Figura 5.1). As maiores intensidades induzem mudanças no índice de refração e descasam o acoplador, tirando o mesmo da região de acoplamento. A teoria de modo acoplado é utilizada comumente para acopladores direcionais [31, 32-38].



Utilizaram-se, para efeito das simulações numéricas, as equações diferenciais parciais acopladas para acopladores simétricos sem perda:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial T^3} - i C_0 A_3 = i \gamma (|A_1|^2 A_1) \quad (5.1a)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_3}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_3}{\partial T^3} - i C_0 (A_1 + A_2) = i \gamma (|A_3|^2 A_3) \quad (5.1c)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial T^3} - i C_0 A_3 = i \gamma (|A_2|^2 A_2) \quad (5.1b)$$

Equações diferenciais do acoplador Triplo Planar.

Onde  $A_j$  ( $j=1,2$ ) é a quantidade relativa às amplitudes dos pulsos sólitons iniciais nas entradas de sinal 1 correspondente a equação (5.1a) e 2 correspondente a equação (5.1b), relativas aos núcleos 1 e 2 do acoplador direcional não-linear (TNLDC) (ver Fig. 5.1),  $\kappa$  é o coeficiente de acoplamento entre os guias adjacentes do acoplador, as perdas neste trabalho foram desprezadas, logo  $\alpha = 0$ .

Os parâmetros  $\gamma$ ,  $\beta_2$  e  $\beta_3$  representam SPM, GVD e TOD, respectivamente, em cada núcleo do (TNLDC). O parâmetro GVD pode ser positivo ou negativo dependendo se o comprimento de onda da luz de bombeio ( $\lambda$ ) está abaixo ou acima do comprimento de onda de dispersão zero ( $\lambda_D$ ) da fibra. No regime de dispersão anômalo ( $\lambda > \lambda_D$ ),  $\beta_2$  é negativo e a fibra pode suportar sólitons ópticos de qualquer ordem.

O comportamento do TNLDC operando funções lógicas de duas entradas *AND* e *OR* sob modulação PAM-ASK, é analisado mediante a arquitetura proposta mostrada na Figura 5.1. Para a análise numérica, considerou-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação de 0 a 18 W<sup>1/2</sup>, no parâmetro de ajuste de modulação ( $|\varepsilon|$ ) dos pulsos de entrada,

modulados pela amplitude PAM-ASK. No modelo, ora aqui proposto, esta tarefa é efetivada pelo modulador PAM-ASK, antes do controle de fase. Após passar através do modulador PAM-ASK, os pulsos de entrada são introduzidos para o controle de fase, quando a diferença de fase  $\Delta\Phi = \Phi_1 - \Phi_2$ , na faixa de 0 a  $2\pi$ , pode ser inserida entre os pulsos. O circuito de controle de fase é composto de uma linha de atraso totalmente óptica, por isso não deve limitar significativamente a velocidade da porta lógica. O atraso máximo para a faixa de diferença de fase estudada é da ordem de fentossegundos e por isso não deve resultar em problemas de sincronização em relação ao tempo de referência ( $t_r$ ). Um ponto importante relativo ao desempenho de qualquer operação lógica com o modelo proposto é que o circuito de controle para fase não precisa ser controlado pelo estado dos bits dos pulsos de entrada. Em outras palavras, o NLDC executa a operação lógica sem necessariamente saber em qual das quatro combinações de dois bits está operando a porta lógica. Como os pulsos de entrada são aplicados simultaneamente dentro dos dois núcleos, a amplitude temporal adquirida pelos pulsos propagados é influenciada pela diferença de fase aplicada entre os pulsos de entrada devido às suas diferentes velocidades durante a propagação. Para realizar esta análise, a fase é somente aplicada em um dos pulsos de entrada (neste capítulo, na entrada 1), embora considerando diferentes valores para o parâmetro de ajuste de modulação ( $\varepsilon$ ). Na saída do NLDC simétrico (( $A_{1S}$ ) ou ( $A_{2S}$ ) ou ( $A_{3S}$ )), do lado direito, o máximo deslocamento de amplitude alcançado por cada pulso em seu respectivo núcleo, é calculado considerando a sincronização com o pulso de entrada pelo tempo de referência ( $t_r$ ) e em relação à amplitude de referência  $A_r$ . Por uma questão de conveniência e para facilitar a visualização dos resultados, optou-se por explicitar o resultado da amplitude de saída em termos da quantidade:  $A_{jS} - A_r$ . Dessa forma, passa-se a ler da seguinte maneira o resultado:  $(A_{jS} - A_r) > 0 \rightarrow bit\ 1$ ,  $(A_{jS} - A_r) < 0 \rightarrow bit\ 0$ ,  $(A_{jS} - A_r) = 0$  – sem definição lógica.

Equações (5.1a) e (5.1b). Assume-se que a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade dos pulsos de entrada é  $TPULSO = TFWHM = 100$  fs,

$$A_{jE}(0, T) = (\sqrt{P_o} \pm A_d) \operatorname{sech} \left[ \frac{(T - t_r)}{T_o} \right] \exp(i\phi_j), \quad (5.2)$$

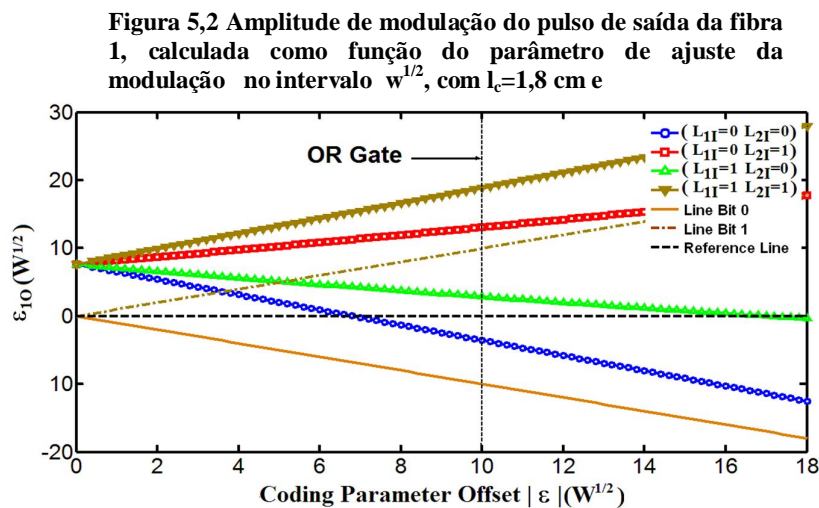
na qual os índices  $j = 1, 2$  fazem menção às fibras 1 e 2,  $\phi_j$  é a fase inserida,  $|\varepsilon| = |\varepsilon_{1E}| = |\varepsilon_{2E}|$  ( $A_d = +\varepsilon$ , para bit 1 e  $A_d = -\varepsilon$ , para bit 0) é o parâmetro de ajuste de modulação de amplitude PAM-ASK, responsável pelo deslocamento de amplitude efetivado pelo modulador na entrada. Implementando a simulação na entrada do sistema temos que uma soma de epsilon,  $+\varepsilon$ , representará bit 1 e uma subtração de epsilon,  $-\varepsilon$ , representará bit 0. Os deslocamentos de amplitude  $\varepsilon_{jE}$  e  $\varepsilon_{jS}$ , da entrada  $A_{jE}$  e saída  $A_{jS}$ , respectivamente, são calculados nas posições temporais de máxima intensidade, correspondendo à metade do time-slot, em relação à amplitude de referência  $A_r$ , com os pulsos ópticos centrados em zero, ou seja, com o tempo de referência igual a zero,  $t_r = 0$ . Nesta mesma análise numérica,  $L_{jE}$  e  $L_{jS}$  representam os níveis lógicos para os pulsos de entrada  $A_{jE}$  e de saída  $A_{jS}$ , respectivamente. O sistema de equações NLSE acopladas (5.1a) – (5.1b) foi resolvido numericamente usando o método Runge Kutta de 4ª ordem com 2048 pontos na janela de tempo levando em consideração as condições iniciais dadas pela equação (5.2), na situação sem perda ( $\alpha=0$ ). Para resolver o sistema de equações NLSE acopladas com este método, usado somente para equações diferenciais ordinárias, foi necessário substituir o operador diferencial  $\partial^2 / \partial t^2$  por  $\omega^2$ , onde  $\omega$  é a frequência no domínio de Fourier. Assumindo a operação em fibras de sílica, na região de comprimento de onda próximo a  $1,55 \mu\text{m}$ , os coeficientes de dispersão e não-linearidade são tipicamente  $\beta_2 = -47 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{m}$  e  $\gamma = 2\pi \cdot 2n_2/\lambda \cdot A_{\text{eff}} = 3 \cdot 10^{-3} (\text{Wm})^{-1}$ ,  $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3 \text{ km}^{-1}$ . Temos como  $P_0 = 4,56 \text{ kW}$ , essa é a intensidade de referência ( $I_r = P_j = P_0$ ) antes do pulso ser inserido no modulador PAM-ASK, antes de ocorrer modulação, daí a amplitude de referência ser definida como  $A_r = \sqrt{P_0}$ . Além disso, assume-se um comprimento de acoplamento  $L_C \cong L_D = L_{NL} = 1,80 \text{ cm}$ . Para o estudo correto da transmissão de pulsos sóliton ultracurtos modulados pela amplitude, obedecendo a um chaveamento pulsado, aplicam-se deslocamentos de amplitude  $\varepsilon$  para os pulsos de entrada sem modulação  $A_{jr}$  e observa-se a diferença entre a amplitude de saída  $A_{jS}$  ( $A_{1S}, A_{2S}, A_{3S}$ ) e a amplitude de referência  $A_r$ , do respectivo pulso de saída ( $j=1,2,3$ ), após o acoplador.

### 5.4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Analisou-se o desempenho de um TNLDC realizando operações lógicas *AND* e *OR* considerando a propagação de dois pulsos de entrada, Equação (5.2) – fibras 1 e 2, modulados de acordo com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas e permitindo uma variação na faixa de 0 a 18  $W^{1/2}$  no parâmetro de ajuste de modulação  $|\varepsilon|$ . As funções lógicas *AND* e *OR* são investigadas nas saídas das fibras 1, 2 e 3.

Nas figuras que se seguem, o parâmetro  $\varepsilon$  representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada e as linhas cheias com círculos vazios pretos e círculos cheios vermelhos representam, respectivamente, as linhas PAM para os bits 0 e 1. Quadrados vazios verdes e linhas cheias representam o caso (0 0), linhas cheias com triângulos para cima vazios azuis representam o caso (0 1), linhas cheias com triângulos para cima cheios ciano representam o caso (1 0), linhas cheias com quadrados magenta cheios representam o caso (1 1). Como foi frisado anteriormente, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 1, deve se localizar acima da linha de decisão  $[(A_{1s} - A_r) = 0], [(A_{2s} - A_r) = 0], [(A_{3s} - A_r) = 0]$  representada pela linha horizontal pontilhada linha traço-ponto -  $\varepsilon_{js} = 0, j=1,2,3$ ). De outra forma, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 0, deve se localizar abaixo da linha de decisão.

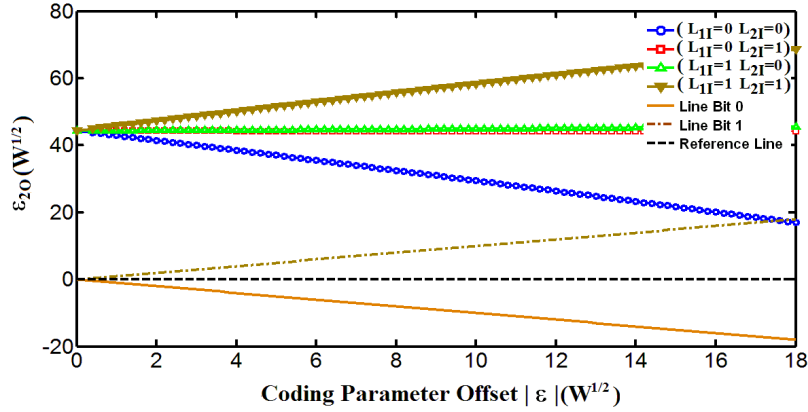
Na Fig. 5,2, que aborda o estudo variando o  $|\varepsilon|$ , observando a saída da fibra 1,



Fonte: Próprio autor

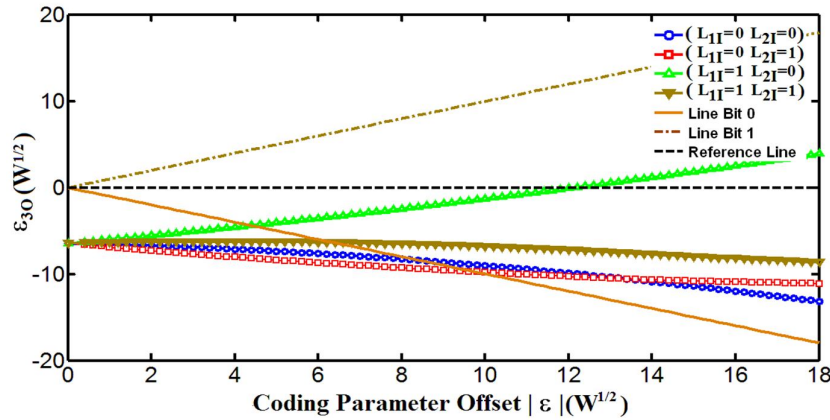
Na Figura 5,3, que aborda o estudo variando o parâmetro de ajuste de modulação

**Figura 5.3** Amplitude de modulação do pulso de saída da fibra 2, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação no intervalo  $w^{1/2}$ , com  $l_c=1,8$  cm e  $\Delta\phi = 0$ .



Fonte: Próprio autor

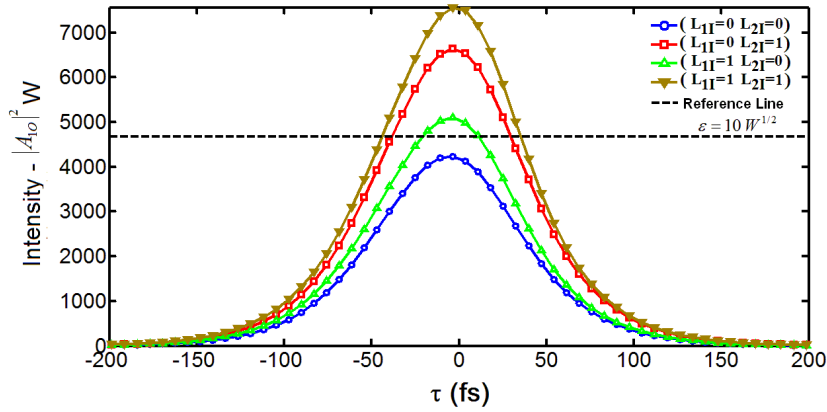
**Figura 5.4** Amplitude de modulação do pulso de saída da fibra 3, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação  $|\varepsilon|$  no intervalo  $0 \leq |\varepsilon| \leq 18 w^{1/2}$ , com  $l_c=1,8$  cm e  $\Delta\phi = 0$ .



Fonte: Próprio autor

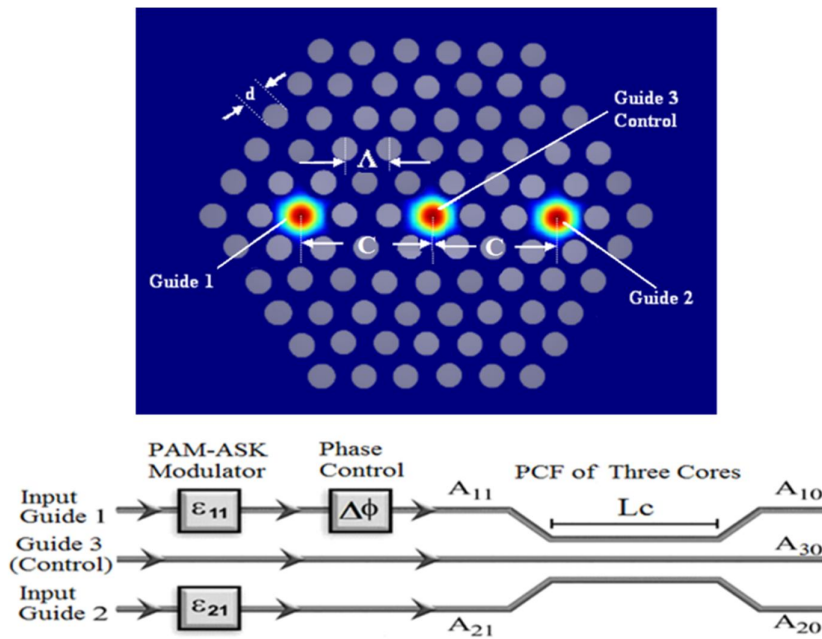
Os formatos dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica OR gerada quando a fase é igual a  $\Delta\Phi=0,723\pi$  enquanto  $\varepsilon=10 W^{1/2}$  são mostrados na Figura 5.8 que é o perfil de intensidade temporal do pulso de saída transmitida ( $|A_{10}|^2 W$ ) em função do tempo(fs).

Figura 5.5 Formatos dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica OR com fase  $\Delta\Phi=0$  e com  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ . Parâmetro de ajuste da modulação  $|\varepsilon|$  no intervalo  $0 \leq |\varepsilon| \leq 18 \text{ W}^{1/2}$ , com  $L_c=1,8 \text{ cm}$  e  $\Delta\phi = 0$ .



Fonte: Próprio autor

Figura 5.6 Modelo proposto para a investigação do desempenho do TNLDC operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas E e OU com variação de  $\varepsilon$  e  $\phi$ .

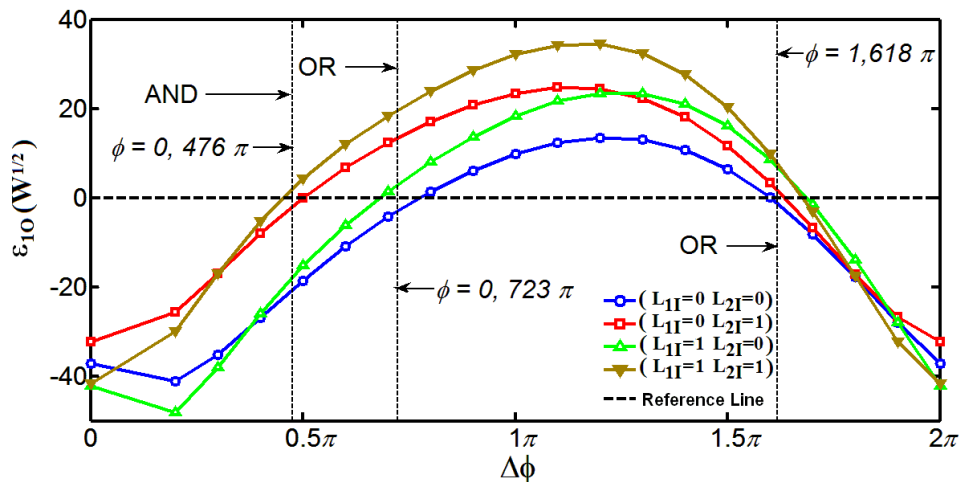


Fonte: Próprio autor

A fim de aperfeiçoar e aprofundar a referida investigação da obtenção de portas lógicas ópticas com a variação do parâmetro de ajuste de modulação ( $|\varepsilon|$ ), decidiu-se implementar também o estudo de variação da fase do sinal óptico em uma das entradas do dispositivo TNLDC, mediante um controle de fase no intervalo  $0 \leq \Delta\phi \leq 2\pi$ , após o modulador PAM-ASK. A variação de fase visa explorar com maior profundidade as características de chaveamento não-linear do dispositivo, ampliando a possibilidade de obtenção de portas lógicas, tanto na diversidade como na qualidade das portas lógicas ópticas. Para isso, aplicou o deslocamento de amplitude  $|\varepsilon|$  em particular, dentro da faixa estudada do dispositivo, especificamente ( $|\varepsilon|=10 W^{1/2}$ ). Ao aplicar esses valores de deslocamento de amplitude na entrada, inseriu-se um controle de fase na faixa de 0 a  $2\pi$ , aplicados aos pulsos de entrada (nestas simulações esse controle de fase foi implementado na entrada 1) após o modulador PAM-ASK.

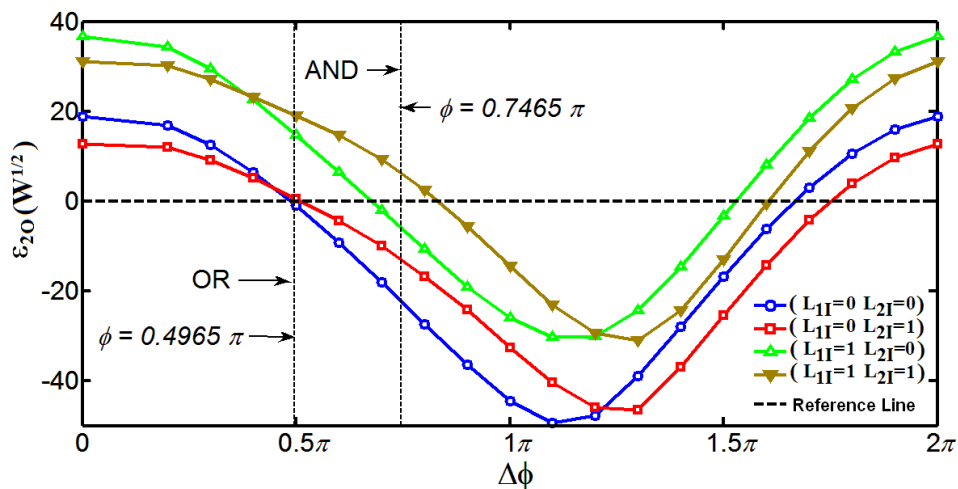
Na Figura 5.7, que trata do estudo variando a fase para o  $|\varepsilon|=10 W^{1/2}$ , na saída da fibra 1, verifica-se a ocorrência de uma faixa de porta.

**Figura 5.7** Figura 5.7 amplitude do pulso de saída da fibra 1 calculada como função da diferença de fase  $\Delta\phi$  ( $\phi_2 = 0$ ), entre os pulsos de entrada no intervalo  $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$ , com  $l_c=1,8$  cm e  $|\varepsilon|=10 W^{1/2}$ .



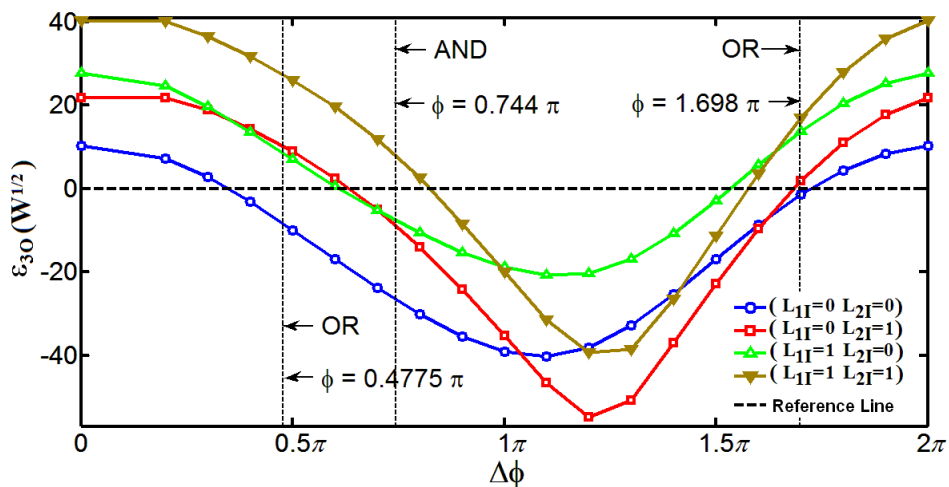
Fonte: Próprio autor

Figura 5.8 Amplitude do pulso de saída da fibra 2 calculada como função da diferença de fase  $\Delta\phi$  ( $\phi_2 = 0$ ), entre os pulsos de entrada no intervalo  $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$ , com  $l_c=1,8$  cm e  $|\varepsilon|=10 W^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

Figura 5.9 Amplitude do pulso de saída da fibra 3 calculada como função da diferença de fase  $\Delta\phi$  ( $\phi_2 = 0$ ), entre os pulsos de entrada no intervalo  $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$ , com  $L_c=1,8$  cm e  $|\varepsilon|=10 W^{1/2}$ .



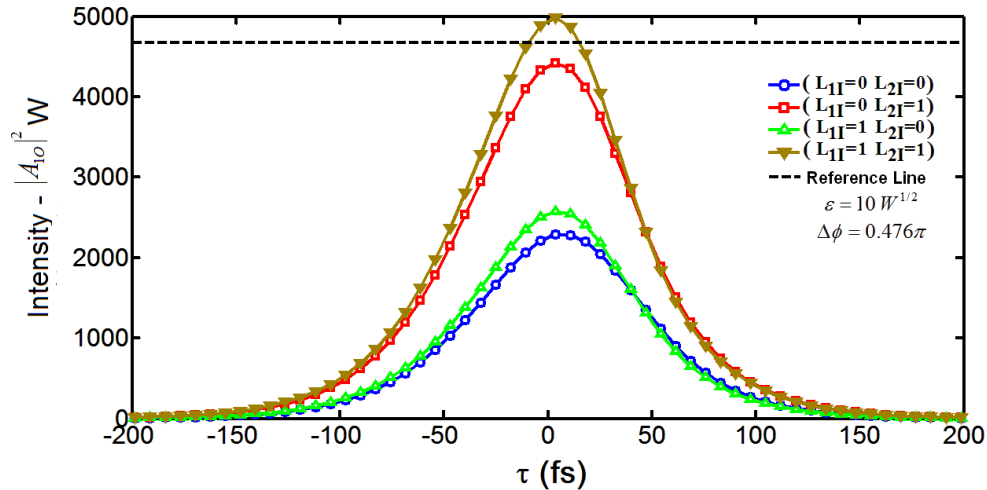
Fonte: Próprio autor

Pelas Figuras 5.10, 5.11, 5.12, 5.13, 5.14, 5.15, 5.16 e 5.17 dos formatos dos pulsos percebe-se, que hora podemos ver o resultado de saída no guia 1, no guia 2 e no guia 3, tanto para uma fase quanto para  $\varepsilon$  fixos.



O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2$  W) em função do tempo (fs), com o parâmetro fase encontramos, os formatos dos pulsos de saída no guia 1 gerando porta lógica *AND* na fase  $\Delta\Phi=0,476\pi$  e  $\varepsilon=10$  W<sup>1/2</sup> (Figura 4).

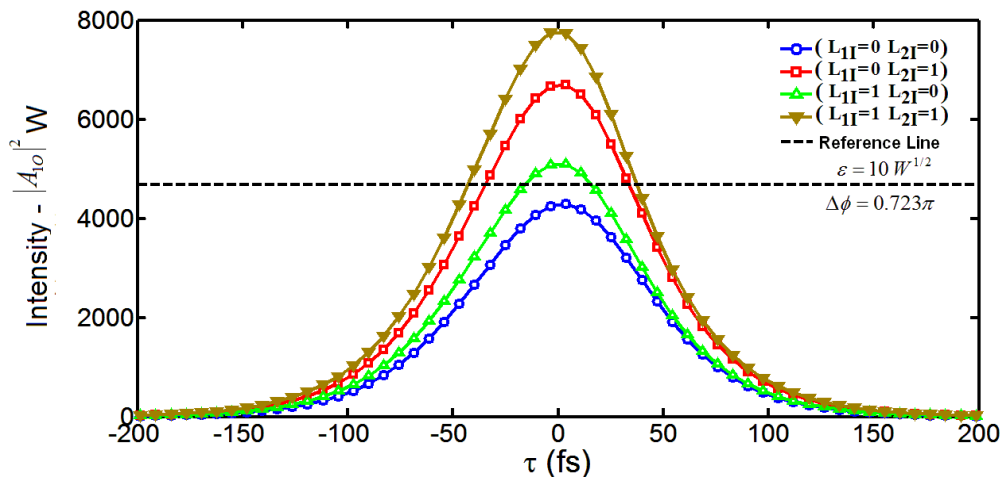
**Figura 5.10** perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|a_{10}|^2$  w) em função do tempo (fs) com a fase  $\delta\phi=0,476\pi$  e  $\varepsilon=10$  w<sup>1/2</sup>, com os formatos dos pulsos de saída no guia 1 formando uma porta lógica and



Fonte: Próprio autor

Os formatos dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica *OR* gerada quando a fase é igual a  $\Delta\Phi=0,723\pi$  enquanto  $\varepsilon=10$  W<sup>1/2</sup>, são mostrados na Figura 5, que e o perfil de intensidade temporal do pulso de saída transmitida ( $|A_{10}|^2$  W) em função do tempo(fs).

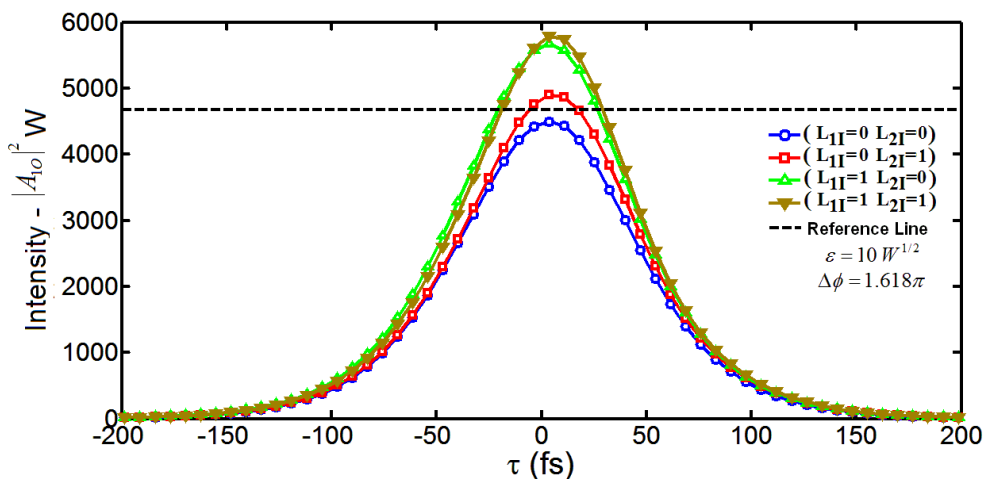
Figura 5.11 Formatos dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica OR com a fase  $\Delta\Phi=0,723\pi$  para  $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

Na Figura 5.12 percebemos os formatos dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica OR gerada, variando o parâmetro da fase quando for igual a  $\Delta\Phi=1,618\pi$  enquanto  $\varepsilon=10 W^{1/2}$ . O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 W$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 5.12.

Figura 5.12 Formato dos pulsos de saída no guia 1 para a porta lógica OR,  $\Delta\Phi=1,618\pi$  e  $\varepsilon=10 W^{1/2}$ .

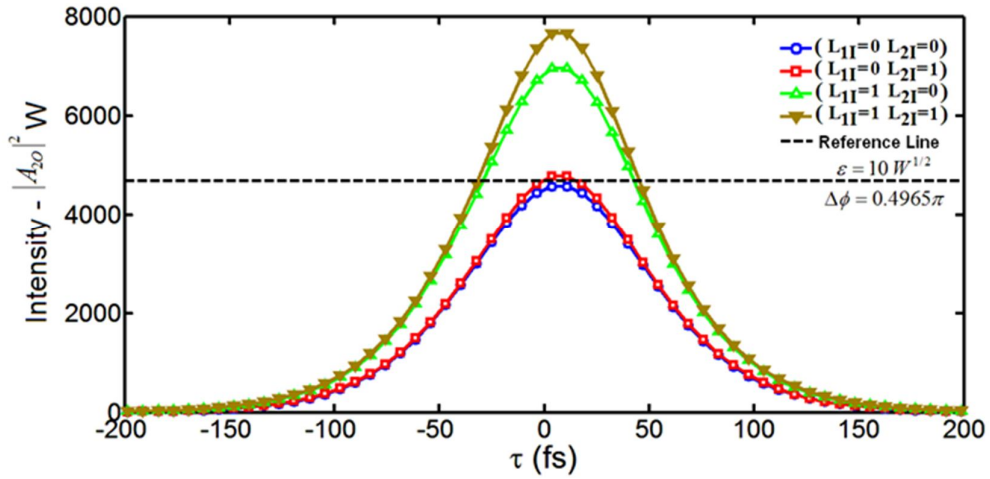


Fonte: Próprio autor

Variando o parâmetro fase, foi encontrado os formatos dos pulsos da saída no guia 2 para a porta lógica OR variando o parâmetro da fase quando a fase é igual a

$\Delta\Phi=0,4965\pi$  enquanto  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$  (Figura 5.13). O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 \text{ W}$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 5.13.

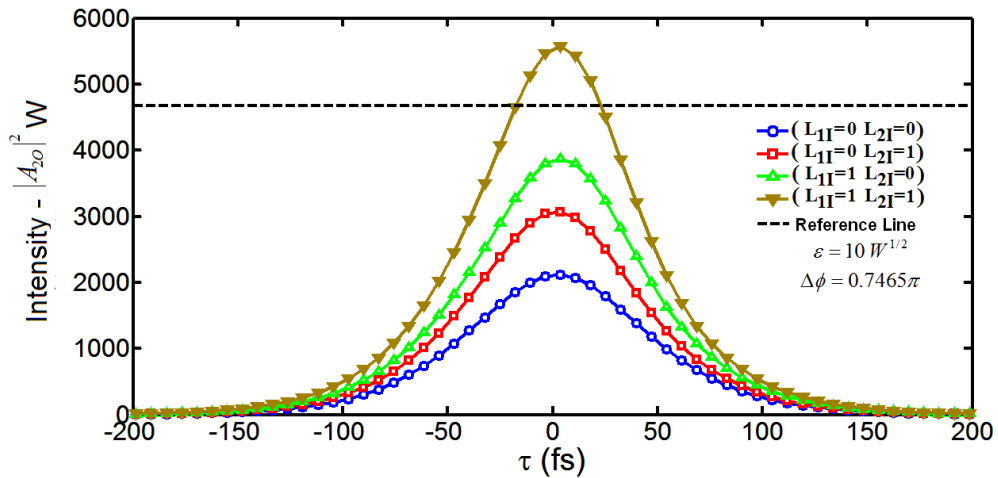
**Figura 5.13** Pulsos da saída no guia 2 para a porta lógica *OR* com fase  $\Delta\Phi=0,4965\pi$  e  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

A Figura 5.14 mostra a fase  $\Delta\Phi=0,7465\pi$  com os formatos dos pulsos de saída no guia 2 com porta lógica *AND* onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ . O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 \text{ W}$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 5.14.

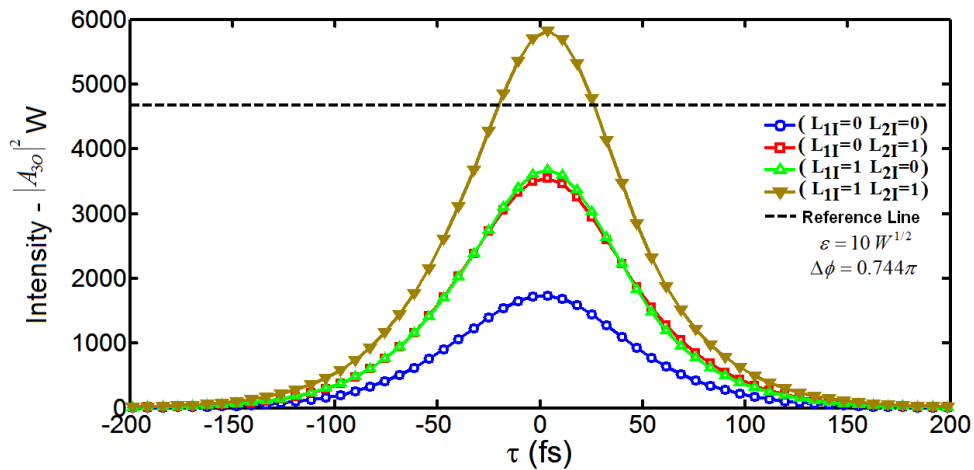
**Figura 5.14** Fase  $\Delta\Phi=0,7465\pi$  com os formatos dos pulsos da saída no guia 2 porta lógica *AND* onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

A Figura 5.15 mostra a fase  $\Delta\Phi=0,744\pi$  com os formatos dos pulsos de saída no guia 3 com porta lógica *AND*, onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ . O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 \text{ W}$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 5.15.

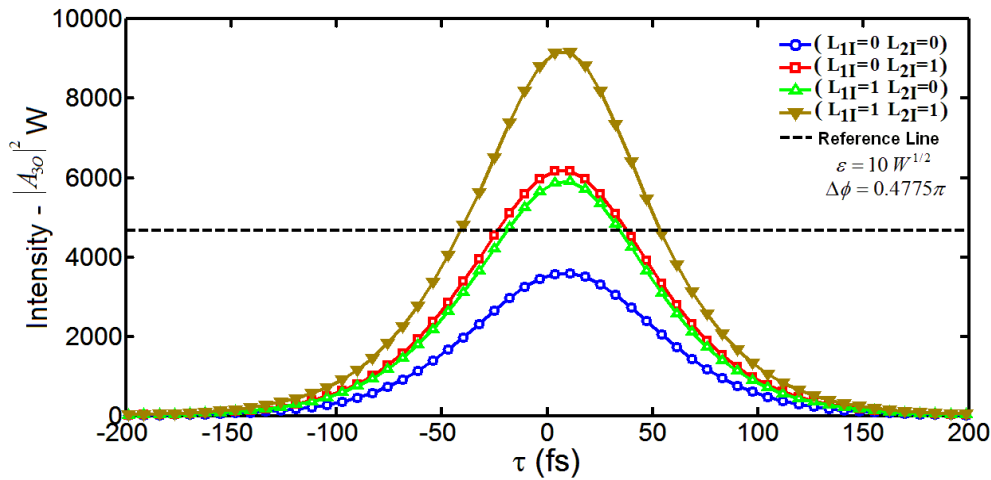
**Figura 5.15** Fase  $\Delta\Phi=0,744\pi$  com os formatos dos pulsos da saída no guia 3 com porta lógica *AND*, onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

A Figura 5.16 mostra a fase  $\Delta\Phi=0,4775\pi$  com os formatos dos pulsos de saída no guia 3 com porta lógica *OR*, onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ . O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 \text{ W}$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 10.

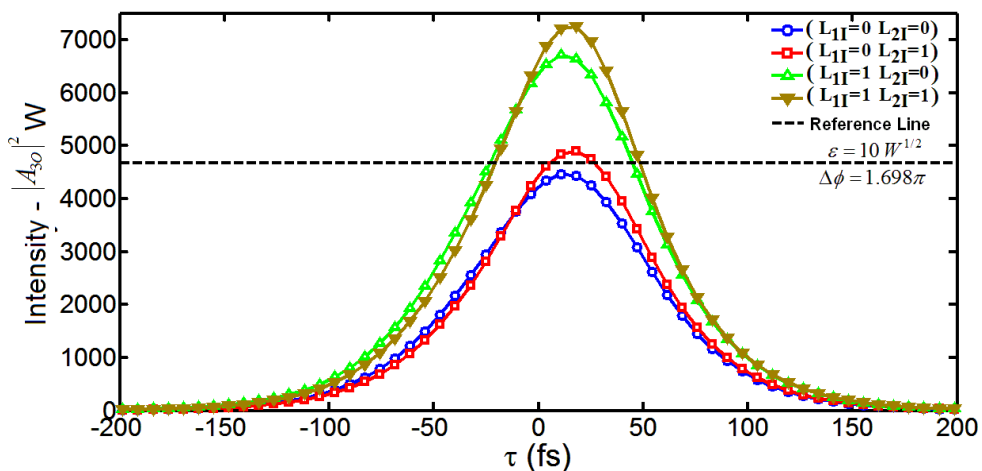
Figura 5.16 Fase  $\Delta\Phi=0,4775\pi$  com formatos dos pulsos de saída no guia 3 com porta lógica *OR*, onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

A Figura 5.17 mostra a fase  $\Delta\Phi=1,698\pi$  com os formatos dos pulsos de saída no guia 3 com porta lógica *OR*, onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ . O perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ( $|A_{10}|^2 \text{ W}$ ) em função do tempo (fs) é mostrado na Figura 5.17.

Figura 5.17 Fase  $\Delta\Phi=1,698\pi$  com formatos dos pulsos de saída no guia 3 com porta lógica *OR* onde  $\varepsilon=10 \text{ W}^{1/2}$ .



Fonte: Próprio autor

Neste capítulo, estudou-se a simulação numérica sobre a implementação de um Acoplador Direcional Triplo Não-Linear (TNLDC) gerando portas lógicas ópticas *OR* e *END* operando com pulsos sólito ultracurtos, os quais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0 através da modulação por amplitude de pulsos (PAM). Levou-se em consideração os efeitos da dispersão de velocidade de grupo (GVD) e da não-linearidade (SPM) e Dispersão de Terceira Ordem (TOD), num regime de propagação sem perdas, para os pulsos de entrada aplicados às fibras de entrada 1 e 2. Foram analisadas as quatro situações possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando a modulação em amplitude do pulso de saída da fibra 1,2 e 3 ( $A_{j,s}$ ) como função do parâmetro de ajuste de modulação ( $|\varepsilon|$ ) dos pulsos de entrada sem fase. Conclui-se que o TNLDC mostra resultados interessantes com a variação do parâmetro de ajuste de modulação  $|\varepsilon|$ , especialmente com a obtenção direta de porta lógica OU para um largo intervalo de  $|\varepsilon|$  em  $|\varepsilon| \geq W^{1/2}$ , sendo a primeira vez que ocorre obtenção de porta lógica usando TNLDC simétrico e a modulação PAM-ASK, apenas com a variação do parâmetro de ajuste de modulação. Este estudo visou aperfeiçoar e garantir uma maior investigação do potencial de obtenção de portas lógicas na faixa estudada do parâmetro  $|\varepsilon|$ . Foram obtidos resultados de destaque distribuídos em toda a faixa estudada do parâmetro de ajuste de modulação  $|\varepsilon|$ , quando a fase foi variada. Esses resultados exibiram portas lógicas (*END* e *OR*). Este trabalho inicial da técnica de modulação PAM-ASK sobre o acoplador direcional (TNLDC) simétrico, destaca a possibilidade de realização de operações lógicas totalmente ópticas com um dispositivo óptico amplamente difundido, obtendo portas lógicas importantes como *END* e *OR*.

## 5.5 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] I. Jizan, A.S. Clark, L. G. Helt, M. J. Collins, E. Mägi, C. Xiong, M. J. Steel, B. J. Eggleton “High-resolution measurement of spectral quantum correlations in the telecommunication band”, *Optics Communications* 327, (2014), Pages 45–48.
- [2] M. Pagani, D. Marpaung, and B. J. Eggleton, "Ultra-wideband microwave photonic phase shifter with configurable amplitude response," *Opt. Lett.* 39 (20), 5854-5857 (2014).
- [3] Changjing Bao, Lin Zhang, Andrey Matsko, Yan Yan, Zhe Zhao, Guodong Xie, Anuradha M. Agarwal, Lionel C. Kimerling, Jurgen Michel, Lute Maleki, and Alan E. Willner, "Nonlinear conversion efficiency in Kerr frequency comb generation," *Opt. Lett.* 39, 6126-6129 (2014).
- [4] Changjing Bao, Yan Yan, Lin Zhang, Yang Yue, Nisar Ahmed, Anuradha M. Agarwal, Lionel C. Kimerling, Jurgen Michel, and Alan E. Willner, "Increased bandwidth with flattened and low dispersion in a horizontal double-slot silicon waveguide," *J. Opt. Soc. Am. B* 32 (1), 26-30 (2015)
- [5] Asher Voskoboinik, Dvora Rogawski, Hao Huang, Yair Peled, Alan E. Willner, and Moshe Tur, "Frequency-domain analysis of dynamically applied strain using sweep-free Brillouin time-domain analyzer and sloped-assisted FBG sensing," *Opt. Express* 20 (26), B581-F586 (2012).
- [6] Iam Choon Khoo, "DC-field-assisted grating formation and nonlinear diffractions in methyl-red dye-doped blue phase liquid crystals," *Opt. Lett.* 40 (1), 60-63 (2015).
- [7] Iam Choon Khoo, Kuan Lung Hong, Shuo Zhao, Ding Ma, and Tsung-Hsien Lin, "Blue-phase liquid crystal cored optical fiber array with photonic bandgaps and nonlinear transmission properties," *Opt. Express* 21 (4), 4319-4327 (2013) .
- [8] G. F. Guimarães, A. M. Bastos, A. C. Ferreira, A. S. B. Queiroz, J. W. M. Menezes, J. R. R. Sousa, A. S. B. Sombra, “Analysis of the Performance of Optical Code-Division Multiple-Access System (OCDMA), Operating with Gold Codes under Nonlinear Effects”, *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 5 (2), 49-57(2013).
- [9] A.C. Ferreira, M.B.C. Costa, A.G. Coêlho Jr., C.S. Sobrinho, J.L.S. Lima, J.W.M. Menezes, M.L. Lyra, A.S.B. Sombra, “Analysis of the nonlinear optical switching in a

- Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect”, *Optics Communications*, 285 (6) (2012), 1408–1417
- [10] J.R.R. Sousa, A.F.G.F. Filho, A.C. Ferreira, G.S. Batista, C.S. Sobrinho, A.M. Bastos, M.L. Lyra, A.S.B. Sombra, “Generation of logic gates based on a photonic crystal fiber Michelson interferometer”, *Optics Communications*, Volume 322, Pages 143–149 (2014).
- [11] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, F. T. Lima, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Study of the Performance of an All-Optical Half Adder Based on Three-Core Nonlinear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response”, *Fiber and Integrated Optics*, 30 (3) (2011), 201-230.
- [12] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra. *Analysys of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM)*. *Optics Communications* 281, 1056–1064 (2008)
- [13] J.W.M. Menezes,; W. B. Fraga,.; G.F. Guimarães,; A.C. Ferreira,; H.H.B. Rocha; M.G. da Silva,; A.S.B. Sombra, “Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers,” *Optics Communications*. 2007, 276, 107–115.
- [14] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra. “Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers”. *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.
- [15] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho and A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”. *Fiber and Integrated Optics* , 29 (4) (2010) 254 – 271.
- [16] J. W. M. Menezes, J. R. R. Sousa, M. B. C. Costa, A. C. Ferreira, F. T. Lima, C. S. Sobrinho, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Numerical Analysis Of The Instantaneous and Relaxed Kerr Model For Generation Of The All-Optical Logic Gates With Triangular Fiber Coupler (TFC)”, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 21 (3) (2012), 1250037.



- [17] P. P. Sahu, "Optical pulse controlled two mode interference coupler based logic gates", *Optik*, 126 (4) (2015) 404–407.
- [18] Takeshi Fujisawa and Masanori Koshiba, "All-optical logic gates based on nonlinear slot-waveguide couplers," *J. Opt. Soc. Am. B* 23 (4), 684-691 (2006)
- [19] A.C. Ferreira, C.S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, H.H.B. Rocha, A. Wirth L. Jr, K.D.A. Sabóia, G.F. Guimarães, J.M.S. Filho and A.S.B. Sombra, "A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK", *Journal of Modern Optics* 56 (8) 1004-1013 (2009).
- [20] A. G. Coelho Jr., M. B. C. Costa, A. C. Ferreira, M. G. da Silva, M. L. Lyra, and A. S. B. Sombra, "Realization of All-Optical Logic Gates in a Triangular Triple-Core Photonic Crystal Fiber," *J. Lightwave Technol.* 31 (5), 731-739 (2013).
- [21] David Novoa, Daniele Tommasini and Jose A. NÓvoa-López, "Modulational instability windows in the nonlinear Schrodinger equation involving higher-order Kerr responses", *PHYSICAL REVIEW E* 91, 012904 (2015).
- [22] Qiongtao Xie, Linmao Wang, Yizhen Wang, Zhenjiang Shen and Jun Fu, "Bright solitons in nonlinear media with a self-defocusing double-well nonlinearity", *Phys. Rev. E* 90, 063204 – (2014).
- [23] M. Tarazkar, D. A. Romanov, and R. J. Levis, "High-order nonlinear refractive indices for He, Ne, Kr, and Xe atoms", *Phys. Rev. A* 90, 062514 – (2014).
- [24] Z.-H. He, J. A. Nees, B. Hou, K. Krushelnick, and A. G. R. Thomas, "Ionization-Induced Self-Compression of Tightly Focused Femtosecond Laser Pulses", *Phys. Rev. Lett.* 113, 263904 – (2014).
- [25] Jianjun Cao, Yuanlin Zheng, Yaming Feng, Xianfeng Chen, and Wenjie Wan, "Metal-Free Flat Lens Using Negative Refraction by Nonlinear Four-Wave Mixing" *Phys. Rev. Lett.* 113, 217401 – (2014)
- [26] G. P. Temporão, G. V. de Faria, P. J. Urban and J. P. von der Weid, "OTDR reach extension for monitoring of high-loss optical links". *Microw. Opt. Technol. Lett.*, 56 (4): 974–977. (2014).
- [27] K. D. A. Sabóia, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, "Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF)" *Optical and Quantum Electronics* 41 (14-15) 963-980 (2009).

- [28] G. P. Agrawal, “Lightwave Technology – Telecommunication Systems”, 1st ed.; Wiley: New York, (2005).
- [29] D. J. G Mestdagh, “Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks”; Artech House: Norwood, 1995.
- [30] G. P. Agrawal, “Applications of Nonlinear Fiber Optics”, 1st ed.; Academic Press: New York, (2001).
- [31] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics”, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição. (2007).
- [32] Snyder, A.W. J. Opt. Soc. Am. 62, 1972, 1267–1277.
- [33] McIntyre, P.D.; Snyder, A.W. J. Opt. Soc. Am. 1973, 63, 1518–1527.
- [34] Snyder, A.W.; Love, J.D. Optical Waveguide Theory; Chapman and Hall: London, 1983.
- [35] Marcuse, D. Theory of Dielectric Optical Waveguides; Academic Press: San Diego, CA, 1991.
- [36] Haus, H.A.; Huang, W.P. Proc. IEEE. 1991, 79, 1505–1518.
- [37] Huang, W.P. J. Opt. Soc. Am. 1994, 11, 963–983.
- [38] A. C. Ferreira , A.S. B. Sombra – “Estudo Numérico da Influência da Relaxação da Não-Linearidade Kerr e Aplicações com Portas Lógicas utilizando PAM em Componentes de Fibras Ópticas: Interferômetro de Sagnac e Acoplador Direcional,”Tese de Doutorado – UFC (2011).

## **6 SENSORES DE CORRENTE**

### **6.1 SENSOR MACH-ZEHNDER**

Neste estudo temos como objetivo no sensoriamento de corrente elétrica. Usaremos o Interferômetro de Mach-Zehnder, para detectar a corrente elétrica que por intermédio de uma bobina elétrica, irá fazer uma perturbação mecânica na fibra óptica monomodo. Esta perturbação leva a uma interferência óptica detectada na fibra de controle e se mostra proporcional à amplitude de corrente presente no condutor da bobina.

O sensor foi testado com correntes (60Hz) AC de 15 A até 110 A . Com uma variação no arranjo experimental, o sensor poderá ser usado no acompanhamento de baixas e altas amplitudes de corrente. Esta nova geometria de sensor se mostra eficiente e efetiva no acompanhamento da qualidade do sinal elétrico para pequenos e grandes consumidores e/ou geradores de energia elétrica.

#### **6.1.1 INTRODUÇÃO**

Os dispositivos de medida que utilizam fibras ópticas oferecem diversas vantagens para aplicações em sistemas de potência. Entre os parâmetros que podem ser medidos com técnicas de fibras ópticas estão: corrente, voltagem, temperatura, pressão e etc.

O monitoramento de corrente (campo magnético) e voltagem (campo elétrico) são críticos para sistemas de alta tensão e sistemas em geral, onde altas potências elétricas são utilizadas. Os sensores atualmente utilizados em subestações de alta voltagem são bastante seguros, porém intensamente dispendiosos os que tornam a tecnologia de sensores ópticos de corrente e voltagem bastante atrativa, tendo em vista que estes dispositivos são vistos como a próxima geração de dispositivos de medida de alta corrente e voltagem, substituindo os transformadores convencionais utilizados na indústria de energia elétrica de potência [1,2,3].

Dentro destes aspectos, podemos salientar as vantagens em se utilizar a tecnologia de fibras ópticas nas medidas de corrente e tensão. Neste trabalho, estudaremos o funcionamento de um novo sensor de corrente para uso nos sistemas de geração, transmissão e distribuição de energia. O desenvolvimento deste sensor de alta precisão permitirá às empresas geradoras, distribuidoras e fornecedoras de energia, o acesso a um equipamento com tecnologia totalmente nacional. Um produto de custos menores para aquisição e suporte (manutenção e substituição de sobressalentes).

### 6.1.2 FUNCIONALIDADE

O desempenho do sensor foi estudado utilizando um campo magnético, que foi induzido por uma corrente senoidal que circulava em uma bobina indutora magnética de um condutor de cobre (figuras 6.1a e 6.1b). A magnetização do ímã permanente é orientada pela direção perpendicular das espiras da bobina indutora magnética. Considerando a distância  $D$  entre o ímã e a bobina, a força de Lorentz aplicada ao ímã é dada por

$$\vec{F} = VB_M \frac{I}{2\pi D^2} \vec{a}_r, \quad (6.1.1)$$

Onde: ( $I$ ) corrente, ( $\vec{a}_r$ ) vetor unitário, ( $VB_M$ ) Volume de magnetização do ímã, ( $D$ ) Distância.

A equação (6.1.1) dá-nos a expressão da força da Lorentz que atua sobre o ímã permanente, tal como uma função da corrente  $I$  e da distância  $D$ . As oscilações, na haste que contém o magneto, são induzidas por variações de força que por sua vez distendem a fibra. Estas deformações mecânicas causam uma tensão axial que provocam mudança no comprimento da fibra de maneira não uniforme. Portanto, provocando uma mudança de fase na luz que viaja na fibra mono modo (MMF) [5].

Uma vez que o comprimento da secção sensível da fibra mono modo, presa ao ímã, é muito maior do que a amplitude das oscilações forçadas em uma haste flexível (cantilever), pode-se sugerir que as tensões induzidas na fibra mono modo são muito pequenas e elásticas, e são diretamente proporcional à tensão:

$$\varphi_m = K |\vec{F}|, \quad (6.1.2)$$

e à força aplicada ao braço da haste com o ímã, mas o suficiente para ser sensoriado por um interferômetro de Mach-Zehnder. Onde  $K$  é um coeficiente que considera as propriedades mecânicas da haste e MMF, o módulo de Young das fibras, de tração estático salienta aplicado ao MMF, o comprimento da parte sensível da fibra (entre grampos) e o comprimento de onda da luz. Quando uma corrente alternada com uma frequência de oscilação  $f_i$  induz um campo magnético, a força que atua sobre o feixe de cantilever produz tensões dinâmicas no MMF, com uma periodicidade de  $1/f_i$ . A equação relevante para a corrente alternada será

$$I = I_0 \sin(2\pi f_i t), \quad (6.1.3)$$

onde  $I_0$  é a amplitude da corrente e  $t$  é o tempo. Depois substituindo Eq. 6.1.3 em Eq. 6.1.1 a então Eq. (6.1.1) em Eq. (6.1.2) obtemos que

$$\varphi_m = KVB_M \frac{I_0 \sin(2\pi f_i t)}{D^2}, \tag{6.1.4}$$

Considerando  $V$  e  $B_M$  como parâmetros invariáveis, pode-se deduzir a partir da Equação (6.1.4), que a conversão eficiente de corrente AC na fase transitória depende da distância  $D$  e no coeficiente  $K$ . No nosso sensor, pequenas fases transientes dadas pela equação (6.1.4) são medidas por meio de um interferômetro adaptativo fotorrefractivo. Em todas as variações da intensidade do interferômetro, a intensidade de interferência do feixe PD (medida pelo fotodetector) é proporcional ao seno da diferença de fase entre a onda de referência e objeto:

$$P_D = P_O + P_R + 2\sqrt{P_O P_R} \cos \Delta\phi \text{ com } \Delta\phi = \phi_0 + \phi_m, \tag{6.1.5}$$

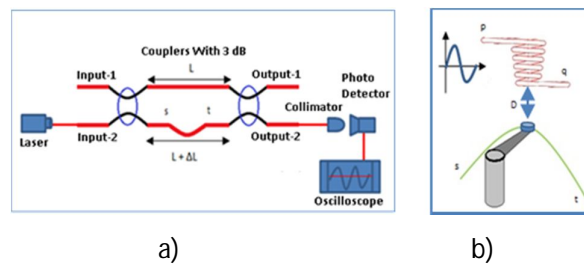
onde  $P_O$  e  $P_R$  são as intensidades do objeto transmitido e as ondas de referência difratados, respectivamente, e  $\phi_0$  é o desvio de fase média entre o feixe de objeto e de referência. Portanto, de acordo com a Eq. (6.1.5), transientes pequenos são linearmente transferidos para as variações de intensidade se a função cosseno pode ser aproximada por seu argumento.

A equação (6.1.6) que expressa a lei de Biot-Savart descreve o vetor indução magnética  $B$  na bobina, que representa o agente perturbador de 60Hz (figuras 6.1a e 6.1b)

$$B = \frac{\mu_0 NiR^2}{2(Z^2 + R^2)^{3/2}} \tag{6.1.6}$$

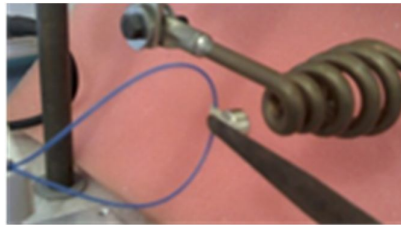
onde  $B$  é a quantificação da indução magnética na bobina,  $\mu_0$  a permissividade do meio,  $N$  o numero de espiras da bobina,  $i$  a corrente passando pela bobina,  $R$  o raio das espiras da bobina e  $Z$  é o eixo da bobina perpendicular ao plano  $xy$  que passa pelo centro da espira [7].

**Figura 6.1(a) esquema experimental do sensor interferométrico: dois acopladores 3 db , laser em 1.55 μm, colimador, fotodetector e osciloscópio. 6.1(b) agente perturbador: promove o movimento do ímã junto com a fibra a uma distância d da bobina.**



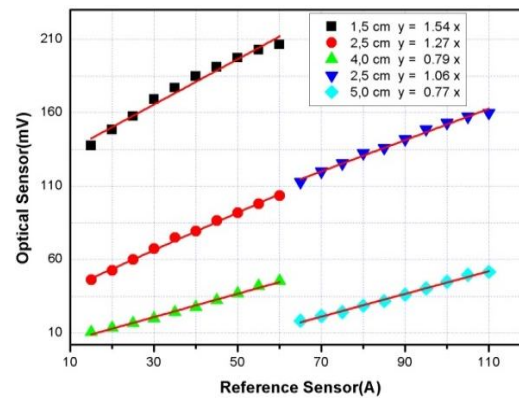
Fonte: Próprio autor

Figura 6.2 Bobina de indução magnética com fio condutor de 6 mm, a fibra da secção sensível “s” e “t” , imã e sua haste. A fibra sensível do interferômetro possui 18 cm de comprimento e é presa ao imã, suas duas metades são presas a um ponto fixo.



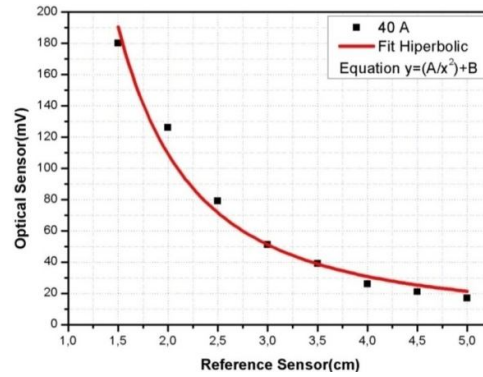
Fonte: Próprio autor

Figura 6.3 Leituras do sensor para correntes de 15 a 110 a. O fitting linear é uma boa aproximação para os pontos experimentais.



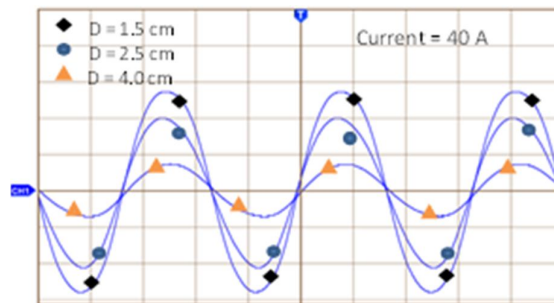
Fonte: Próprio autor

Figura 6.4 Leituras das medições tomando a amperagem fixa em 40 A e com a variação das distancias D em cm nos valores de: 1,5; 2,0, 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5 e 5,0 cm. Observa-se que a curva apresenta um perfil hiperbólico.



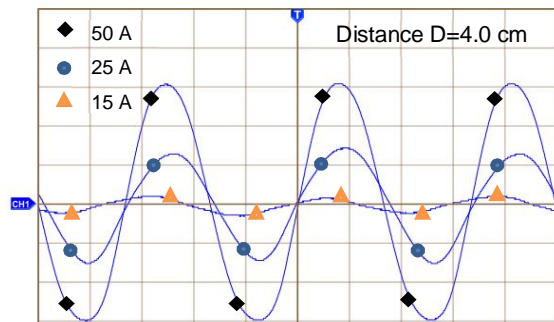
Fonte: Próprio autor

Figura 6.5 Perfil temporal dos pulsos ópticos obtidos do sensor para uma corrente de 40 A com variação da distancia D em 1,5 cm, 2,5 cm e 4,0 cm.



Fonte: Próprio autor

Figura 6.6 Gráficos variando a amperagem em 50 A, 25 A e 15 A e mantendo a distancia D em 4,0 cm.



Fonte: Próprio autor

### 6.1.3 Análise e Comportamento do Sensor MZ

Na figura 6.1a e 6.1b podemos observar o esquema experimental do sensor MZ, onde podemos identificar os acopladores (3 dB) e o laser de bombeio ( $1.55\mu\text{m}$ ). O agente perturbador atua em um dos braços do interferômetro, que se encontra sob a ação da corrente. Na figura 6.3 podemos concluir que o sensor é linear com a amplitude de corrente aplicada, sendo linear com a amplitude do sinal óptico detectado na faixa de correntes de 15 A a 110 A. Observa-se que o fitting linear é uma boa aproximação para os pontos experimentais. A figura 6.4 nos mostra que a amplitude óptica detectada é uma função decrescente da distância do sensor ao fio condutor de corrente e as leituras das medições tomando a amperagem fixa em 40 A e com a variação das distancias D em cm nos valores de: 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 3,5; 4,0; 4,5 e 5,0 cm. Observa-se que a curva apresenta um perfil hiperbólico, como esperado. Esta é uma indicação de que podemos usar o sensor para medidas de altas correntes sem nenhum efeito de saturação, apenas aumentando a distância do sensor ao fio. Nas figuras 6.5 temos o perfil temporal dos pulsos ópticos obtidos do sensor para uma corrente de 40 A com variação da distância D em 1,5 cm, 2,5 cm, 4,0 cm e na figura 6.6 temos os perfis temporais para três valores diferentes de corrente ( 50 A, 25 A e 15 A) e mantendo a distancia D em 4,0 cm. Esta é uma indicação de sensibilidade do sensor para o acompanhamento de transientes e flutuações que possam existir na linha em tempo real.



#### 6.1.4 Referências Bibliográficas

- [1] Borges B.H.V. et al. Sensores, Tecnologias e Aplicações: Sensores Ópticos Integrados e em Fibra. São Paulo, v. 1, cap. 7, p. 1-90, 2005.
- [2] Agrawal, G.P. Application of Nolinear Fiber Optics, 120-124 p. 2<sup>a</sup> ed. Rchester, NY, December 2007
- [3] Sanders G.A., Blake J.N., Rose A.H, Rahmatian F., Herdman C., “Commercialization of Fiber-Optic Current and Voltage Sen- sors atNxtPhase”, pp.31-34, 15th Optical Fiber Sensors Confe- rence Technical
- [4] Bohnert K., Gabus P., Brändle H., Guggenbach P., “Fiber-optic dc current sensor for the electro-winning industry”, pp.210-213, 17thInternational Conference on Optical Fiber Sensors, Belgium, Maio 2005
- [5] Santos, José Luiz Campos Oliveira. Multiplexagem e Processamento de Sinais de Sensores de Fibra Ópticas: Sensibilidades Inerentes à Modulação de Fase, 1992. 16-17 p. Tese (Doutoramento em Física) - DSpace - Universidade do Porto, 1992.
- [6] A. A. Kamshilin and A. I. Grachev, Appl. Phys. Lett. 81, 2923-2925 (2000).
- [7] Marzo, Giuseppe Renato di, Aplicação do Método dos Elementos Finitos na Análise de Tensões Induzidas em Cabos Umbilicais, 2010. 36-38 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Eng. de Energia e Automação, S. Paulo, 2010.

## **6.2 SENSOR PIEZELÉTRICO**

Neste estudo, será apresentado o modelo e a metodologia utilizada para a realização do experimento e os resultados alcançados. Inicialmente, serão descritos o sensor e os equipamentos utilizados na pesquisa. Além disso, ao longo do texto será discutida a metodologia dos testes que foram utilizados para mostrar como a teoria piezoelétrica pode ser verificada através de experimentos práticos. Em seguida, serão apresentados os resultados alcançados e as condições sob as quais eles foram obtidos para ressaltar a verdadeira aplicabilidade deste dispositivo sensor para uma grande quantidade de situações, o que se constitui em uma das vantagens do nosso objeto de estudo em questão.

Este estudo foi feito com parceria de pesquisa do Paper SENSOR DE CORRENTE PIEZOELETRICO onde constam os autores Agliberto Melo Bastos e M. Henrique B. Júnior.


### **6.2.1 MATERIAIS E MÉTODOS**

Para o estudo e aplicação da placa piezoelétrica como sensor de corrente, realizaram-se testes experimentais nos laboratórios do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações (PPGET) do IFCE e no Laboratório de Telecomunicações e Ciência e Engenharia de Materiais (LOCEM/UFC) com o objetivo de verificar o perfeito funcionamento dos equipamentos, bem como aumentar a experiência no manuseio deste sensor. Os ensaios consistiram em comparar os resultados obtidos com o sensor piezoelétrico com os obtidos utilizando equipamentos de medidas tradicionais (osciloscópios, alicate amperímetro, voltímetros). Como ressaltado por diversas literaturas, a principal diferença nos resultados está relacionada à calibração dos equipamentos de medidas utilizados, da placa piezoelétrica e da distância de aproximação entre o sensor e a linha de transmissão de energia, que neste experimento foi representada pela bobina cilíndrica de fio condutor alimentado por um variac.

## 6.2.2 EQUIPAMENTOS UTILIZADOS

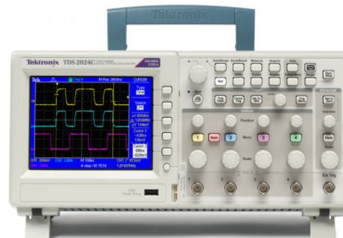
O sensor de corrente em questão é construído a partir de uma placa piezoelétrica que pode ser visualizada na informação da fonte abaixo:

**Figura 6.7 Placas piezoelétricas.**

 <p>#40-2010</p> <p>600/200/0.70SA</p>	Tensão 150 DCV	Largura 20 mm $\pm$ 0.25 mm
	Deslocamento $\geq$ 2.6 mm	Espessura 0.69 mm $\pm$ 0.10 mm
	Força de reação $\geq$ 500 mN	L1 3.5 mm
	Frequencia de ressonância -60 Hz	L2 7.0 mm
	Capacitância 190,000 pF	Comprimento Livre 50mm
	Comprimento 60 mm $\pm$ 0.25 mm	Peso 4.5 grams

Fonte: [https://www.americanpiezo.com/images/stories/content\\_images/pdf/apc\\_40-2010.pdf](https://www.americanpiezo.com/images/stories/content_images/pdf/apc_40-2010.pdf)

**Figura 6.8 Osciloscópio digital tektronix tds 2022b. Largura de banda: 200 mhz, taxa de amostragem: 2 gs/s, canais: 2, máxima tensão de entrada:300 vrms, impedância de entrada: 1 m $\Omega$**



Fonte: Tektronix

Para simular as correntes que serão medidas em uma linha de transmissão, foi utilizado um VARIAC capaz de gerar diferentes magnitudes de correntes senoidais na frequência de 60Hz. Este sinal é aplicado sobre a bobina cilíndrica de fio condutor, com o intuito de produzir campos magnéticos induzidos de diferentes intensidades. O VARIAC utilizado é do modelo TDGC2-30 (visto na Figura 6.9) e que possui as características descritas abaixo [2]:

**Figura 6.9 VARIAC TDGC2-30. Entrada: 127/220 vca, capacidade: 15 KVA/220 Vca, saída: 0-140 Vca / 0-250 Vca, corrente de saída: 120 A. CARACTERÍSTICAS[1]**



**Fonte: [2]**

### 6.2.3 METODOLOGIA UTILIZADA

O funcionamento desse mecanismo de sensoriamento é garantido pelo fenômeno da indução eletromagnética. Neste caso, a corrente elétrica que se propaga pela bobina cilíndrica produz um campo elétrico que, por sua vez, induz campos magnéticos de diferentes magnitudes capazes de atrair e repelir o ímã que está preso à extremidade livre da placa piezoelétrica. Esta movimentação faz com que a placa utilizada ao ser deformada, gera sinais elétricos na sua **saída**, como apresenta na figura 6.10,

**Figura 6.10 Vista superior do sensor piezoelétrico.**



**Fonte: Próprio autor e M. Henrique B. Júnior**

Pode-se visualizar a bobina cilíndrica que representa a linha de transmissão na execução desta pesquisa, sabendo-se que ela está ligada a um VARIAC, responsável por gerar o sinal que nela se propaga. Há, na base da nossa bancada, uma régua instalada que permitiu o controle preciso da distância existente entre o ímã na extremidade livre da placa e a bobina, tendo em vista que esta distância é uma variável relevante para os resultados obtidos, o que pode ser comprovado pela equação. 6.2.2.

O ímã presente na extremidade livre da placa possui magnetização orientada pela direção perpendicular ao plano das espiras da bobina indutora magnética, a qual tem sua indução quantificada pela lei de Biot-Savart, expressa na equação 6.2.1:

$$B = \frac{\mu_0 NiR^2}{2(z^2 + R^2)^{3/2}} \quad (\text{Eq. 6.2.1})$$

Onde  $B$  é a quantificação da indução magnética na bobina no eixo  $z$  da bobina,  $\mu_0$  a permissividade do meio,  $N$  o numero de espiras da bobina,  $i$  a corrente na bobina,  $R$  o raio das espiras da bobina e  $z$  é o eixo da bobina perpendicular ao plano  $xy$  e que passa pelo centro da espira [3].

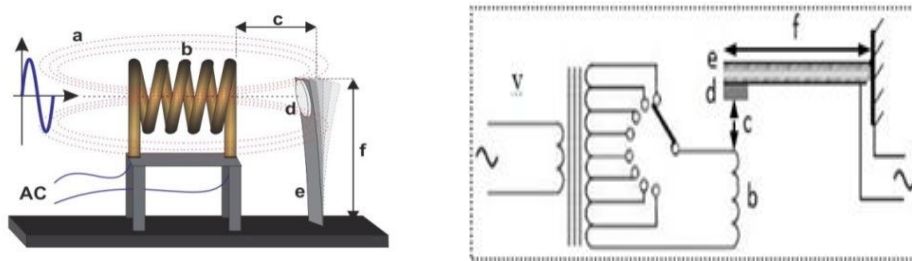
Com as perturbações sofridas pelo ímã promovem uma compressão e descompressão da haste que, por sua vez, gera uma tensão de saída visualizada no osciloscópio utilizado. Este sinal produzido pela placa piezoelétrica é proporcional à intensidade da corrente de entrada e dado em função da corrente  $i$  que se propaga pelo condutor e pela distância  $D$  existente entre o sensor e a bobina utilizada, como visto na equação 6.2.2 que determina a Força aplicada sobre o ímã.

$$\vec{F} = VB_M \frac{I}{2\pi D^2} \vec{a}_r \quad (\text{Eq. 6.2.2})$$

Onde  $I$  é a corrente que circula na bobina indutora magnética,  $\vec{a}_r$  é o vetor unitário, (indicando a direção radial a partir das espiras da bobina),  $D$  é a distância entre a bobina e o sensor,  $V$  e  $B_M$  são o volume e a magnetização do ímã permanente, respectivamente.

**Esquema experimental do Sensor Piezoelétrico.**

**Figura 6.11** “a” campo magnético; “b” bobina indutora; “c” distância da bobina ao ímã; “d” ímã de neodímio; “e” haste flexível (cantilever); “f” comprimento da haste e “v” variac.



**Fonte: Próprio autor e M. Henrique B. Júnior**

- VARIAC responsável pela geração de correntes AC que geram diferentes magnitudes; bobina cilíndrica por onde se propagam as correntes elétricas geradas pelo VARIAC e que são medidas pelo sensor;
- Ímã fixado à extremidade livre da placa piezoelétrica para fazer com que o campo magnético induzido pelas correntes, que se propagam na bobina, possa levar a placa piezoelétrica a sofrer o processo de compressão e descompressão;

- Placa piezoelétrica que sofrerá o processo de deformação por meio do ímã que está preso a ela e enviará ao osciloscópio um sinal elétrico proporcional à intensidade da corrente do sinal medido; e
- Osciloscópio que coletará o sinal gerado na saída da placa piezoelétrica e o apresentará em sua tela.

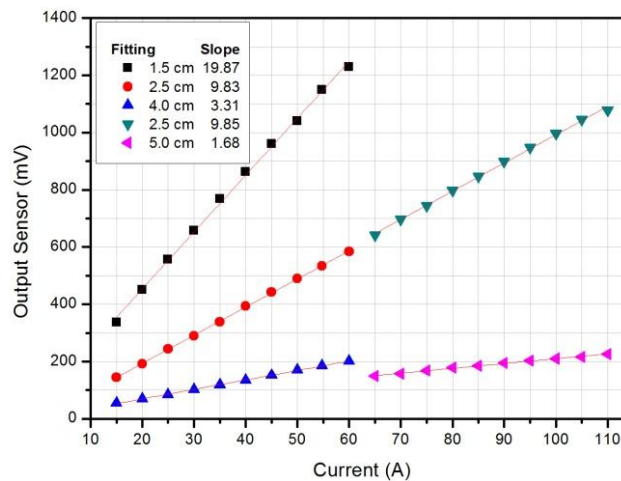
Baseado na fundamentação teórica sobre piezoeletricidade e no sistema de medição trabalhado, foram realizados quatro experimentos principais para caracterizar o sensor:

- 1) Variando a distância entre o sensor e a bobina cilíndrica entre os valores de 1,5 cm; 2,5 cm e 4 cm, foram medidas correntes que estão na faixa entre 15 e 60 A (baixo valor de corrente) mantendo a diferença de 5 A entre duas medidas consecutivas.
- 2) Adotando os valores de 2,5 cm e 5 cm para a distância entre o sensor e a bobina cilíndrica, foram medidas correntes que estão na faixa entre 65 e 110 A (alto valor de corrente) respeitando a diferença de 5 A entre duas medidas consecutivas.
- 3) Mantendo-se fixo o valor da corrente a ser medida fixa em um valor considerado baixo (40 A), variou-se a distância entre a bobina e o sensor na faixa entre 1,5 cm e 5 cm, respeitando a variação de 0,5 cm entre duas medidas consecutivas.
- 4) Mantendo-se fixo o valor da corrente a ser medida fixa em um valor considerado alto (80 A), variou-se a distância entre a bobina e o sensor na faixa entre 1,5 cm e 5 cm, respeitando a variação de 0,5 cm entre duas medidas consecutivas.

A partir dos resultados obtidos através destes experimentos, que serão exibidos no próximo tópico deste trabalho, pode-se observar o funcionamento deste sensor e as vantagens que ele apresenta na medição das correntes que trafegam em linhas de transmissão elétricas.

## 6.2.4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

**Figura 6.13** Gráfico que relaciona a corrente medida com a amplitude do sinal de saída do sensor variando a distância entre o condutor e sensor.



Fonte: Próprio autor e M. Henrique B. Júnior

Na figura 6.13 vemos os resultados dos *Fits* Lineares. Estes *Fits* foram agrupados em duas modalidades, *Fits* lineares de baixas correntes e de altas correntes. Para fazer o sensoriamento das baixas correntes, foram adotadas três distâncias que variavam de 1,5 cm, 2,5 cm e 4,0 cm, entre o sensor e a bobina. E para a modalidade de altas correntes foram adotadas as distâncias de 2,5 cm e 5,0 cm.

Para a construção do gráfico da figura 6.13 foram plotados os pontos de corrente em A, e saída do sensor em mV. No eixo das correntes as variações decorrerão a partir de 15 A com espaçamento de 5 A até 110 A.

Vale destacar que a distância de 2,5 cm foi utilizada para representar toda a escala, baixas e altas correntes (15 A a 110 A). O objetivo é mostrar a linearidade da resposta do sensor com a variação da corrente que está sendo sensorizada. Como resultado tem a viabilidade da utilização deste tipo de sensor para medição em sistemas elétricos que operam com uma vasta gama de valores de corrente.

A tabela 6.1 demonstra que a sensibilidade do sensor varia com as distâncias da seguinte forma: 1,5 cm  $\approx$  19,87 mV/A, 4,0 cm  $\approx$  3,31 mV/A, 5,0 cm  $\approx$  1,68 mV/A. É



interessante perceber que não há variação no coeficiente de linearidade da reta para a distância de 2,5 cm que tem valores de 9,83 mV/A na baixa corrente e 9,85 mV/A na alta corrente. Além disso, o sensor pode ser utilizado para medições de alta corrente sem sofrer efeito de saturação, o que fortalece a utilidade deste sensor para medição de diferentes valores de corrente elétrica.

**TABELA 6.1** Variação da sensibilidade do sensor Piezoelétrico de acordo com a distância do condutor

D(cm)	1,5 cm	2,5 cm	4 cm	5 cm
Sensibilidade do Sensor (mV/A)				
15A – 60 A	19.87	9.83	3.31	
65A – 110 A		9.85		1.68

Na tabela 6.2, são apresentados os resultados relacionados à sensibilidade de um sensor óptico [4-16] aplicado para a medição de correntes elétricas em linha de transmissão. A metodologia do sensor do referido trabalho utiliza-se de um interferômetro Mach-Zender para obter esses valores.

**TABELA 6.2** Variação da sensibilidade de sensor óptico de acordo com a distância do condutor para medição de correntes elétricas.

D (cm)	1,5 cm	2,5 cm	4 cm	5 cm
Sensibilidade do Sensor (mV/A)				
10 A – 60 A	1,54	1,27	0,79	
65 A – 110 A		1,06		0,77

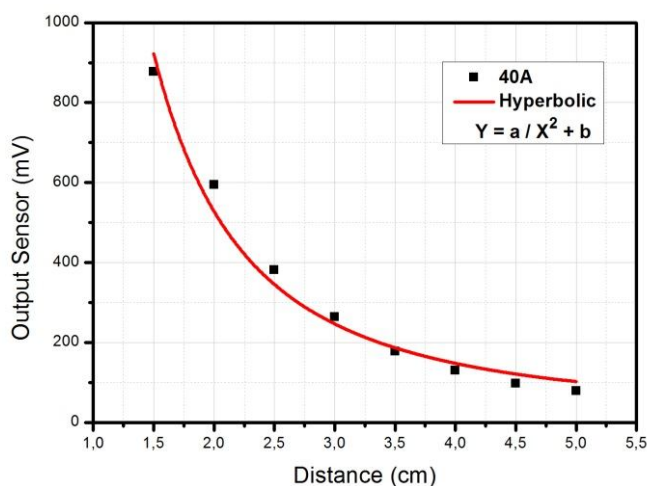
**Fonte:** *Hybrid Opto-Mechanical Current Sensor Based on a Mach-Zehnder Fiber Interferometer (2014).*

Os valores presentes nas tabelas 6.1 e 6.2 permitem a conclusão de que o sensor piezoelétrico, abordado nesta tese, apresenta uma excelente sensibilidade se comparado à sensibilidade de outros tipos de sensores voltados ao sensoriamento de corrente elétrica. Tomando como base a faixa que abrange correntes de 10 A até 110 A e adotando a distância de 2,5 cm entre o sensor e a linha de transmissão, o sensor óptico apresenta uma sensibilidade

média de 1,17 mV/A. Já o sensor piezoelétrico apresenta uma sensibilidade média de 9,84 mV/A para a faixa que abrange correntes entre 15 A e 110 A e utilizando a mesma distância de 2,5 cm entre o sensor e a linha de transmissão. Ou seja, o sensor piezoelétrico é, aproximadamente, oito vezes mais sensível do que o sensor óptico disponível na literatura [4].

Outro experimento realizado com o sensor consistiu na verificação das respostas dele à variação da distância entre ele e a linha de transmissão mantendo a corrente do sinal sensoriado constante. No caso da figura 6.12, pode-se ver a resposta do sensor à variação da distância entre ele e a bobina cilíndrica quando a corrente permanece fixa no valor de 40 A (valor de baixa corrente). Os pontos quadrados pretos são as marcações, no gráfico, dos valores encontrados como saída do sensor em cada distância utilizada nesta simulação e a linha vermelha representa um ajuste de dados indicando uma hipérbole, tendo em vista que, pela Eq. 6.2.2, a força exercida sobre o sensor é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre o sensor e o condutor do sinal.

**Figura 6.12** Gráfico que apresenta a resposta do sensor à variação da distância para corrente fixa de 40 A.



**Fonte: Próprio autor e M. Henrique B. Júnior**

A variação numérica das respostas consecutivas do sensor ao passo em que a distância entre ele e a linha de transmissão varia, sabendo-se que a corrente medida permanece fixa no valor de 40 A, é apresentada na figura 6.12. Entre cada medida e a sua subsequente é mantida uma variação constante no valor de 0,5 cm na faixa de distâncias entre 1,5 cm a 5 cm. A

Tabela 6.3 apresenta também, como o gráfico 6.12, um perfil hiperbólico, confirmando a tese de que saída do sensor é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre sensor e dispositivo sensoriado.

**Tabela 6.3 Gráfico de colunas: distância entre medidas x diferença em módulo entre medidas para a corrente de 40 A.**

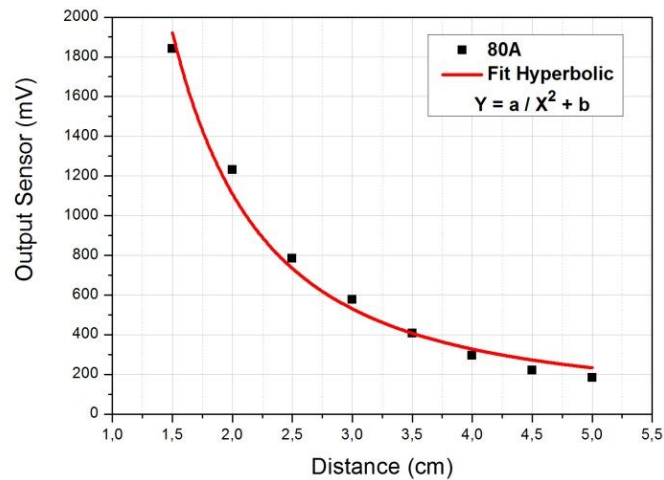
	Hiperbolico – 40 A						
(mV)	283	212	118	86	48	32,5	19,1
(cm)	1,5 - 2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4	4-4,5	4,5-5

**Tabela 6.4 Gráfico de colunas: distância entre medidas x diferença em módulo entre medidas para a corrente de 80 A.**

	Hiperbolico – 80 A						
(mV)	610	446	207	169	112	75	38
(cm)	1,5 - 2	2-2,5	2,5-3	3-3,5	3,5-4	4-4,5	4,5-5

A tabela 6.4, visualiza-se a resposta do sensor à variação da distância entre ele e a bobina cilíndrica quando a corrente permanece fixa no valor de 80 A (valor de alta corrente). Os pontos quadrados pretos são as marcações, no gráfico, dos valores encontrados como saída do sensor em cada distância utilizada no experimento e a linha vermelha representa o ajuste de dados indicando uma hipérbole, tendo em vista que, pela Eq. 6.22, a força exercida sobre o sensor é inversamente proporcional ao quadrado da distância entre o sensor e o condutor do sinal. Este comportamento hiperbólico do gráfico para a corrente de 80 A é semelhante ao encontrado no gráfico obtido quando se fixa a corrente no valor de 80 A. Isto mostra que o sensor possui funcionamento semelhante quando está verificando alta e baixa corrente.

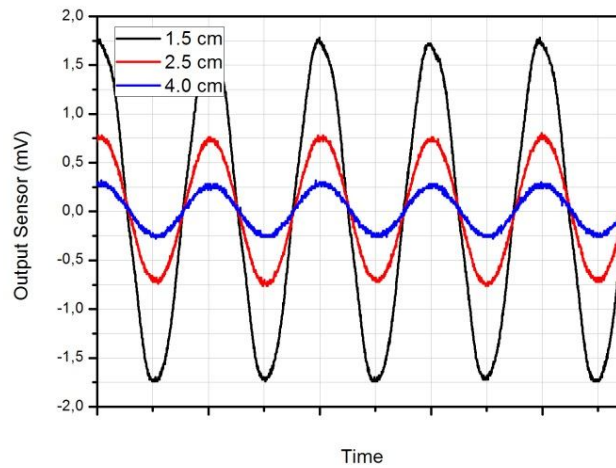
**Figura 6.13** Gráfico que apresenta a resposta do sensor à variação da distância para corrente fixa de 80 A.



**Fonte:** Próprio autor e M. Henrique B. Júnior

Na Tabela 6.4 acima, é demonstrada a variação numérica das respostas consecutivas do sensor, com a corrente do sinal que se propaga na bobina fixada no valor de 80 A, enquanto a distância entre o sensor piezoelétrico e a bobina cilíndrica varia respeitando a variação de 0,5 cm entre uma medida e outra na faixa de distâncias que abrange valores entre 1,5 cm a 5 cm. Além disso, pode-se constatar que esse gráfico de colunas possui o mesmo comportamento hiperbólico do gráfico 6.12, ressaltando a confirmação da proporcionalidade inversa entre a saída do sensor e o quadrado da distância entre ele e a linha de transmissão.

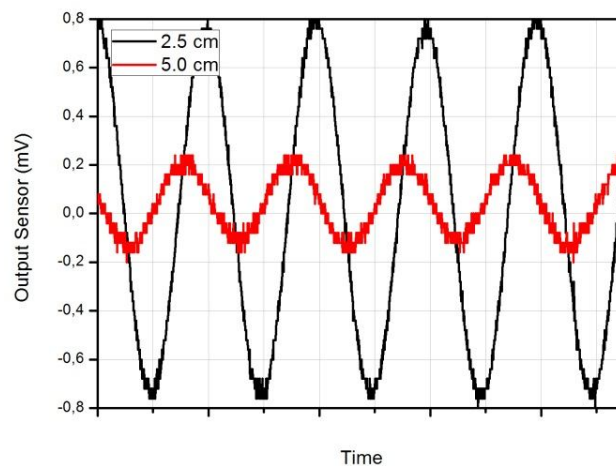
**Figura 6.14** Resposta temporal do sensor à variação da distância entre condutor e sensor para corrente de 40 A.



**Fonte:** Próprio autor e M. Henrique B. Júnior

A figura 6.15 representa o perfil temporal apresentado pela medição do sinal de corrente de 80 A (sinal de alta corrente) quando a distância  $D$  assume os valores de 2,5 cm e 5 cm. Desta forma, este gráfico mostra o comportamento do sinal gerado pela placa piezoelétrica nas duas distâncias utilizadas para avaliar as altas correntes ao longo do tempo.

**Figura 6.15** Resposta temporal do sensor à variação da distância entre condutor e sensor para corrente de 80 A.



**Fonte:** Próprio autor e M. Henrique B. Júnior

Os dois gráficos presentes nas figuras 6.18 e 6.19 também contribuem para a conclusão de que a amplitude do sinal de resposta do sensor diminui quando a distância entre a linha de transmissão e o sensor aumenta.

### 6.2.5 CONSIDERAÇÕES SOBRE OS SENSORES APRESENTADOS.

Foram apresentados dois sensores de correntes, um interferômetro de fibra óptica e o outro Piezoelétrico. Ambos com suas características detectam correntes alternadas e informam as amplitudes dessas correntes. Foram usadas tecnologias que são de fácil acesso ao manuseio, manutenção e reposição de componentes. Observa-se que, ambos os sensores são sensíveis a várias amplitudes de correntes, tendo eficácia em várias aplicações de medição de correntes alternadas. Foram testados em correntes que variam de 10 a 110 A. Os sensores apresentaram-se sensíveis para o acompanhamento de transientes e flutuações que possam existir na linha em tempo real. Com uma medição de distância de 1,5 cm, o sensor Piezoelétrico alcançou um Slope de 19,87 mV/A, enquanto que para a mesma distância de medição, o Sensor Mach-Zehnder alcançou um Slope de 1,54 mV/A, mostrando que o sensor Piezoelétrico é mais sensível do que o Sensor Mach-Zehnder.

Uma rede desses sensores em uma Região ou Estado pode atuar como instrumento para evitar apagões de efeito dominó.

## 6.2.6 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

[1] Digital Storage Oscilloscopes. TDS1000B Series e TDS2000B Series. Disponível em: [http://www2.tek.com/cmsreplive/psrep/13295/3GM\\_19558\\_2\\_2011.02.10.07.25.34\\_13295\\_ES-MX.pdf](http://www2.tek.com/cmsreplive/psrep/13295/3GM_19558_2_2011.02.10.07.25.34_13295_ES-MX.pdf). Acesso em: 10 de fev. 2015

[2] Regulador de Tensão (VARIAC) – TDGC. Características Técnicas. Disponível em: <http://www.jng.com.br/CERTIFICADOS/Regulador%20e%20estabilizador.pdf>. Acesso em: 12 de fev. de 2015.

[3] RENATO DI MARZO, G. *Aplicação do Método dos Elementos Finitos na Análise de Tensões Induzidas em Cabos Umbilicais*. 2010. 106 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Departamento de Engenharia de Energia e Automação, Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo. 2010.

[4] BASTOS, A. M.; MENEZES, J. W. M.; SOMBRA, A. S. B.; KAMSHILIN, A. A. Hybrid Opto-Mechanical Current Sensor Based on a Mach-Zehnder Fiber Interferometer. *IEEE Sensors Journal*, vol. 14, n. 4, p. 1056 -1060, 2014.

[5] NING, Y.N.; WANG, Z.P.; PALMER, A.W.; GRATTAN, K.T.V.; JACKSON, D. A. Recent progress in optical current sensing techniques. *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 66, n. 5, p. 3097–3111, 1995.

[6] MALMEDAL, K.; SEN, P. K. Potential of massively deployed sensors applications in substation engineering. *Proc. IEEE 39th NAPS*, p. 259–265, 2007.

[7] ZU, P.; CHAN, C. C.; LEW, W. S.; JIN, Y.; ZHANG, Y.; LIEW, H. F. et al. Magneto-optical fiber sensor based on magnetic fluid. *Opt. Lett.*, vol. 37, n. 3, p. 398–400, 2012.

[8] HRABLIUK, J. D. P. Optical current sensors eliminate CT saturation. *Proc. IEEE PES Winter Meeting*, vol. 2., p. 1478–1481, 2002,

[9] SUN, L.; JIANG, S.; MARCIANTE, J. R. All-fiber optical magnetic-field sensor based on Faraday rotation in highly terbium-doped fiber,” *Opt. Express*, vol. 18, n. 6, p. 5407–5412, 2010.

[10] MACLEAN, E.; JAIN, V. K.; A power transmission line fault distance estimation VLSI chip: Design and defect tolerance. *Proc. IEEE Int. Symp. DFT VLSI Nanotechnol. Syst.*, p. 243–251, 2011.



[11] LANGENHORST, R.; EISELT, M.; PIEPER, W.; GROSSKOPF, G.; LUDWIG R.; KULLER, L. et al. Fiber loop optical buffer. *J. Lightw. Technol.*, vol. 14, n. 3, p. 324–335, 1996.

[12] VIAWAN, F. A.; WANG, J.; WANG, Z.; YANG, W.-Y. Effect of current sensor technology on distance protection. *Proc. IEEE PSCE*, p. 1–7. 2009.

[13] WANG, C.; SCHERRER, S. T. Fiber loop ringdown for physical sensor development: Pressure sensor. *Appl. Opt.*, vol. 43, n. 35, p. 6458–6464, 2004.

[14] GUERREIRO, H.; REAL, R. P.; CALEYA, R. F.; ROSA G. Magnetic field biasing in Faraday effect sensors. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, n. 24, p. 3702–3704, 1999.

[15] NI, X.-J.; HUANG, M. Faraday effect optical current/magnetic field sensors based on cerium-substituted yttrium iron garnet single Crystal. *Proc. IEEE APPEEC*, p. 1–4, 2010.

[16] MAYSTRE F.; BERTHOLDS, A., Magneto-optic current sensor using a helical-fiber Fabry–Pérot resonator. *Opt. Lett.*, vol. 14, n. 11, p. 587–589, 1989.

[17] HAAPALAINEN, M.; DI GIROLAMO, S.; SOMBRA, A. S. B; KAMSHILIN, A. A. Novel fiber-optic sensor of high electrical alternating currents. *Proc. AIP Conf.*, p. 107–114, 2013.

## CONCLUSÕES GERAIS DA TESE

A contribuição deste trabalho culmina na realização de dois estudos:

O primeiro, com estudo numérico para obtenção de portas lógicas em Acoplador Triplo de Fibras de Cristais Fotônico, Simétrico Planar, operando em pulsos ultracurtos de 100fs, usando a modulação por amplitude (PAM) com chaveamento de mudança de amplitude (ASK). Foi apresentado o esquema de modulação, variando  $\varepsilon$  com os seguintes parâmetros do pulso de entrada: (Parâmetro de Modulação)  $\varepsilon = 10 \text{ W}^{1/2}$ , (Potência de Pico)  $P_0$ , Largura do Pulso = 100 fs. Comprimento do Acoplador ( $L_c = 1.8 \text{ cm}$ ), Dispersão de 2ª Ordem ( $\beta_2 = -47 \text{ ps}^2 / \text{Km}$ ), Dispersão de 3ª Ordem ( $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3 / \text{Km}$ ), Não-linearidade  $\gamma = 0.003 / \text{Wm}$ . Foi apresentada a equação Não-Linear de Schrodinger (GNLSE- *Generalized Nonlinear Schrodinger Equation*), descrevendo os efeitos não-lineares em fibras de cristal fotônico, de altas ordens. Considerando que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos da dispersão de segunda ordem ( $\beta_2$ ), dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ), automodulação de fase (SPM) e Self-Steepening (SS).

O Segundo, com estudo em Acopladores Duplo de Fibras Ópticas comum, para embasamento da construção de um Sensor de Corrente com uso de um interferômetro de Mach-Zehnder. Por necessidade de comparação, foi construído outro Sensor de Corrente, com a constituição de material Piezoelétrico, do qual sua fonte de perturbação mecânica é mesma do sensor Mach-Zehnder. Uma rede destes sensores pode ser usada para sensoriamento da qualidade da energia em subestações, como também evitar apagões de regiões ou estados da federação, evitando o chamado efeito dominó.

## **PERSPECTIVAS DE TRABALHOS FUTUROS**

- Uso de Acopladores Duplo de Fibras Ópticas com dopada de ferrita ou outro dopante ferro magneto, para construção de interferômetro de Mach-Zehnder e comparar com o que foi apresentado neste trabalho.
  
- Uso de Acoplador Triplo Triangular para obtenção de portas lógicas (PAM).
  
- Uso de uma rede de sensores de corrente Mach-Zehnder e/ou Piezoelétrico para sensoriar subestações de uma região e/ou estados da federação, com finalidade de monitorar conjuntos destas e evitar apagões do fornecimento de energia elétrica.

## APÊNDICE

### LISTA DE TRABALHOS DA TESE, PATENTES E OUTROS.

#### L1 - TRABALHOS DECORRENTES DA TESE

Hybrid Opto-Mechanical Current Sensor Based on a Mach-Zehnder Fiber Interferometer

A. M. Bastos, J. W. M. Menezes, A. A. Kamshilin and A. S. B. Sombra

**IEEE SENSORS JOURNAL v.14 no. 4 (2014)1056-1060**

DOI -- <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2013.2293180>

#### L2 - PATENTE REGISTRADA

##### **SENSOR DE CORRENTE MACH-ZEHNDER**

Pedido de Patente no INPI para “**SENSOR DE CORRENTE OPTICO INTERFEROMETRO MACH - ZEHNDER**”.

**A.M Bastos**, AJM Sales, CAR Junior, MCC Filho, JWM Meneses, MHB Junior, A.S.B.Sombra

Protocolo 026.2012, em 24/11/2014 .

#### L3 – TRABALHOS ASSOCIADOS À TESE

Periodic Modulation of Nonlinearity in a Two-Core Photonic Crystal Fiber:

A Numerical Investigation

A. F. G. F. Filho, A. G. L. S. O. Mendes, J. R. R. Sousa, G. S. Batista, **A. M. Bastos**, C. S. Sobrinho, M. L. Lyra, A. S. B. Sombra

**Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2015, 7, 41-51**

<http://dx.doi.org/10.4236/jemaa.2015.72005>

High Contrast Optical “OR” Logic Gates Using a Photonic Crystal Fiber Modulated by PAM-ASK

M. B. C. Costa, **A. M. Bastos**, A. G. Coelho Jr, C. S. Sobrinho, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra

**J. Opt. Commun. 35(2)(2014) 85–94**

DOI 10.1515/joc-2013-0158

Analysis of the Performance of Optical Code-Division Multiple-Access System (OCDMA), Operating with Gold Codes Under Nonlinear Effects

G. F. Guimarães, **A. M. Bastos**, A. C. Ferreira, A.S.B. Queiroz, J. W. M. Menezes, J.R.R. Sousa and A. S. B. Sombra

**Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 5(2) (2013) 49-57**

**doi:10.4236/jemaa.2013.52008**

Generation of logic gates based on a photonic crystal fiber

Michelson interferometer

J.R.R. Sousa, A.F.G.F. Filho, A.C. Ferreira, G.S. Batista, C.S. Sobrinho, **A.M. Bastos**, M.L. Lyra, A.S.B. Sombra

**Optics Communications 322 (2014) 143–149 ELSEVIER**

<http://dx.doi.org/10.1016/j.optcom.2014.02.023>

**L3 – Outros TRABALHOS****Photonic Crystals Couplers and Optical Code Division Multiple Access (OCDMA) with optical ultra-short pulses in linear Fiber Bragg Gratings**

M.V.P. Lopes, C. M. Sousa, A. F. G. Furtado Filho, J.R.R. de Sousa, **A.M. Bastos**, J. C. Sales, J.S. Almeida, A. S. B. Sombra

Proc. do XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, 14 a 18 de maio, Águas de Lindóia-SP (2012)

ANALYTICAL AND NUMERICAL STUDIES OF THE PERFORMANCE OF A PERIODICALLY MODULATED NONLINEAR DISPERSION DIRECTIONAL FIBER COUPLER. M. G. da Silva, **A. M. Bastos**, C. S. Sobrinho, E.F. de Almeida and A. S. B. Sombra

**Optical Fiber Technology 12(2)(2006)148-161**

(Elsevier Science B.V.)

**OPTICAL CROSSTALK IN A PERIODICALLY INHOMOGENEOUS NONLINEAR DISPERSION DIRECTIONAL FIBER COUPLER**

M. G. da Silva, **A. M. Bastos**, C. S. Sobrinho, J. L. S. Lima, E. F. de Almeida and A. S. B. Sombra

**Optical Fiber Technology 11(2) (2005)180-192**

(Elsevier Science B.V.)

Estudo do Nível de “Cross-Talk” em Acopladores Direcionais de Fibra Óptica com Dispersão não-linear Periódica.

Aglberto Melo Bastos (Dissertação de Mestrado)

Departamento de Telemática/ Universidade Federal do Ceará (Setembro 2004)

**Estudo do Nível de “Cross-Talk” em Acopladores Direcionais de Fibra Óptica com Dispersão não-linear Periódica.**

**Aglberto Melo Bastos** (FUNCAP)

Departamento de Telemática/ Universidade Federal do Ceará (Setembro 2004)

**Optical Crosstalk in a periodically modulated nonlinear dispersion directional fiber coupler**

MG da Silva, **AM Bastos**, CS Sobrinho, LS Lima,EF Almeida, A. S. B. Sombra Proc. Do XXVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Maio 04 a 08 Poços de Caldas-MG –Brazil(2004)

**Analytical and numerical studies of periodically modulated nonlinear dispersion directional fiber coupler**

MG da Silva, **AM Bastos**, JLS Lima,EF de Almeida, A. S. B. Sombra Proc. Do XXVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Maio 04 a 08 Poços de Caldas-MG –Brazil(2004)

# Hybrid Opto-Mechanical Current Sensor Based on a Mach-Zehnder Fiber Interferometer

Agliberto Melo Bastos, Jose Wally Mendonça Menezes, Alexei A. Kamshilin,  
and Antonio Sergio Bezerra Sombra

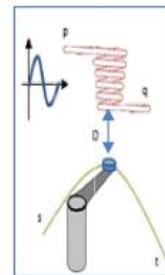
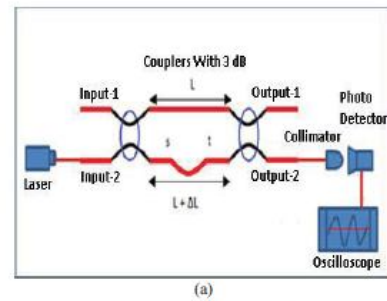
**Abstract**—In this paper, a new optical sensor based on a Mach-Zehnder interferometer, constructed with single mode optical fibers operating at  $1.55 \mu\text{m}$  has been proposed and studied. The current sensing is obtained by mechanical perturbation applied to one of the single mode fiber, which constitutes the interferometer. This disturbance leads to an optical interference detected in the output of the interferometer and it is proportional to the magnitude of the current in the driver, measured with a reference sensor. The sensor has been tested with ac (60 Hz) up to 110 A. The obtained calibration curve presents a sensitivity between 0.8 and 1.54 mV/A. With a variation on the experimental arrangement, the sensor can be used in the monitoring of low and high amplitude currents. This new sensor can be efficiently used for monitoring the alternating electrical current in both small and large electric power suppliers and consumers.

**Index Terms**—Optical sensor, Mach-Zehnder, interferometer.

## I. INTRODUCTION

OPTICAL current sensors (OCS) are achieving increased acceptance and use in high voltage substations due to their superior accuracy, bandwidth, dynamic range and inherent isolation.

All-fiber current sensors (OCSs) are in general based on the Faraday magneto-optic effect and are more attractive considering that they present better optical integration than other OCSs solutions [1]–[3]. The all-fiber current sensor tech-





Agliberto M. Bastos was born in Itapajé, Brazil. He holds a B.Sc. degree in Mathematics and M.Sc. degree in Electrical Engineering from the Federal University of Ceará (1983 and 2004, respectively). He is currently a doctoral student of the Computer Engineering (Teleinformática) Federal University of Ceará. He is a professor of Telecommunications of the Federal Institute of Education, Science and Technology of Ceará / Crato Campus.



J. Wally M. Menezes born in Baturité-CE, Brazil, in 1970. He received the Ph.D. degree in physics from the Federal University of Ceará (UFC). He is a Professor of telecommunication engineering and the Graduate Program in telecommunications engineering from the Federal Institute of Education Science and Technology, Ceara (IFCE). He was a researcher of LESTE/IFCE, GFAD/IFCE, and LOCEM/UFC. He works with applied physics to telecommunications, electromagnetics and optical devices.



Alexei A. Kamshilin received the M.D. degree from Leningrad State University and the Ph.D. degree from the A.F. Ioffe Physical Technical Institute, Leningrad, Russia, in 1974 and 1982, respectively. His academic carrier started in 1974 in Russia, continued in Brazil, from 1990 to 1992, and since 1992, he has been researching and teaching in different universities of Finland. Since 2004, he has been a Professor with the University of Eastern Finland, Kuopio. His research interest includes nonlinear and coherent optics, photorefractive and photogalvanic effects, optical sensors technology, and adaptive interferometry and multi-spectral imaging for biomedical and industrial applications. He has published more than 160 papers in peer-reviewed journals and one monograph.



A. Sergio B. Sombra was born in Jaguarauana, Brazil. He received the B.Sc. and M.Sc. degrees in physics from the Federal University of Ceará in 1981 and 1984, respectively, and the Ph.D. degree from the Federal University of Pernambuco in 1990. He is the Head of the Telecommunications and Materials Science and Engineering Laboratory, Physics Department, Federal University of Ceara. His research interest includes research and development in optical fiber and planar devices for optical networks. He is involved in the study of electric, dielectric, and piezoelectric properties of new ceramics and films for microwave and radio-frequency applications.





## Peper Sensor PZT submetido ao IEEE

&gt;REPLACE THIS LINE WITH YOUR PAPER IDENTIFICATION NUMBER (DOUBLE-CLICK HERE TO EDIT) &lt;

¶

# Applicability of a PZT ceramic as Current Sensor¶

M. Henrique B. Júnior, Agliberto M. Bastos, A. Jefferson M. Sales, Alexei A. Kamshilin, A. Sergio B. Sombra and J. Wally M. Menezes¶

¶  
**Abstract** -- The present paper proposes the applicability of a PZT Ceramic (Titanate-Zirconate-Lead) as current sensor. The electric current in a conductor is sensed by the mechanical disruption in a PZT ceramic which has with piezoelectric effect. The AC disturbance promoted by compression and decompression of the piezoelectric element is proportional to the amplitude of current flowing in the conductor. The sensor was tested with AC currents (60Hz) up to 110A and can thus be used in monitoring low and high currents of small and large consumers/power generators.¶

¶  
**Index Terms** -- Electric current, Piezoelectric, Sensor.¶

## I. INTRODUCTION¶

The major objective of this article is to present the study of current monitoring in high voltage systems, and systems in general, where high electrical power is used. The sensors currently used in high voltage substations are quite safe, but very expensive, which makes the piezoelectric sensor technology very attractive, especially considering that these devices are regarded as next-generation power measuring

effect allows converting a mechanical strain into electricity and vice-versa. [4].¶

Thanks to their high sensitivity, good frequency response, easy construction and low cost, piezoelectric sensors are a very interesting type of sensor. Furthermore, the main idea behind these sensors is allowing that measurements be performed with a small size tool with integration capacity. In addition to measuring electric current, piezoelectric sensors allow the measurement of various quantities such as pressure, acceleration, and strength among others. Thus, they can be useful in a vast number of areas such as transportation, industrial monitoring, medical field, etc. [4,5].¶

## II. EXPERIMENTAL¶

The current sensing discussed in the present paper was conducted using the test structure shown in Fig.1; similar to the one used in our previous study [7] for measuring current through a Mach-Zender interferometer. Through a Variac (TDGC2-30 model, input voltage: 127/220 V<sub>ac</sub>, Capacity: 15 kVA / 220 V<sub>AC</sub>, Output: 0-140V<sub>ca</sub> / 0-250V<sub>ca</sub>, Output Current: 120 A) shown in Fig. 01 by letter "v", different



**M. Henrique B. Júnior** was born in Fortaleza, Brazil. He holds a B. Sc. Degree in Telecommunications Engineering in IFCE (2012). He is a professor of telecommunications of the Federal Institute of Education, Science and Technology of Ceará / Crato Canindé. He is currently a member of the graduate program of the Telecommunications Engineering/IFCE.



**Agliberto M. Bastos** was born in Itapajé, Brazil. He holds a B.Sc. degree in Mathematics and an M.Sc. degree in Electrical Engineering from the Federal University of Ceará (1983 and 2004, respectively). He is currently a doctoral student of the Computer Engineering (Teleinformática) Federal University of Ceará. He is a professor of Telecommunications of the Federal Institute of Education, Science and Technology of Ceará / Crato Campus.



**Jefferson M. Sales** Graduated in Full Degree in Physics (2009) from the Federal University of Ceará and master's degree in Computer Engineering (2011) from the Federal University of Ceará. He is currently a doctoral student of the graduate course in Computer Engineering from the Federal University of Ceará.



**J. Wally M. Menezes** born in Baturité-CE, Brazil, in 1970. He received the Ph.D. degree in physics from the Federal University of Ceará(UFC). He is a Professor of telecommunication engineering and the Graduate Program in telecommunications engineering from the Federal Institute of Education Science and Technology, Ceara (IFCE). He was a researcher of LESTE/IFCE, GFAD/IFCE, and LOCEM/UFC. He works with applied physics to telecommunications, electromagnetics and optical devices.



**Alexei A. Kamshilin** received the M.D. degree from Leningrad State University and the Ph.D. degree from the A.F. Ioffe Physical Technical Institute, Leningrad, Russia, in 1974 and 1982, respectively. His academic carrier started in 1974 in Russia, continued in Brazil, from 1990 to 1992, and since 1992, he has been researching and teaching in different universities of Finland. Since 2004, he has been a Professor with the University of Eastern Finland, Kuopio. His research interest includes nonlinear and coherent optics, photorefractive and photogalvanic effects, optical sensors technology, and adaptive interferometry and multi-spectral imaging for biomedical and industrial applications. He has published more than 160 papers in peer-reviewed journals and one monograph.



**A. Sergio B. Sombra** was born in Jaguarauana, Brazil. He received the B.Sc. and M.Sc. degrees in physics from the Federal University of Ceará in 1981 and 1984, respectively, and the Ph.D. degree from the Federal University of Pernambuco in 1990. He is the Head of the Telecommunications and Materials Science and Engineering Laboratory, Physics Department, Federal University of Ceara. His research interest includes research and development in optical fiber and planar devices for optical networks. He is involved in the study of electric, dielectric, and piezoelectric properties of new ceramics and films for microwave and radio-frequency applications.