



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

MARCUS VINICIUS NUNES DE OLIVEIRA

**ESTUDO DE OPERAÇÕES LÓGICAS ATRAVÉS DA MODULAÇÃO POR
POSIÇÃO DE PULSO NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA (PPFDM) EM AOTF
CONVENCIONAL E BASEADO EM FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO**

**FORTALEZA
2014**

MARCUS VINICIUS NUNES DE OLIVEIRA

ESTUDO DE OPERAÇÕES LÓGICAS ATRAVÉS DA MODULAÇÃO POR POSIÇÃO
DE PULSO NO DOMÍNO DA FREQUÊNCIA (PPFDM) EM AOTF CONVENCIONAL E
BASEADO EM FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO

Tese apresentada à Coordenação do Curso de
Pós-Graduação em Engenharia de
Teleinformática da Universidade Federal do
Ceará, como requisito parcial para obtenção do
título de Doutor em Engenharia de
Teleinformática. Área de concentração:
Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra
Sombra.

FORTALEZA

2014

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

-
- O48e Oliveira, Marcus Vinicius Nunes de.
Estudo de operações lógicas através da modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM) em AOTF convencional e baseado em fibra de cristal fotônico / Marcus Vinicius Nunes de Oliveira. – 2014.
185 f. : il. color. , enc. ; 30 cm.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2014.
Área de concentração: Eletromagnetismo aplicado.
Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.
1. Teleinformática. 2. Comunicações ópticas. 3. Sólitos. I. Título.

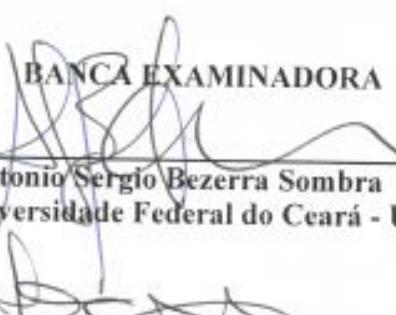
MARCUS VINICIUS NUNES DE OLIVEIRA

ESTUDO DE OPERAÇÕES LÓGICAS ATRAVÉS DA MODULAÇÃO POR POSIÇÃO DE PULSO NO DOMÍNIO DA FREQUÊNCIA (PPFDM) EM AOTF CONVENCIONAL E BASEADO EM FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO

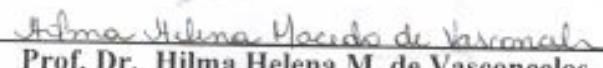
Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática, área de concentração Sinais e Sistemas.

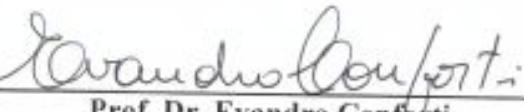
Aprovada em 06/02/2014.

BANCA EXAMINADORA

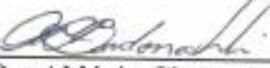

Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará - UFC


Prof. Dr. João César Moura Mota (PPGETI/UFC)
Universidade Federal do Ceará - UFC


Prof. Dr. Hilma Helena M. de Vasconcelos
Universidade Federal do Ceará - UFC


Prof. Dr. Evandro Conforti

Universidade de Campinas - Unicamp


Prof. Dr. Aldálio Chrestani Bordonalli

Universidade de Campinas - Unicamp

Aos meus pais, Claudeide e Nadir.
Aos meus irmãos.
À Luscelia.

AGRADECIMENTOS

Quero, primeiramente, agradecer a Deus, por tudo o que me deu nesta vida, pela oportunidade do aprendizado e do conhecimento, e, também, pela oportunidade que tive de conhecer novos e sinceros amigos.

Aos meus pais, pelo amor e apoio incondicional nas horas mais difíceis e alegres da minha caminhada, e pela compreensão que tiveram durante a realização desta tese.

Ao meu orientador, Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra, que acreditou sempre no meu potencial para a realização deste trabalho, e pela enorme paciência que teve comigo nestes últimos meses.

Aos meus irmãos Tatiana, Carolina, Lucas, Larissa e Dylan, por sempre me apoiarem nas decisões e rumos que tenho tomado.

Aos meus sobrinhos Tais, Gabriel, Cauã e Ana Clara, pela alegria e felicidade que me passam.

À minha avó Adelaide e aos meus tios, pelo apoio e torcida.

À minha noiva Luscelia, pelo amor, carinho, companheirismo e dedicação que me tem dado, passando-me alegria, confiança e autoestima.

Ao Cícero, pela inestimável ajuda para a execução desta tese, e por sua amizade e companheirismo.

Aos amigos e colegas de doutorado Agliberto, Antônio Filho, Alisson, Glendo, Wilton e Wally, pelo apoio e ajuda mútua.

Aos amigos de graduação, Luiz Gonzaga, Marcondes, Nilson, Reinaldo e Ronaldo, e aos Profs. Dr. Humberto Carmona e Dr. Siqueira, pelos momentos de conversas descontraídas.

Aos professores, secretários e funcionários da Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, que possibilitaram a realização desta tese.

E, também, a todas aquelas pessoas que, direta ou indiretamente, contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho.

“Vencer-se a si mesmo, controlar suas paixões, devolver a seu coração a honestidade que ele herdou da Natureza, eis a virtude perfeita. Que vossos olhos, vossos ouvidos, vossa língua, tudo em vós seja mantido nas regras da honestidade.” (Confúcio, filósofo chinês)

RESUMO

Neste trabalho, propomos um novo método de modulação óptica usando um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) convencional e um filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibra de cristal fotônico (PCF), onde portas lógicas ópticas E e OU são obtidas pela operação simultânea da modulação em dupla banda lateral óptica (ODSB) e da modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Estes dispositivos são operados com pulsos sólitons ultracurtos de 100 ps e 55,5 fs para o AOTF convencional e para o AOTPF baseado em PCF, respectivamente. Desta forma, um pulso leva dois bits de informação após ser criptografado pela modulação proposta aqui. Em seguida, analisamos a modulação ODSB-PPFDM para os pulsos de entrada, polarizados nos dois modos de entrada, permitindo uma variação no parâmetro de codificação ε_{cod} para cada pulso de entrada. Para o AOTF convencional, consideramos uma diferença de fase de $\Delta\phi = \pi$ rad entre ambos os pulsos de entrada. Como resultado, obtivemos vários valores do parâmetro de codificação $|\varepsilon_{cod}|$ onde as operações lógicas E e OU foram possíveis. Já para o AOTPF baseado em PCF, consideramos uma diferença de fase de $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad entre ambos os pulsos de entrada para obtermos valores do parâmetro de codificação $|\varepsilon_{cod}|$ onde as operações lógicas E e OU foram possíveis.

Palavras-chave: Fibras ópticas. Filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF). Sólitos. Modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Fibra de cristal fotônico

ABSTRACT

We propose a new method of optical modulation using a conventional Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) and an Acoustic Optic Tunable Polarization Filter (AOTPF) based on Photonic Crystal Fiber (PCF). In both devices the all-optical logic gates, namely AND and OR, are obtained by simultaneously operation of Optical Double Sideband (ODSB) modulation and a Pulse Position Frequency Domain Modulation (PPFDM). These devices shall operate with ultrashort soliton light pulses 100 ps and 55.5 fs for conventional AOTF and all-fiber AOTPF based on PCF, respectively. In this way, a pulse will carry two bits of information after been encoded by the modulation proposed here. We then analyze the modulation ODSB - PPFDM for input pulses, polarized in the two input modes, allowing a variation in the modulation parameter ε_{cod} for each input pulse. For conventional AOTF, a phase difference $\Delta\phi=\pi$ rad was considered between both input pulses, obtaining various values of the coding parameter offset $|\varepsilon_{cod}|$ where the AND and OR logic operations were possible. For the all-fiber AOTPF based on PCF, a phase difference of $\Delta\phi=1,28\pi$ rad was necessary between both input pulses to generate values of coding parameter offset $|\varepsilon_{cod}|$, for which AND and OR logic operations were possible.

Keywords: Fiber optics. Acusto-Optic Tunable Filter (AOTF). Solitons. Pulse Positon Frequency Domain Modulation (PPFDM). Photonic Crystal Fiber (PCF).

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Interação da luz com o som. (a) Geometria da luz incidente (\mathbf{k}_1) e do som (\mathbf{K}) para produzir a luz difratada (\mathbf{k}_2). (b) Triângulo de “conservação do momento”..... Figura 2.2 – A capacidade do filtro acústico óptico sintonizável. (a) Geometria do dispositivo. (b) Triângulo de Bragg, que está colapsado dentro de um conjunto de vetores colineares..... Figura 2.3 – Dois tipos de configurações comuns em uma interação acústo-óptica: (a) Ângulo de incidência θ pequeno; (b) Ângulo de incidência θ grande..... Figura 2.4 – Categoria de acoplamento possível entre a luz incidente e a difratada: (a) acoplamento codirecional ($\beta_1\beta_2 > 0$). (b) acoplamento contradirecional ($\beta_1\beta_2 < 0$)..... Figura 2.5 – Esquema de um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) dependente da polarização da luz de entrada..... Figura 2.6 – Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para diferentes valores do produto $\kappa\xi_L$	42 44 51 55 59 62 63 75 81
Figura 2.7 – Comparaçāo entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa\xi_L = \pi/2$ rad..... Figura 3.1 – Alargamento espectral devido à auto modulação de fase (SPM), tendo como parāmetro a máxima mudança de fase não linear $\phi_{NLmáx} = \xi_L/L_{NL}$ ($\xi_L = 1,53$ mm)..... Figura 3.2 – Alargamento temporal devido à dispersão por velocidade de grupo (GVD), tendo como parāmetro as distâncias propagadas $z = L_D$, $2L_D$ e $4L_D$, assumindo $\Delta t_0 = 1,135$ ps e $\beta^{(2)} = -8,42$ ps ² /mm	81
Figura 4.1 – Desenhos representativos dos diferentes tipos de PCF. As regiões em azul são ocas, as regiões brancas são de vidro puro. (a) PCF de núcleo sólido de Modo Infinitamente Único (ESM). (b) PCF com	

dois núcleos. (c) PCF birrefringentes. (d) PCF com sete células de núcleo oco.....	91
Figura 4.2 – Pilha pré-molde que contém (a) núcleo birrefringente sólido, (b) núcleo oco de sete células, (c) núcleo isotrópico sólido, e (d) núcleo dopado. Os diâmetros capilares são suficientemente grandes para garantir que eles permaneçam rígidos para o empilhamento ~ 1 mm.....	92
Figura 4.3 – (a) Secção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparaçao entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede triangular (linha pontilhada).....	93
Figura 4.4 – Filtragem Modal em uma PCF com núcleo sólido. (a) o modo fundamental é aprisionado. (b) os modos de ordem superior vazam para fora através dos espaços entre os buracos de ar.....	99
Figura 4.5 – Seção transversal de um PCF de núcleo sólido.....	108
Figura 4.6 – Perfis de intensidade calculada para (a) um dos dois modos fundamentais, (b) uma sobreposição dos quase degenerados modos de ordem superior que correspondem ao modo LP_{11} de uma fibra convencional.....	110
Figura 5.1 – Linhas de erro ODSB-PPFDM. Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $ 55$ GHz	123
Figura 5.2 – (a) Forma das linhas de erro ODSB-PPFDM na banda lateral inferior em função de algum dos parâmetros (ϵ_{cod} , P_o , $\Delta\phi$). Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $ 55$ GHz . (b) Sub-portadora, na banda lateral superior, modulada na frequência $[55\text{GHz}-\epsilon_{cod}]$ (bit 0) e $[55\text{GHz}+\epsilon_{cod}]$ (bit 1).	124
Figura 5.3 – Figura esquemática do Filtro Acústo-Óptico Sintonizável (AOTF)....	126
Figura 5.4 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TM e um único pulso de entrada TE, com frequência de referência da sub-portadora ($f_r = 55\text{GHz}$) e parâmetro de codificação nulo ($ \epsilon_{cod} $), com $\xi_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160\text{mW}$ ($N = 2$).....	129
Figura 5.4 (b) – A banda lateral superior (USB) da Figura 5.4 (a) mostrada numa escala ampliada.....	130

Figura 5.5 – Espectro do pulso de entrada modulado na frequência de referência de 55 GHz e transmissão do AOTF dados em $\xi_L = L_{aotf}$, $L_{aotf}/10$, $L_{aotf}/20$, $L_{aotf}/30$ e $L_{aotf}/40$ ($L_{aotf} = 108,85$ cm).....	130
Figura 5.6 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TM para um único pulso de entrada TE, com frequência de referência da sub-portadora ($f_r = 55$ GHz) e parâmetro de codificação $f_{des} = \varepsilon_{cod} = \pm 5$ GHz, com $\xi_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).....	131
Figura 5.6 (b) – A banda lateral superior (USB) da Figura 5.6 (a) mostrada numa escala melhor para mostrar a discrepância na frequência.....	131
Figura 5.7 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	132
Figura 5.7 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	132
Figura 5.7 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	133
Figura 5.7 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	133
Figura 5.8 (a) – O mesmo que o da Figura 5.7 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.....	134
Figura 5.8 (b) – O mesmo que o da Figura 5.7 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.....	134
Figura 5.8 (c) – O mesmo que o da Figura 5.7 (c), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.....	135
Figura 5.8 (d) – O mesmo que o da Figura 5.7 (d), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.....	135

- Figura 5.9 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$ 137
- Figura 5.9 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$ 137
- Figura 5.9 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$ 138
- Figura 5.9 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$ 138
- Figura 5.10 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{ GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$)..... 139
- Figura 5.10 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{ GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$)..... 139
- Figura 5.10 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da

diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$)..... 140

Figura 5.10 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$)..... 140

Figura 5.11 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi$ rad..... 141

Figura 5.11 (b) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi$ rad..... 141

Figura 5.11 (c) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi$ rad..... 142

Figura 5.11 (d) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro

pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$, $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$	142
Figura 6.1 – Elemento diferencial da PCF HB sujeita a torque nas extremidades. θ indica o ângulo de torção.....	151
Figura 6.2 – Figura esquemática do filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibra de cristal fotônico (PCF) altamente birrefringente (HB).....	153
Figura 6.3 – Linhas de erro ODSB-PPFDM. Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTPF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $ 30\text{ THz} $	156
Figura 6.4 – (a) Forma das linhas de erro ODSB-PPFDM na banda lateral inferior em função de algum dos parâmetros (ε_{cod} , P_o , $\Delta\phi$). Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTPF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $ 30\text{ THz} $. (b) Sub-portadora modulada na frequência $[30\text{ THz}+\varepsilon_{\text{cod}}]$ (bit 1) e $[30\text{ THz}-\varepsilon_{\text{cod}}]$ (bit 0).....	157
Figura 6.5 (a) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 1$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142\text{ mm}$).....	162
Figura 6.5 (b) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 5$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142\text{ mm}$).....	162
Figura 6.5 (c) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 10$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142\text{ mm}$).....	163
Figura 6.5 (d) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 20$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142\text{ mm}$).....	163
Figura 6.6 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TE_y	

(canal 2) e um único pulso de entrada TE_x (canal 1), com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação nulo ($ \varepsilon_{cod} $), $\zeta_L = L_{aotpf}/4$ e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).....	164
Figura 6.6 (b) – A banda lateral inferior (LSB) da Figura 6.6 (a) mostrada numa escala ampliada.....	165
Figura 6.7 – Espectro do pulso de entrada modulado na frequência de referência de 30 THz e transmissão do AOTPF dados em $\zeta_L = L_{aotpf}$, $L_{aotpf}/2$, $L_{aotpf}/3$ e $L_{aotpf}/4$ ($L_{aotpf} = 21,142$ mm).....	166
Figura 6.8 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TE_y (canal 2) para um único pulso de entrada TE_x (canal 1) com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação $f_{des} = \varepsilon_{cod} = \pm 5$ THz, $\zeta_L = L_{aotpf}/4$ e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).....	167
Figura 6.8 (b) – A banda lateral inferior (LSB) de 6.8 (a) mostrada numa escala ampliada para destacar a discrepância na frequência.....	167
Figura 6.9 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1. Neste gráfico, a frequência de referência da sub-portadora é $f_r = 30$ THz, com $\zeta_L = L_{aotpf}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	168
Figura 6.9 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2. Neste gráfico, a frequência de referência da sub-portadora é $f_r = 30$ THz, com $\zeta_L = L_{aotpf}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$	168
Figura 6.10 (a) – O mesmo que o da Figura 6.9 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi/2$	169
Figura 6.10 (b) – O mesmo que o da Figura 6.9 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi/2$	169
Figura 6.11 (a) – O mesmo que o da Figura 6.9 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = 1,28\pi$	170
Figura 6.11 (b) – O mesmo que o da Figura 6.9 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = 1,28\pi$	170

Figura 6.12 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotpf}}/4$ e $\Delta\phi = \pi/2$ rad.....	171
Figura 6.12 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotpf}}/4$ e $\Delta\phi = \pi/2$ rad.....	171
Figura 6.13 (a) – O mesmo que o da Figura 6.12 (a), mas, agora, com diferença de fase dada por $\Delta\phi = 1,28\pi$	172
Figura 6.13 (b) – O mesmo que o da Figura 6.12 (b), mas, agora, com diferença de fase dada por $\Delta\phi = 1,28\pi$	172
Figura 6.14 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulso de entrada A_1 e A_2 , medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotpf}}/4$ e $P_o = 59,2\text{kW}$ ($N = 2$).....	173
Figura 6.14 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulso de entrada A_1 e A_2 , medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotpf}}/4$ e $P_o = 59,2\text{kW}$ ($N = 2$).....	174
Figura 6.15 (a) – Intensidade do pulso no domínio da frequência para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{\text{TE}}(0), B_{\text{TM}}(0)]$, $[A_{\text{TE}}(0), B_{\text{TM}}(1)]$, $[A_{\text{TE}}(1), B_{\text{TM}}(0)]$ e $[A_{\text{TE}}(1), B_{\text{TM}}(1)]$, obtidos da solução numérica de (6.8) e (6.9) para a banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE_x , com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = \varepsilon_{\text{cod}} = \pm 3,5$ THz, $\xi_L = L_{\text{aotpf}}/4$, $P_o = 59,2\text{kW}$ ($N = 2$) e diferença de fase $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad.....	174

Figura 6.15 (b) – Intensidade do pulso no domínio da frequência para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (6.8) e (6.9) para a banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE_y , com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 3,5$ THz, $\xi_L = L_{aotp}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e diferença de fase $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad..... 175

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Cristais comumente utilizados como guias de onda de AOTFs.....	65
Tabela 5.1 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).....	143
Tabela 5.2 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na USB do modo TE), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).....	143
Tabela 5.3 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TM), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).....	144
Tabela 5.4 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na USB do modo TM), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).....	144
Tabela 6.1 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE_x), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 3,5$ THz e $P_o = 59,2$ Kw ($N = 2$).....	176
Tabela 6.2 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE_y), no caso onde $ \varepsilon_{cod} = 3,5$ THz e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).....	176

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AOTF	do inglês <i>Acoustic Optic Tunable Filter</i> .
AOTPF	do inglês <i>Acoustic Optic Tunable Polarization Filter</i> .
ASK	do inglês <i>Amplitude-Shift Keying</i> .
CW	do inglês <i>Continuous Wave</i>
<i>crosstalk</i>	dentro do contexto, significa a possível interferência de energia entre os modos acoplados.
DFB	do inglês <i>Distributed Feedback Bragg</i> .
DBR	do inglês <i>Distributed Bragg Reflector</i> .
dB	do inglês <i>decibel</i> .
DLP	do inglês <i>Digital Light Processing</i> .
ESM	do inglês <i>Endlessly Single Mode</i> .
FDTD	do inglês <i>Finite-Difference Time-Domain</i> .
FFT	do inglês <i>Fast Fourier Transform</i> .
FSM	do inglês <i>Fundamental Space-filling Mode</i> .
FWHM	do inglês <i>Full Width Half Maximum</i> .
GVD	do inglês <i>Group Velocity Dispersion</i> .
HB	do inglês <i>Highly Birefringent</i> .
LP	do inglês <i>Linear Polarization</i> .
LSB	do inglês <i>Lower Sideband</i> .
LWIR	do inglês <i>Long-Wave Infrared</i> .
MCVD	do inglês <i>Modificated Chemical Vapour Deposition</i> .
NIR	do inglês <i>Near Infrared</i> .
NLS	do inglês <i>Nonlinear Schrödinger equation</i> .
OTDM	do inglês <i>Optical Time Division Multiplexing</i> .
ODSB	do inglês <i>Optical Double-Sideband</i> .
PAM	do inglês <i>Pulse Amplitude Modulation</i> .
PMD	do inglês <i>Polarization Mode Dispersion</i> .
PPFDM	do inglês <i>Pulse Position Frequency Domain Modulation</i> .
PPM	do inglês <i>Pulse Position Modulation</i> .
PBS	do inglês <i>Polarization Beam Splitter</i> .
PBG	do inglês <i>Photonic Band-Gap</i> .

PCF	do inglês <i>Photonic Crystal Fiber</i> .
PZT	do inglês <i>Lead zirconium titanate</i> em abreviação à sua fórmula ($\text{Pb } [\text{Zr}_x \text{Ti}_{1-x}] \text{O}_3$ com $0 < x < 1$) é um material cerâmico caracterizado pelo efeito piezelétrico.
RoF	do inglês <i>Radio over Fiber</i> .
SAW	do inglês <i>Surface Acoustic Wave</i> .
SMF	do inglês <i>Single Mode Fiber</i> .
SPM	do inglês <i>Self-Phase Modulation</i> .
SRS	do inglês <i>Spontaneous Raman Scattering</i> .
XPM	do inglês <i>Cross-Phase Modulation</i> .
TE	do inglês <i>Transverse Electric</i> .
TIR	do inglês <i>Total Internal Reflection</i> .
TM	do inglês <i>Transverse Magnetic</i> .
USB	do inglês <i>Upper Sideband</i> .
VIS	do inglês <i>Visible Spectrum</i> .
WDM	do inglês <i>Wavelength Division Multiplexing</i> .

LISTA DE SÍMBOLOS

$a_1 = A_1 \exp(i\Delta\beta z)$	Amplitude modal da onda incidente.
$a_2 = A_2 \exp(-i\Delta\beta z)$	Amplitude modal da onda difratada.
A	Amplitude complexa que representa o perfil do pulso.
A_j	Amplitude complexa para cada um dos modos ($j = 1$ ou 2).
A_{core}	Área do núcleo sólido de uma fibra de cristal fotônico.
A_{eff}^i	Área efetiva para a luz no material i de uma fibra de cristal fotônico.
A_{TE}	Bit de entrada no modo TE para geração de funções lógicas em um AOTF, de acordo com as regras da tabela verdade.
A_{TE_x}	Bit de entrada no modo TE_x para geração de funções lógicas em um AOTPF, de acordo com as regras da tabela verdade.
α	Coeficiente de atenuação em um AOTF não ideal.
α_f	Constante de ordem unitária que depende da geometria da fibra de cristal fotônico.
α_j	Componente de fase na direção x do vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2).
B	Taxa de bit por segundo.
B_{TM}	Bit de entrada no modo TM para geração de funções lógicas em um AOTF, de acordo com as regras da tabela verdade.
B_{TE_y}	Bit de entrada no modo TE_y para geração de funções lógicas em um AOTPF, de acordo com as regras da tabela verdade.
$\Delta\beta$	Diferença ou descasamento de fase longitudinal.
$\beta_{01,x}$ e $\beta_{01,y}$	Número de onda para duas autopolarizações do modo LP_{01} .
β_j	Componente de fase na direção z do vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2).
β	Componente de fase ou constante de propagação de uma onda eletromagnética propagando-se na direção z .
β_{ac}	Vetor de onda axial zero da onda acústica propagando-se numa fibra de cristal fotônico.
$\beta^{(m)} = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$	Componente de ordem m da expansão em série de Taylor de β .
$\beta^{(2)}$	Parâmetro de ordem mais baixa da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

β^3	Parâmetro da dispersão de terceira ordem.
c	Velocidade da luz no vácuo.
c_f	Velocidade de fase utilizada na teoria de Euler-Bernoulli.
c_t	Velocidade da onda plana acústica transversal na sílica.
C	Rigidez torcional de uma fibra de cristal fotônico.
d	Diâmetro do buraco de ar em uma fibra de cristal fotônico.
$e = \exp(1) \approx 2,718$	Número de Euler ou neperiano
E	vetor campo elétrico de uma onda eletromagnética.
ε	Tensor de permissividade dielétrica do meio.
ε_{cod}	Parâmetro de codificação de um modulador ODSB-PPFDM.
ε_{out}	Máxima intensidade do pulso da sub-portadora óptica no domínio da frequência ou deslocamento frequencial máximo em relação à frequência de referência do pulso de saída.
ε_I	Primeira componente de Fourier da perturbação dielétrica $\Delta\varepsilon$.
$\Delta\varepsilon$	Variação no tensor de permissividade dielétrica.
$\Delta\varepsilon_{cod}$	Deslocamento frequencial máximo.
ε_0	Permissividade dielétrica do espaço livre.
f	Freqüência óptica qualquer no espectro eletromagnético.
f_a	Freqüência acústica no meio.
f_c	Freqüência óptica central de atuação ou selecionada pelo filtro.
f_d	Freqüência óptica correspondente a um desvio de f_c .
f_{des}	Deslocamento frequencial, que representa o parâmetro de codificação ODSB-PPFDM para os pulsos de entrada.
f_o	Freqüência óptica central de um pulso.
f_r	Freqüência de referência de um pulso modulado em um ODSB-PPFDM, a partir dela é aplicada o parâmetro de codificação ε_{cod} .
Δf_{AOTF}	Largura de banda total do filtro no ponto de metade de máxima intensidade.
Δf_{pulse}	Largura espectral a meia altura do pulso.
F	Fração de preenchimento de ar numa fibra de cristal fotônico.
G	Módulo de cisalhamento de uma fibra de cristal fotônico.
h	Constante de Plank.
H	vetor campo magnético de uma onda eletromagnética.

i	Utilizado em números complexos para representar a sua parte imaginária.
I_a	Intensidade do campo acústico aplicado.
I_E	Rigidez flexural da fibra de cristal fotônico.
I	Intensidade do campo aplicado.
J	Momento de inércia polar de uma fibra de cristal fotônico.
k_o	Constante de propagação da onda óptica.
k_0	Vetor de onda no vácuo.
$k = k_{12} = C_{12} $	Constante de acoplamento linear entre os dois modos.
κ_1	Coeficiente de acoplamento dispersivo.
K	Constante de propagação da onda acústica.
\mathbf{K}	Vetor de onda da onda acústica.
\mathbf{k}_B	Vetor de onda Bloch, utilizado na solução das equações de Maxwell.
\mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2	Vetores de onda da luz incidente e difratada, respectivamente.
L	Comprimento de referência para o AOTF.
L_{aotf}	Comprimento necessário para o AOTF ter a mesma largura espectral (Δf_{aotf}) de um pulso.
L_B	Comprimento de batimento intermodal.
L_D	Comprimento de dispersão.
L_{NL}	Comprimento de não linearidade.
ξ_L	Comprimento de um AOTF ou comprimento total de interação acústico óptica.
μ_0	Permeabilidade magnética do espaço livre.
μ	Tensor de permeabilidade magnética do meio.
m	Valor do índice de modulação.
M_{AO}	Figura de mérito acústo-óptica.
$\Delta\eta_q$	Variação no tensor de impermeabilidade óptica.
$\Delta n = n_1 - n_2$	Birrefringência do meio.
Δn_0	Birrefringência modal no comprimento de onda central λ_0 .
N	Define a ordem de um soliton.
N_b	Número de batimentos intermodal ao longo da fibra de cristal fotônico.
n_{cl}	Índice de refração no revestimento da fibra de cristal fotônico.
n_{co}	Índice de refração no núcleo da fibra de cristal fotônico.

n_2^{eff}	Índice não linear efetivo para a fibra (com área do núcleo A_{core}).
n_2^i	Índice de refração não linear do material i numa fibra de cristal fotônico.
n_1 e n_2	Índices de refração associados com as ondas incidente e difratada, respectivamente.
n_i e n_j	Índices de refração dos dois materiais usados para construir uma forma geométrica particular do cristal fotônico.
n_{high} e n_{low}	Índices de refração nas bordas da PBG em frequência fixa.
n	Índice de refração do meio.
n_a	Índice de refração dos buracos na fibra de cristal fotônico, que pode ser tomado como sendo igual a 1.
n_g	Índice de refração do vidro.
n_e	Índice de refração extraordinário.
n_o	Índice de refração ordinário.
n_{NL}	Índice de refração não linear.
n_L	Índice de refração linear.
n_{max}	Índice de refração axial máximo numa fibra de cristal fotônico.
n_z	Índice de refração axial numa fibra de cristal fotônico.
P	Potência óptica em função da distância propagada z [$P(z = 0) = P_o = P_{\text{entrada}}$].
\mathbf{P}_P	Vetor de polarização devido à perturbação.
\mathbf{P}_L	Vetor de polarização linear.
\mathbf{P}_{NL}	Vetor de polarização não linear.
$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$	Vetor de polarização para um meio sem a perturbação periódica.
$\mathbf{P}_T = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} + \mathbf{P}_P$	Vetor de polarização total do meio, incluindo a perturbação periódica.
\mathbf{p}_j	Vetor unitário que descreve o estado de polarização de E_j ($j = 1$ ou 2).
pS	Matriz 3×3 com elementos $p_{qr}S_q$.
p	Coeficiente fotoelástico efetivo do meio.
p_{qr}	Coeficiente acústico-óptico (dependem das características intrínsecas do meio).
$P_0^{(N)}$	Potência de pico necessária para se gerar um soliton de ordem N .
ρ	Raio da fibra de cristal fotônico.
ρ_d	Densidade do material.

ρ_l	Massa por unidade de comprimento da fibra de cristal fotônico.
ρ_{pcf}	Raio do núcleo sólido em uma fibra de cristal fotônico.
ρ_{oco}	Raio do núcleo oco em uma fibra de cristal fotônico.
\mathbf{r}	vetor que determina a posição espacial do campo elétrico.
\mathbf{r}_T	vetor que determina a posição do campo elétrico no plano transverso.
S	Área de toda seção transversal na fibra de cristal fotônico.
S'	Área da região de sílica pura na fibra de cristal fotônico.
S_r	Tensor acústico no material.
Δt_0	Duração temporal de um pulso no ponto de intensidade (P_0/e).
Δt_{pulse}	Largura temporal a meia altura do pulso.
T	Coeficiente de conversão de energia entre os dois modos ou transmissão.
T_R	Coeficiente de espalhamento Raman.
t	Tempo medido em um referencial propagando-se na mesma velocidade do pulso.
t_s	Deslocamento temporal do pulso inicial.
v	Velocidade da luz no meio.
v_a	Velocidade do som no meio.
v_g	Velocidade de grupo.
V_s	Velocidade de propagação da onda acústica torcional na fibra de cristal fotônico.
V_{gen}	Parâmetro generalizado numa fibra de cristal fotônico.
ω	Freqüência angular qualquer do espectro eletromagnético.
ω_1 e ω_2	Freqüências angulares da onda incidente e difratada, respectivamente.
ω_o	Freqüência angular óptica central de um pulso.
ω_c	Freqüência angular óptica central de atuação ou selecionada pelo filtro.
ω_d	Freqüência angulara óptica correspondente a um desvio de ω_c .
ω_β	Freqüência angular de dispersão nula.
Ω	Freqüência angular da onda acústica.
x_qx_r	Representa a direção da variação do índice de refração elipsoidal.
$\chi^{(1)}, \chi^{(2)} \text{ e } \chi^{(3)}$	Susceptibilidades de 1 ^a , 2 ^a e 3 ^a ordem, respectivamente.
z	Distância propagada pela onda acústica e as amplitudes A_1 e A_2 .
Z_I	Impedância do meio.

Z_0	Impedância do espaço livre.
∇	vetor utilizado para o cálculo do rotacional ou divergente de outro vetor.
λ	Comprimento de onda óptico.
λ_a	Comprimento de onda acústica.
λ_c	Comprimento de onda óptico central de atuação ou selecionada pelo filtro.
λ_o	Comprimento de onda óptico central de um pulso.
λ_{eff}^i	Comprimento de onda transversal efetivo num i -ésimo material da fibra de cristal fotônico.
Λ	Espaçamento entre os buracos de ar em uma fibra de cristal fotônico.
Λ_{pd}	Período de uma perturbação dielétrica expandida em uma Série de Fourier.
\otimes	Representa o produto tensorial.
θ_j	Ângulo entre o vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2) e as frentes de onda acústica.
ϕ	Fase total do campo óptico.
ϕ_s	Fase do pulso inicial.
ϕ_{NL}	Mudança de fase não linear do campo óptico.
$\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$	Diferença de fase entre os pulsos nos dois modos considerados.
Φ	Deslocamento angular da secção transversal da fibra devido à onda acústica torcional.
$\delta\omega_{NL}$	Gorjeio não linear de fase.
$\delta\omega_L$	Gorjeio linear de fase.
$\delta\omega_0$	Gorjeio inicial de fase.
γ	Coeficiente de não linearidade básica.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	29
1.1	Sistema de Comunicação à Fibra Óptica.....	29
1.2	Perspectiva Histórica.....	29
1.3	Necessidade para Comunicações a Fibra-Óptica.....	30
1.4	Breve Histórico do AOTF.....	32
1.5	Objetivos do Trabalho.....	34
1.6	Organização da Tese.....	34
1.7	Referências.....	35
2	TEORIA FUNDAMENTAL PARA UM AOTF.....	38
2.1	Filtro Óptico Sintonizáveis.....	38
2.1.1	<i>Filtros em Formato de Grade.....</i>	38
2.1.2	<i>Interação do Som e da Luz – Emparelhamento de Fase.....</i>	39
2.1.3	<i>A Capacidade do Filtro Acústico Óptico Sintonizável.....</i>	43
2.2	Propagação eletromagnética em meios periódicos.....	44
2.3	Efeito fotoelástico em meios materiais.....	46
2.4	Solução de modos acoplados para um AOTF.....	48
2.5	Características de transmissão de um AOTF.....	56
2.6	Curvas de Transmissão e Considerações Práticas.....	60
2.7	Referências.....	65
3	PROPAGAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS EM MEIOS MATERIAIS.....	68
3.1	Propagação eletromagnética em meios não lineares.....	68
3.2	Propagação eletromagnética em meios dispersivos.....	76
3.3	Modelo Teórico para o AOTF Não Linear e Dispersivo.....	82
3.4	Referências.....	86
4	PROPRIEDADES BÁSICAS DE AOTF BASEADO EM FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO.....	88
4.1	Um Breve Histórico.....	88
4.1.1	<i>As PCFs.....</i>	89
4.1.2	<i>As Fibras de Bragg.....</i>	90
4.2	Técnicas de Fabricação.....	91

4.3	Propriedades Básicas e Modelagem.....	93
<i>4.3.1</i>	<i>Equações de Maxwell.....</i>	93
<i>4.3.2</i>	<i>Aproximação Escalar.....</i>	94
<i>4.3.3</i>	<i>Algumas Técnicas Numéricas.....</i>	94
4.4	Características do Revestimento do Cristal Fotônico.....	96
<i>4.4.1</i>	<i>Índice de Refração Máximo.....</i>	96
<i>4.4.2</i>	<i>Comprimento de Onda Transversal Efetivo.....</i>	97
<i>4.4.3</i>	<i>As PBGs.....</i>	97
4.5	Características do Guia.....	98
<i>4.5.1</i>	<i>Ressonância e Antirressonância.....</i>	98
<i>4.5.2</i>	<i>Diferença Positiva entre os Índices Núcleo/Revestimento.....</i>	98
<i>4.5.3</i>	<i>Diferença Negativa entre os Índices Núcleo/Revestimento.....</i>	99
<i>4.5.4</i>	<i>Birrefringência.....</i>	100
<i>4.5.5</i>	<i>GVD.....</i>	101
<i>4.5.6</i>	<i>Mecanismos de Atenuação.....</i>	101
<i>4.5.7</i>	<i>Não-Linearidade Kerr.....</i>	101
4.6	Algumas Aplicações.....	102
<i>4.6.1</i>	<i>Alta Potência e Energia de Transmissão.....</i>	102
<i>4.6.2</i>	<i>Lasers a Fibra e Amplificadores.....</i>	103
<i>4.6.3</i>	<i>Efeitos Não Lineares Kerr.....</i>	103
<i>4.6.4</i>	<i>Espalhamento de Brillouin.....</i>	104
<i>4.6.5</i>	<i>Telecomunicações.....</i>	105
<i>4.6.6</i>	<i>Sensores Ópticos.....</i>	105
4.7	Propriedades Acústo-Ópticas de Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Sólido.....	106
<i>4.7.1</i>	<i>Propriedades Acústicas.....</i>	106
<i>4.7.2</i>	<i>Propriedades Ópticas da PCF de Núcleo Sólido.....</i>	109
<i>4.7.3</i>	<i>Interação Acústo-Óptica.....</i>	110
4.8	Referências.....	112
5	REALIZAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS SOB MODULAÇÃO ODSB-PPFDM EM UM AOTF CONVENCIONAL..	120
5.1	Introdução.....	120
5.2	Referencial Teórico.....	122

5.3	Procedimento Numérico.....	125
5.4	Resultados e Discussões.....	128
5.5	Conclusões do Capítulo.....	144
5.6	Referências.....	145
6	REALIZAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS SOB MODULAÇÃO ODSB-PPFDM EM UM AOTPF BASEADO EM PCF.....	150
6.1	Acoplamento Acústo-Óptico em PCF por Onda Acústica Torcional....	150
<i>6.1.1</i>	<i>Propriedades acústicas e ópticas da PCF HB.....</i>	150
<i>6.1.2</i>	<i>Acoplamento entre os Modos de Polarização na PCF HB e Propriedades de Transmissão.....</i>	152
6.2	Estrutura Teórica para a Modulação ODSB-PPFDM.....	155
6.3	Procedimento Numérico.....	159
6.4	Resultados e Discussões.....	164
6.5	Conclusões do Capítulo.....	176
6.6	Referências.....	177
7	CONCLUSÕES FINAIS.....	179
7.1	Perspectivas para Trabalhos Futuros.....	180
	APÊNDICE A –ONDAS SOLITÁRIAS E SÓLITONS.....	181
	A.1 A Equação Não Linear de Schrödinger na Óptica.....	183
	A.2 Referências.....	184

1 INTRODUÇÃO

A invenção do laser, a fabricação de fibras ópticas de baixo custo e a introdução dos amplificadores ópticos a fibra dopada e de dispositivos ópticos semicondutores correspondem a quatro das maiores conquistas alcançadas no campo da óptica nos últimos quarenta anos, representando o seu rejuvenescimento e sua crescente importância na tecnologia moderna.

Acompanhando esse desenvolvimento tecnológico, tem-se observado também a associação de várias áreas como, por exemplo, a Genética (MIESENBOCK; KEVREKIDIS, 2005) [1], a Medicina (TUCHIN, 2007) [2], a Robótica (SRINIVASAN *et al.*, 1999) [3], o Processamento de Imagens (ROSS; PSALTIS; ANDERSON, 1983) [4] e a Informação Quântica (KNILL; LAFLAMME; MILBURN, 2001) [5] com a óptica. Com o desenvolvimento do laser, várias tecnologias dependentes (a exemplo, óptica integrada, comunicações ópticas e processamento óptico de sinais) foram firmadas, sendo possível testemunhar a evolução de um novo ramo da engenharia, a Engenharia Óptica (KINGSLAKE; THOMPSON, 1980) [6].

1.1 Sistema de Comunicação à Fibra Óptica

A informação é levada frequentemente por uma onda portadora eletromagnética, cuja frequência pode variar de alguns megahertz a várias centenas de terahertz. Sistemas ópticos de comunicação usam altas frequências de portadoras (~ 200 THz) em torno da região do visível ou próximo ao infravermelho, no espectro eletromagnético. Eles, às vezes, são chamados sistemas ópticos, para os distingui de sistemas de micro-ondas, cuja frequência de portador é tipicamente menor em cinco ordens de magnitude (~ 1 GHz). Sistemas de comunicação óptica são sistemas que empregam fibras ópticas para transmissão de informação. Tais sistemas têm sido desenvolvidos mundialmente desde 1980 e revolucionaram a tecnologia das telecomunicações. Sabemos que a tecnologia óptica, junto com um sistema de comunicação, transmite informação de um lugar para outro, se separado através de alguns quilômetros ou através de distâncias transoceânicas. A microeletrônica é um dos principais fatores no advento da “era da informação”. Um dos objetivos desta tese é descrever sistemas de comunicação de uma maneira comprehensiva.

1.2 Perspectiva Histórica

O uso de luz para comunicação foi utilizado desde a Antiguidade, se interpretarmos comunicações ópticas em um sentido geral. A maioria das civilizações usou fogo e sinais de fumaça para transportar um único *bit* de informação (como vitória em uma guerra). Essencialmente, a mesma ideia foi usada até o fim do século XVIII, como sinais por luminárias, sinalizadores e outros dispositivos luminosos. A ideia foi estendida mais adiante, seguindo uma sugestão de Claude Chappe em 1792 de transmitir mensagens mecanicamente codificadas através de distâncias longas ($\sim 100 \text{ km}$) pelo uso de retransmissores intermediários estáveis (agindo como regeneradores ou repetidores). O papel da luz era simplesmente o de fazer os sinais codificados visíveis, de forma que ela poderia ser interceptada através de estações de revezamento. Tais sistemas de comunicações ópticas possuíam inerente velocidade reduzida. Certamente, na terminologia dos dias modernos, a taxa de bit efetiva era menor que 1 bit por segundo ($B < 1 \text{ b/s}$) (GREEN, 1993), (AGRAWAL, 1997) [7-8].

1.3 Necessidade para Comunicações a Fibra Óptica

O advento da telegrafia por volta de 1830 substituiu o uso da luz pela eletricidade e iniciou a era das comunicações elétricas. A taxa de bit B podia ser aumentada para $\sim 10 \text{ bit/s}$ pelo uso de novas técnicas de códigos, como o código *Morse*. O uso de estações repetidoras intermediárias permitia comunicações por longas distâncias ($\sim 1000 \text{ km}$). O primeiro caso de sucesso de uso do cabo telegráfico transoceânico entrou em operação em 1866. De maneira interessante, a telegrafia usou um esquema digital, essencialmente por duas pulsações elétricas de durações diferentes (ponto e traço do código *Morse*). A invenção do telefone em 1876 trouxe uma mudança principal, já que foram transmitidos sinais elétricos em forma analógica por uma corrente elétrica continuamente variada. Técnicas elétricas analógicas dominaram os sistemas de comunicação durante um século ou mais.

O desenvolvimento de redes telefônicas mundiais durante o Século XX conduziu a muitos avanços no desenvolvimento de sistemas de comunicações elétricas. O uso de cabos coaxiais em lugar de pares de fios aumentou a capacidade do sistema consideravelmente. Um dos primeiros sistemas de cabo coaxial, posto em serviço em 1940, foi um com 3 MHz, um sistema capaz de transmitir 300 canais de voz ou um único canal de televisão. A banda de frequência de tal sistema fica limitada pelas perdas por dependência da frequência, que no cabo aumentam rapidamente para frequências acima de 10 MHz. Esta limitação estimulou o desenvolvimento de sistemas de comunicação de micro-ondas, nos quais uma onda portadora eletromagnética no espaço livre com frequências de ~ 1 a 10 GHz é usada para transmitir o

sinal usando técnicas de modulação adequadas. O primeiro sistema de micro-ondas em operação, com frequência da portadora de 4 GHz, foi posto em serviço em 1948. Desde então, os sistemas coaxial e de micro-ondas evoluíram consideravelmente e puderam operar a taxas de bit de ~ 100 Mb/s. O sistema coaxial mais avançado, posto em serviço em 1975, operava a taxa de bit de 274 Mb/s. Uma desvantagem drástica de tal sistema coaxial de alta velocidade é o pequeno espaço entre os repetidores (~ 1 km), que faz o sistema relativamente caro para ser operado. Sistemas de comunicação a micro-ondas geralmente permitem um maior espaço entre os repetidores, mas suas taxas de bit também estão limitadas pelas frequências das portadoras. Uma figura de mérito comumente usada para sistemas de comunicação é o produto da taxa de bit pela distância, BL , onde B é a taxa de bit e L é a distância entre os repetidores. Sistemas de comunicação com BL de ~ 100 Mb/s-km estão disponíveis desde 1970 e, por causa de limitações fundamentais (como alta perda), não operam acima de tal estimativa.

Foi proposto, durante a segunda metade do século XX, que seria possível um aumento de várias ordens de magnitude no produto de BL se ondas ópticas fossem usadas como portadoras. Porém, nem uma fonte óptica coerente, nem um meio de transmissão adequadas, estavam disponíveis durante os anos cinquenta. A invenção do laser e sua demonstração, em 1960, resolveu o primeiro problema. Foi então enfocada a atenção em achar modos de luz de laser para comunicações ópticas. Muitas ideias avançaram durante os anos sessenta, a mais notável foi a ideia de confinamento da luz usando uma sucessão de lentes e um tubo de gás. Foi sugerido por Kao e Hockham (1966) [9], que as fibras ópticas poderiam ser a melhor escolha, já que elas são capazes de guiar a luz até certo ponto, semelhante como guiar elétrons em fios de cobre. O problema principal era a alta perda das fibras ópticas disponíveis durante os anos sessenta, perdas estas acima de 1000 dB/km. Uma inovação aconteceu em 1970, quando a perda da fibra foi reduzida a aproximadamente 20 dB/km na região de comprimento de onda próximo a 1 μm (RAMASWAMI; SIVARAJAN, 2002) [10]. Mais ou menos na mesma época, foi demonstrado um laser semicondutor de GaAs operando continuamente a temperatura ambiente. A disponibilidade simultânea de uma fonte óptica compacta e uma baixa perda da fibra óptica conduziu um esforço mundial por desenvolver sistemas de comunicação óptica. O progresso realmente foi rápido, com um aumento de muitas ordens de magnitude no produto de taxa de bit pela distância, em um período menor que 25 anos [8,10-11].

Em aplicações atuais e futuras, o impacto da Óptica tem proporcionado a necessidade e o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos, funcionando como elementos

capazes de tratar e/ou processar informações a velocidades ultrarrápidas. Para satisfazer a estas demandas, pesquisadores têm examinado mais e mais tecnologias de chaveamento ultrarrápido. Desta forma, poucas são as dúvidas de que os dispositivos ópticos representam um impacto crescente em sistemas de comunicações ópticas.

As características e limitações de um dispositivo óptico podem ser entendidas, e apreciadas, através de um estudo da propagação eletromagnética através do meio óptico do qual ele é composto. As propriedades ópticas do meio são descritas pelos seus parâmetros materiais, como, por exemplo, o tensor dielétrico, os coeficientes eletro-ópticos, as constantes fotoelásticas e as susceptibilidades de ordem qualquer. O efeito acústo-óptico (AO) ou o fotoelástico pode ser produzido quando um *stress* vibracional de alta frequência é aplicado a um meio opticamente transparente. Dependendo do material, este *stress* percorre o meio em uma velocidade próxima a velocidade do som no ar (330 m/s) até a faixa de 6000 m/s, por isso existe a designação do termo “acústo” neste efeito. Como a frequência do *stress* aplicado é alta, a perturbação resultante produz densidade, índice de refração e outras variações periódicas e igualmente espaçadas dentro do meio. Esses pacotes de energia que atravessam o meio são denotados de fônon.

Em um Filtro Acústo-Óptico Sintonizável (AOTF), descrito a seguir com detalhes, as ondas ópticas interagem com os fônon, produzindo fôton polarizado e/ou mudança direcional. Este fenômeno ocorre somente para um grupo de fôtons que satisfazem a certo critério de energia/momento. Utilizando este tipo de interação, o AOTF age como um filtro óptico do tipo passa-banda que é sintonizado pela variação da frequência do *stress* vibracional aplicado. Estes filtros são dispositivos de estado sólido que possuem um grande número de atributos distintos, o que, por sua vez, implica em uma grande faixa de aplicações.

Caracterizando o meio adequadamente, é possível explorar (através de exemplos numéricos baseados em situações reais) o dispositivo como um elemento capaz de manipular a radiação de um determinado laser ou radiação eletromagnética. Esta tese trata do estudo numérico de dois filtros acústo-óptico sintonizável (AOTF), um convencional e um baseado em fibra de cristal fotônico (*All-Fiber* AOTF), sem perdas e de propostas de novas aplicações potenciais para estes dispositivos. Os conceitos utilizados para o desenvolvimento desta tese estão relacionados à Engenharia e à Física, podendo ser apreciados por engenheiros desta área de concentração ou estudantes de física aplicada.

1.4 Breve Histórico do AOTF

Em 1922, o físico francês Léon Brillouin [12] previu que o espalhamento da luz poderia ser induzido pela sua interação com ondas sonoras. Sua premissa era a de que flutuações acústo-térmicas em líquidos e sólidos poderiam ser examinadas pelo estudo do espalhamento da luz visível (VIS) ou raios X. Brillouin planejou alguns experimentos para examinar estas premissas. Enquanto ele não realizava estes experimentos, suas sugestões incentivavam estudos que, mais tarde, vieram a produzir contribuições significativas.

Os cientistas americanos Debye e Sears (1932) [13] e os franceses Lucas e Biquard (1932) [14] publicaram resultados de pesquisas dez anos depois, descrevendo as primeiras observações do fenômeno acústo-óptico. Em laboratórios independentes, ondas acústicas foram guiadas através de solventes orgânicos até que vibrações acústicas de 1 a 20 MHz fossem aplicadas via um cristal de quartzo piezelétrico. Em seguida, luz visível foi guiada através dos solventes e os autores foram capazes de observar difrações de múltiplas ordens. Por meio da análise destas múltiplas ordens e das propriedades da difração angular, Debye e Sears desenvolveram um trabalho precursor para descrição da difração de Bragg. Eles postularam que o fenômeno acústo-óptico (AO) somente seria efetivo se o seguinte critério fosse encontrado:

$$\frac{L\lambda}{\Lambda^2} > 1, \quad (1.1)$$

onde L é comprimento de interação fóton-fônon dentro do meio, λ é o comprimento de onda óptico, e Λ é o espaçamento entre as perturbações produzidas pela onda acústica. No ano seguinte, Brillouin (1933) [15] descreveu difrações de múltiplas ordens em termos de re-espalhamento de fóton. Quase cinco décadas depois, em 1980, Korpel e Poon [16] desenvolveram a descrição matemática frequentemente usada para explicar o processo interativo entre ondas planas de som e luz.

Resultados destas pesquisas iniciais implicaram no desenvolvimento de moduladores e deflectores (AO) acústo-ópticos. Estes dispositivos permitem o deslocamento angular de uma onda óptica por meio da variação da frequência da onda acústica aplicada. Embora não seja o foco desta tese, estes dispositivos mostram-se importantes em certo número de aplicações como o direcionamento de raios laser, leitura ou varredura óptica de um objeto e produção de imagens holográficas.

Em 1967, Dixon [17] examinou a difração de Bragg em meios anisotrópicos ao qual uma onda acústica foi aplicada. O desenvolvimento matemático resultou numa base para as equações que descrevem o comportamento do Filtro Acústo-Óptico Sintonizável (AOTF). Um transdutor de sulfeto de cádmio foi usado para lançar ondas acústicas através de um

cristal de quartzo e estudar os seus efeitos. Dois anos mais tarde, Harris e Wallace (1969) [18] publicaram um trabalho descrevendo o primeiro AOTF. Usando um cristal de niobato de lítio, eles conseguiram obter uma radiação na saída do cristal de 700 a 400 nm ao variar a frequência acústica aplicada de 428 a 990 MHz. Entretanto, nesta configuração, a luz não difratada, na saída do AOTF, coincidiu espacialmente com a luz ou radiação difratada. Este arranjo denotou a configuração colinear e necessitou que os dois conjuntos de radiações fossem separados, levando-se em conta suas polarizações diferentes.

Em 1975, Chang [19] demonstrou os princípios que descrevem a então chamada configuração não colinear para o AOTF. Neste arranjo, as radiações difratadas e não difratadas são separadas de forma angular na medida em que saem do dispositivo. Impulsionados pelos avanços no desenvolvimento de materiais acústo-ópticos, em 1976, Yano e Watanabe [20] descreveram o primeiro AOTF baseado em dióxido de telúrio. Revisões históricas relacionadas à interação acústo-óptica e dispositivos baseados neste princípio de funcionamento podem ser encontradas nas referências [21–27].

1.5 Objetivos do Trabalho

Esta tese tem como objetivo estudar as características de transmissão e a possibilidade de realização de portas lógicas sob modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM) de filtros acústo-óptico sintonizáveis (AOTF) do tipo convencional e baseado em fibra de cristal fotônico. Os filtros serão operados com pulsos ultracurtos de luz 100 ps e 55,5 fs, no regime de sóliton de segunda ordem, sem perda, considerando os efeitos não lineares e dispersivos, como a auto modulação de fase (SPM), dispersão de segunda e terceira ordens, espalhamento Raman intrapulso, auto inclinação e dispersão do coeficiente de acoplamento.

1.6 Organização da Tese

No Capítulo 2 são discutidos os fenômenos e as características resultantes da propagação de uma radiação eletromagnética em um meio periódico, e as possíveis teorias que podem descrever estes fenômenos. Considerando a teoria de modos acoplados e o efeito fotoelástico, é desenvolvida uma modelagem matemática para o filtro acústo-óptico sintonizável linear (AOTF). Com base no modelo teórico deste dispositivo, são demonstradas, numericamente, as curvas de transmissão e eficiência de conversão de energia entre os modos acoplados, conciliando os resultados com a solução analítica das mesmas. Adicionalmente,

são apresentados alguns materiais que podem ser utilizados na fabricação de um AOTF usado em aplicações práticas.

O modelo teórico para o AOTF não linear e dispersivo é desenvolvido no Capítulo 3, considerando a propagação eletromagnética de pulsos ultracurtos em meios com resposta não linear e dispersiva. Inicialmente, os efeitos destas duas características são observados separadamente, tendo em vista uma maior transparência aos futuros resultados do modelo proposto. A montagem do modelo matemático é realizada através da adição (sobreposição) dos termos referentes aos efeitos não lineares e dispersivos, observados separadamente, aos termos do modelo teórico do AOTF linear ou fundamental.

No Capítulo 4, abordaremos as fibras de cristais fotônicos (PCF) com suas propriedades básicas, histórico, modelagem e algumas aplicações. Em seguida, abordaremos as propriedades acústicas, ópticas e acústo-ópticas de um filtro acústo-óptico baseado em fibra de cristal fotônico.

A possibilidade da construção de portas lógicas com o AOTF representa as duas últimas aplicações propostas e analisadas nesta tese, sendo investigada nos Capítulos 5 e 6. Nesta nova aplicação, pulsos sólitos de segunda ordem são modulados nos níveis lógicos 1 e 0 através da modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Para verificar a realização de operações lógicas E e OU pelo AOTF, utilizam-se as quatro combinações possíveis de dois bits, considerando-se portas de duas entradas. Em seguida, investigam-se variações no parâmetro de ajuste da modulação, ou seja, no deslocamento frequencial do pulso inicial em relação à frequência de referência de um pulso não criptografado pelo PPFDM, e na diferença de fase entre os pulsos de entrada devidamente modulados. No Capítulo 6, também veremos as propriedades do acoplamento acústo-óptico em fibras de cristal fotônico por onda acústica torcional.

1.7 Referências

- [1]. MIESENBOCK, G.; KEVREKIDIS, I. G. Optica Imaging and Control of Genetically Designated Neurons in Functioning Circuits. **Annual Review of Neuroscience**, [S.I.], v. 28, p. 533-563, July 2005.
- [2]. TUCHIN, Valery. **Tissue Optics**: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis. 2th ed. Bellingham: Spie Press, 2007.
- [3]. SRINIVASAN, M. V. *et al.* Robot navigation inspired by principles of insect vision. **Robotics and Autonomous Systems**, [S.I.], v. 26, issues 2-3, p. 203-216, Feb. 1999.

- [4]. ROSS, W. E.; PSALTIS, D.; ANDERSON, R. H. Two-Dimensional Magneto-Optic Spatial Light Modulator For Signal Processing. **Optical Engineering**, [S.I.], v. 22, issue 4, p. 224485, Aug. 1983.
- [5]. KNILL, E.; LAFLAMME, R.; MILBURN, G. J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. **Nature**, [S.I.], v. 409, p. 46-52, Jan. 2001.
- [6]. KINGSLAKE, Rudolf; THOMPSON, Brian J. **Applied Optics and Optical Engineering**. New York: Academic Press, 1980.
- [7]. GREEN, Paul E. **Fiber Optic Networks**. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1993.
- [8]. AGRAWAL, Govind P. **Fiber-Optic Communication Systems**. 2th ed. New York: John Wiley & Sons, 1997.
- [9]. KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. **Proceedings of the Institution of Electrical Engineers**, [S.I.], v. 113, issue 7, p. 1151-1158, July 1966.
- [10]. RAMASWAMI , Rajiv; SIVARAJAN, Kumar N. **Optical Networks: A practical perspective**. 2th. ed. San Fracisco: The Morgan Kaufmann Series in Networking, 2002.
- [11]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. Series in Optics and Photonics. 3th ed. San Diego: Academic Press, 2001.
- [12]. BRILLOUIN, L.; Diffusion de la lumiere et des Rayons X par un corps transparent homogene. **Annales de Physique**, [S.I.], Series IX, v. 17, p. 88 – 122, 1922.
- [13]. DEBYE, P.; SEARS, F. W. On the Scattering of Light by Supersonic Waves. **Proceedings of the National Academy of Science**, [S.I.], v. 18, p. 409 – 414, 1932.
- [14]. LUCAS, R.; BIQUARD, P. Proprietes optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibration élastiques ultra sonores. **Journal de Physique**, [S.I.], v. 71, p. 464 – 477, 1932.
- [15]. BRILLOUIN, L. **Actualités Scientifiques et Industrielles**. v. 59, Paris: Hermann et cie, 1933.
- [16]. KORPEL; POON, T. C. An Explicit Formalism for Acousto-Optic Multiple Plane Wave Scattering. **Journal of the Optical Society of America**, [S.I.], v. 70, p. 817–820, 1980.
- [17]. DIXON, R. W. Acoustic diffraction of light in anisotropic media. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, [S.I.], v. QE-3, p. 85–93, 1967.
- [18]. HARRIS, S. E.; WALLACE, R. W. Acousto-Optic Tunable Filter. **Journal of the Optical Society of America**, [S.I.], v. 59, p. 744–747, 1969.
- [19]. CHANG, I. C. Noncollinear Acousto-Optic Filter with Large Angular Aperture. **Electronics Letters**, [S.I.], v. 11, p. 617–618, 1975.

- [20]. YANO, T.; WATANABE, A. Acousto-optic TeO₂ tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction. **Applied Optics**, [S.I.], v. 15, p. 2250–2258, 1976.
- [21]. KORPEL. **Acousto-Optics**. New York: Marcel Dekker, 1988.
- [22]. GOUTZOULIS, A. P.; PAPE, D. R. **Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices**. New York: Marcel Dekker, 1994.
- [23]. TRAN, C. D. Acousto-optic tunable filter: A new generation monochromator and more. **Analytical Letters**, [S.I.], v. 33, p. 1711–1732, 2000.
- [24]. TRAN, C. D. Acousto-Optic Devices: Optical Elements for Spectroscopy. **Analytical Chemistry**, [S.I.], v. 64, p. 971A–981A, 1992.
- [25]. XU, J.; STROUD, R. **Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications**. New York: Wiley-Interscience, 1992.
- [26]. JACKEL, J. L. *et al.* Acousto Optic Tunable Filters (AOTF's) for multiwavelength optical Crossconects: Crosstalk Considerations. **J. Lightwave Technol**, [S.I.], v. 14, p. 1056–1066, 1996.
- [27]. SONG, G. H. Toward the Ideal Codirectional Bragg Filter with an Acousto Optic Filter Design. **Journal of Lightwave Technology**, [S.I.], v. 13, n.3, p. 470–480, 1995.

2 TEORIA FUNDAMENTAL PARA UM AOTF

Neste capítulo serão apresentadas as propriedades fundamentais e características resultantes da propagação eletromagnética em meios periódicos. Em seguida, usando o formalismo de modos acoplados para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica, será desenvolvida a teoria geral que descreverá o modelo matemático de um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) linear. O desenvolvimento de toda teoria resultará em um conjunto de equações diferenciais acopladas.

O conjunto de equações acopladas será obtido a partir das equações de Maxwell, considerando uma variação periódica no tensor dielétrico do meio, ao longo da direção z , e uma consequente dependência espacial que surge nas amplitudes complexas dos respectivos modos acoplados de interesse. Desta forma, o conjunto de equações acopladas determinará a amplitude de cada modo ao longo do comprimento do dispositivo.

Com a descrição matemática da propagação de cada modo no dispositivo, será possível obter e comparar as soluções analítica e numérica das características de transmissão de um AOTF linear, utilizando-se métodos numéricos tradicionais. Estas características resumem-se na eficiência de conversão de energia entre os modos propagantes e na curva de transmissão do dispositivo.

Por último, serão apresentados alguns comentários práticos sobre o princípio de funcionamento de um filtro acústo-óptico sintonizável, ressaltando os materiais utilizados na construção destes dispositivos, aplicações gerais em redes e sistemas de comunicações ópticas, etc.

2.1 Filtros Ópticos Sintonizáveis

2.1.1 Filtros em Formato de Grade

Filtros acústo-ópticos sintonizáveis podem ser construídos utilizando-se as propriedades do dispositivo como: largura, guias de ondas, etc., e já estão disponíveis comercialmente. Para aplicações em multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM), a tecnologia de guias de ondas de LiNbO_3 é frequentemente usada desde que se possa construir filtros acústo-ópticos compactos, com polarização ortogonal, que tenham uma banda em torno de 1 nm e uma faixa de sintonização superior a 100 nm. O desenvolvimento básico, mostrado esquematicamente em Green (1993) [1], usam dois divisores de polarização,

dois guias de ondas de LiNbO_3 e um transdutor de onda acústica de superfície, onde todos os componentes integraram o mesmo substrato. O sinal WDM incidente é emitido em seu componente de polarização ortogonal pelo primeiro divisor de potência. O canal cujo comprimento de onda satisfaz a condição de Bragg é dirigido a diferentes saídas pelo segundo divisor de polarização por causa de uma mudança acusticamente induzida na sua direção de polarização, todos os outros canais vão para outras saídas. A sintonização é relativamente rápida por causa de sua natureza eletrônica e resulta em um tempo de chaveamento menor que 10 μs . Filtros acústo-ópticos sintonizáveis demonstram praticidade no roteamento de comprimentos de ondas e também em suas aplicações no *cross-connect* óptico no amplo sistema WDM.

2.1.2 Interação do Som e da Luz – Emparelhamento de Fase

Nesta seção, trataremos de alguns filtros sintonizáveis que exploram a interação de ondas acústica e de luz em um sólido. A onda acústica produz uma grade de difração artificial e a luz incidente interage com a mesma (um gradeamento é uma região com muitas ondulações paralelamente bem definidas no seu índice refrativo). Para nossos propósitos, o assunto de interação som-luz é importante porque muitos tipos de filtros sintonizáveis são baseados neste tipo de interação. Mas, além disso, levando algum tempo desenvolvendo o assunto, essa interação é mais amplamente útil para nós porque provê um bom entendimento de todos os tipos de filtro gradeados relacionados, muitos dos quais não envolvem efeitos acústicos.

Todos os filtros ópticos sintonizáveis práticos são baseados em alguma forma de interferência (GREEN, 1993) [1], construtivamente em relação ao centro da banda do filtro e parcialmente ou completamente destrutível em relação a outras faixas de frequências. Para os filtros acústico-ópticos que nós iremos descrever, o fato é que a difração por um gradeamento causa realmente interferência entre centenas ou milhares de ondas, não sendo assim razoável utilizar o conceito de conservação do momento, também conhecido como emparelhamento de fase, ou modo acoplado.

Quando uma onda acústica viaja ao longo de um material sólido transparente (SAPRIEL, 1979), (YARIV; YEH, 1984) [2,3], os locais são periodicamente comprimidos e rarefeitos, causando espacialmente, em algumas regiões ou pontos do dispositivo, acréscimos e decréscimos locais no seu índice de refração pela ação do *efeito fotoelástico*. Portanto, ao passar luz por um material com um coeficiente fotoelástico relativamente alto, teremos um

gradeamento periódico que vai difratar a luz incidente com um ângulo que depende do ângulo de incidência, do comprimento de onda da luz λ e do comprimento de onda acústica λ_a (GREEN, 1993) [1].

Nós podemos construir uma variedade de dispositivos nos quais somente uma estreita faixa de comprimento de onda passará devido a um determinado λ_a , na qual esta banda pode ser sintonizada em λ pela variação de λ_a . Depois, pode ser feita simplesmente uma sintonização da frequência através do mecanismo elétrico do transdutor que lança a onda acústica. Considerando tal mecanismo de rádio frequência (RF), onde as frequências podem ser produzidas reciprocamente em osciladores de cristais de quartzo para um harmônico específico.

Nós usaremos respectivamente as letras λ , v , f , ω e k_o para denotar comprimento de onda, velocidade, frequência (temporal), frequência angular e constante de propagação (e.g. número de onda ou frequência angular espacial) para a luz, e as letras (λ_a , v_a , f_a , Ω e K) para as variáveis acústicas correspondentes. Por convenção, λ denota o comprimento de onda que a luz teria, com o mesmo ω , se viajasse no espaço livre, enquanto λ_a é comprimento de onda acústica no meio.

Para dar um sentido quantitativo para o assunto, considere uma onda eletromagnética com $\lambda = 1,5 \text{ }\mu\text{m}$, quer dizer, com frequência $f = 2 \times 10^{14} \text{ Hz}$, e uma onda acústica com frequência $f_a = 100 \text{ MHz}$, ambas viajando por um cristal de molibdato de chumbo (PbMoO_4), material comumente usado. Este material tem índice de refração $n = 2,3$ e velocidade sonora $v_a = 3,75 \cdot 10^3 \text{ m}/\mu\text{s}$, quando comparado com a velocidade da luz no material que é de $c/n = 1,3 \cdot 10^2 \text{ m}/\mu\text{s}$. O comprimento de onda acústico $\lambda_a = v_a/f_a$ é $37,5 \text{ }\mu\text{m}$, e o comprimento de onda da luz no meio é $\lambda/n = 0,65 \text{ }\mu\text{m}$. Assim, embora as frequências sejam diferentes em seis ordens de magnitude em uma direção, na outra direção as velocidades são diferentes com uma razão menor que seis ordens de magnitude e, assim, os comprimentos de onda no meio normalmente ficam com aproximadamente uma ou duas ordens de magnitude de um em relação ao outro. Esta é uma da praticidade da interação luz-som.

O leitor deve notar que, desde que a velocidade da luz seja 5 ordens de magnitude maior que a velocidade do som, durante aproximadamente o tempo de duas interações, a grade criada acusticamente permanece essencialmente na mesma posição com a luz que passa sobre ela.

Para construir um dispositivo acústico-óptico sintonizável prático, é desejável que se repasse para a luz difratada a maior fração possível da luz incidente, com o menor gasto da potência do dispositivo de RF, de forma a evitar frequências excessivas de RF ou um grande

alcance de sintonização de RF, minimizando o tempo que se leva para sintonizar de um λ a outro, e de forma a selecionar o número máximo de canais possíveis. Em geral, a propriedade de um cristal acústico-óptico necessária para conseguir esses objetivos não pode ser obtida por um simples material isotrópico, o qual todas as variáveis seriam expressas em escalares ou vetores. Necessita-se que a propagação seja ao longo de eixos cuidadosamente escolhidos de cristais que, sendo anisotrópicos, exigem que algumas das variáveis sejam representadas como tensores. Porém, nós aqui poderemos apresentar estas pertinentes ideias, pensando nos vários parâmetros de um acústico-óptico como escalares e os parâmetros da luz e do som como escalares ou vetores.

Uma consequência prática da anisotropia nos parâmetros acústico-óptico do cristal é que ela requer algum desenvolvimento para se usar os efeitos acústico-ópticos na construção de filtros ópticos sintonizáveis que são completamente independentes da polarização. Um modo é construir dois caminhos paralelos de luz no meio do dispositivo: por um atravessa um tipo de polarização e, pelo outro, passa a polarização ortogonal ao primeiro, e.g. diversidade de polarização.

Existem, basicamente, dois tipos de dispositivos acústo-ópticos: em uns os vetores de propagação óptico e acústico formam um ângulo muito grande e em outros esses vetores são quase colineares. Tipicamente, a geometria de um ângulo muito grande é usada para defletores acústo-ópticos e a de um colinear é usado para filtros acústico-ópticos sintonizáveis. Os defletores, são de alguma forma, interessante, porque eles podem ser usados como componentes nas extensas estruturas de filtros sintonizadores, servindo como moduladores, e, especialmente, porque eles são úteis para a explicação dos princípios básicos.

O modo mais fácil de ver o que acontece quantitativamente com a luz e com o som interagindo em um sólido e, além disso, ver como pode ser efetuada a sintonização dos comprimentos de onda é usando-se a descrição dos vetores na Figura 2.1 (YARIV, 1984) [3]. Em vez de se desenvolver a geometria, é muito mais fácil explicar a interação acústico-óptica, através da dualidade onda-partícula. Para a onda de luz, a partícula é o familiar fóton e para a onda sonora, a "partícula" é o fônon.

Especificamente, a onda de luz tem um campo harmônico \mathbf{E} que pode ser representado como $\mathbf{E} = \mathbf{E} \cos(\omega \cdot t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. Esta onda pode ser pensada como sendo composta de partículas tendo (GREEN, 1993) [1]:

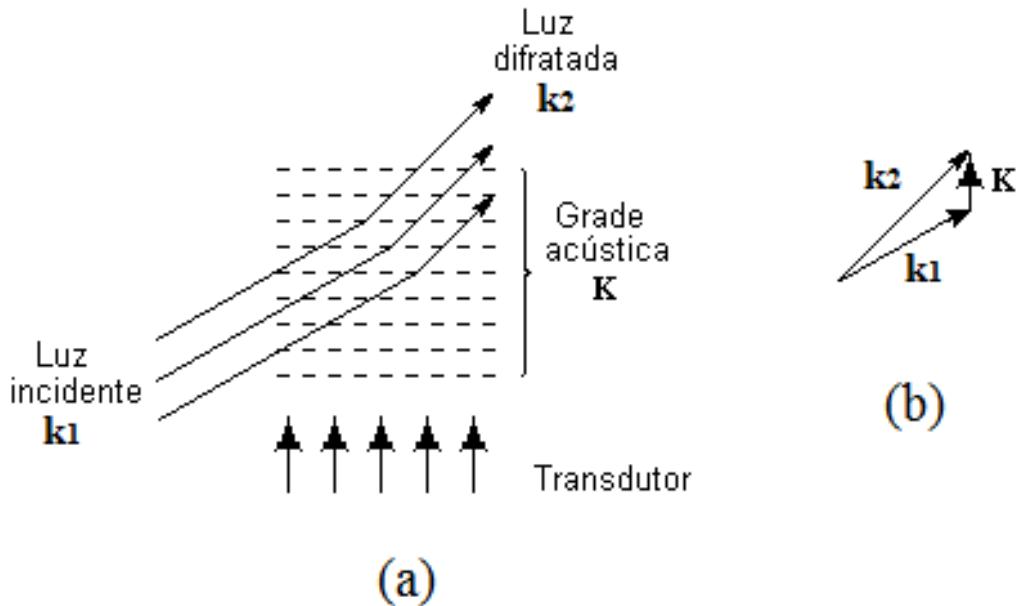
$$E_{\text{nergia}} = \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdot \omega \quad (\text{um escalar}) \quad (2.1)$$

e

$$\text{Momento} = \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdot \mathbf{k} \quad (\text{um vetor}) \quad (2.2)$$

e, semelhantemente, para o fônon acústico (com frequência angular Ω em radianos por segundo e frequência espacial \mathbf{K} em radianos por mm).

Figura 2.1 – Interação da luz com o som. (a) Geometria da luz incidente (\mathbf{k}_1) e do som (\mathbf{K}) para produzir a luz difratada (\mathbf{k}_2). (b) Triângulo de “conservação do momento”.



Fonte: Elaborada pelo autor.

De acordo com a visão de partícula, a difração da luz pelo gradeamento efetivo criado pela onda acústica é vista como uma colisão de baixa perda entre um fóton incidente e um fônon no meio. Em tal colisão, deve ser conservado tanto o momento como a energia, o que significa que a luz difratada (subscrito 1) é relacionada à luz incidente (subscrito 2) e o campo acústico através de:

$$\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega \quad (\text{Conservação de energia}) \quad (2.3)$$

e

$$\mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_1 \pm \mathbf{K} \quad (\text{Conservação do momento}) \quad (2.4)$$

A colisão resulta na aniquilação do fóton e do fônon incidentes e a geração de um novo fóton que tem momento e energia diferentes. Se a luz e o som estão se propagando essencialmente no mesmo sentido ($\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{K}$ positivo), o sinal “+” aplica-se a ambas as equações; o fóton difratado tem um maior momento (maior \mathbf{k} - vetorial) e um pequeno

acréscimo dado pelo efeito Doppler, pela quantia acrescida pelo fônon. Se eles estão se propagando em sentidos aproximadamente opostos, ($\mathbf{k}_I \cdot \mathbf{K}$ negativo), então o sinal “-” é aplicado, e o novo fóton tem energia mais baixa, decrescida pela quantia subtraída pelo fônon, dada pelo efeito Doppler.

Este modelo nos permite usar a Figura 2.1 para ver o que acontece de uma forma particularmente simples. Na figura 2.1 (a) é visto a luz incidente com vetor de propagação \mathbf{k}_I que interage com som de vetor de propagação \mathbf{K} que produz a resultante \mathbf{k}_2 da onda difratada. Na Figura 2.1 (b) é mostrado o triângulo equivalente do momento, representando o processo no qual todas as ondas parcialmente refletidas, dos muitos picos e depressões do gradeamento acústico, interferem construtivamente.

2.1.3 A Configuração do Filtro Acústico Óptico Sintonizável

A configuração de certos filtros usa, essencialmente, uma orientação colinear do vetor incidente \mathbf{k}_I e do vetor acústico \mathbf{K} , observando que os vetores \mathbf{k}_I e \mathbf{K} são aproximadamente paralelos (GREEN, 1993) [1]. Neste caso, a luz e som propagam-se na mesma direção, e

$$\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_I = \mathbf{K}, \quad (2.5)$$

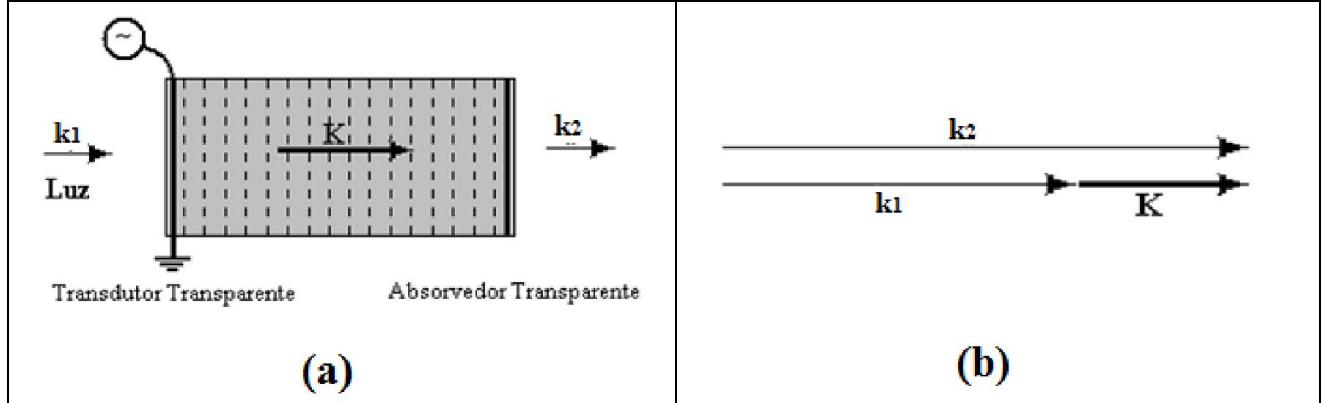
mas eles também poderiam, da mesma maneira, propagar-se em sentidos opostos [o sinal ficaria positivo em (2.5)]. O dispositivo é esquematizado na Figura 2.2, onde o triângulo do momento de Bragg anteriormente mostrado na Figura 2.1 (a) se colapsa em três vetores colineares como mostrados na Figura 2.2 (b). Agora, o comprimento de interação L é muito mais longo. Enquanto isso ajuda com a seletividade do comprimento de onda e deixa mais eficiente o uso da potência acústica aplicada, o tempo de acesso, dado agora por:

$$\tau = L/v_a, \quad (2.6)$$

é claramente muito mais longo que para o defletor acústico.

Se usarmos um material isotrópico em que as velocidades da luz incidente e difratada são as mesmas, então o triângulo do momento da Figura 2.1 (b) não pode ser fechado, desde que um vetor \mathbf{k} alongado [da equação de conservação do momento (2.4)] não possa ser realizado somente pelo pequeno efeito Doppler da equação de conservação de energia (2.3). Porém, materiais anisotrópicos convenientes podem ter propriedades acústico-ópticas que permitem diferentes difrações da luz para cada luz incidente.

Figura 2.2 – A capacidade do filtro acústico óptico sintonizável. (a) Geometria do dispositivo. (b) Triângulo de Bragg, que está colapsado dentro de um conjunto de vetores colineares.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Materiais cuja birrefringência depende da compressão local têm a propriedade de que, próximo da difração pelo acústico óptico na exata condição de Bragg, os índices das ondas ordinárias e extraordinárias serão diferentes:

$$n_0 > n_e \quad n_0 - n_e = \Delta n, \quad (2.7)$$

onde os sub-índices, 0 e e referem-se à polarização linear dos sub-modos ordinários e extraordinários, respectivamente. De (2.7), nós temos:

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 = \frac{\omega}{c} n_0, \quad k_e = \frac{2\pi}{\lambda} n_e = \frac{\omega}{c} n_e, \quad (2.8)$$

e a equação do triângulo (2.4) é satisfeita por (GREEN, 1993) [1]:

$$\frac{\omega}{c} \Delta n = \frac{\Omega}{v_a} \quad \text{i. e.,} \quad \lambda = \lambda_a \Delta n. \quad (2.9)$$

Esta controlabilidade de λ pela variação de Δn é chamada de sintonização da birrefringência. Note, mais uma vez, que o uso do princípio da multiplicação da “gama de sintonia”, usando a mudança relativa de índices diferentes, é melhor que a mudança relativa de um único índice.

Há uma explicação bem mais simples para esta equação da por Green (1993) [1]: em um material birrefringente, os dois sub-modos degenerados, (chamando de E_x e E_y as componentes de uma onda propagando-se na direção z), têm velocidades de propagação diferentes, portanto com intervalos espaçados periodicamente ao longo do meio, o chamado comprimento de batimento:

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n}, \quad (2.10)$$

é acrescido, e a meia onda entre eles é cancelada.

2.2 Propagação Eletromagnética em Meios Periódicos

Os primeiros esforços no estudo da difração da luz através de meios com camadas alternantes, de materiais transparentes, tendo índices de refração periodicamente diferentes, foram feitos por William Henry Bragg e William Lawrence Bragg, pai e filho, respectivamente. Os resultados no estudo deste intrigante fenômeno renderam-lhes o prêmio Nobel em 1915 (SALEH; TEICH, 1991, cap. 10) [4].

A propagação da radiação eletromagnética em meios periódicos exibe muitos fenômenos interessantes e potencialmente práticos. Estes fenômenos são empregados em muitos dispositivos ópticos, como grades de difração, laser DFB e DBR, espelhos de Bragg, filtros Šolc, filtros acústo-ópticos, etc. De um modo geral, as propriedades ópticas de um meio periódico são descritas pelo seu tensor dielétrico ϵ e tensor de permeabilidade μ , que, descrevendo a simetria translacional do meio, são uma função periódica do espaço. Se o meio material é isotrópico, estes tensores reduzem-se a escalares. Quando o meio não é periódico, o tensor dielétrico é simplesmente dado por $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi)$. Os efeitos não lineares e dispersivos, contidos no tensor de susceptibilidade χ , serão estudados no próximo capítulo.

No desenvolvimento desta tese, considera-se a variação temporal da forma $\exp(i\omega t)$. Deste modo, a análise da propagação da radiação eletromagnética de um laser (de frequência angular ω), em um meio periódico, é descrita pela solução das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \text{ e} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E}. \quad (2.12)$$

Uma solução exata destas duas equações é possível em alguns casos como, por exemplo, em meios periódicos unidimensionais mais comuns, os quais são construídos com camadas alternantes de índice de refração diferentes, tendo uma determinada periodicidade rigorosamente controlada. Nesta configuração de camadas alternantes, a propagação de ondas eletromagnéticas já foi bastante estudada e apresenta o mesmo comportamento fundamental que surge na propagação de luz em outros meios periódicos [5-8].

Existem muitos outros meios periódicos em que apenas uma solução aproximada das equações de Maxwell pode ser obtida. Duas soluções são geralmente usadas. A primeira faz uso do teorema de Floquet (ou Bloch), pois determina que os campos elétrico e magnético (\mathbf{E} e \mathbf{H}) dependam do vetor de onda Bloch \mathbf{k}_B e que existe uma relação de dispersão entre ω e \mathbf{k}_B (YARIV; YEH, 1984, cap. 6) [9]. A segunda, e mais amplamente usada, é a teoria de modos acoplados, na qual uma variação periódica no tensor dielétrico é considerada como uma perturbação que acopla os modos propagantes, através do meio considerado, provocando um

intercâmbio de energia entre os respectivos modos acoplados. Em outras palavras, o tensor dielétrico apresentado nas equações de Maxwell terá uma dependência espacial com um novo aspecto, dado por:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon. \quad (2.13)$$

Em (2.13) ε_0 é a parte não perturbada do tensor dielétrico (ou permissividade do vácuo) e $\Delta\varepsilon$ representa, unicamente, parte do tensor dielétrico que varia periodicamente. Adicionalmente, conhecendo-se em que direção essa perturbação é periódica, é possível expandir $\Delta\varepsilon$ em uma série de Fourier. Para meios periódicos na direção z com período Λ_{pd} , tem-se,

$$\Delta\varepsilon = \sum_{m \neq 0} \varepsilon_m \exp\left(\frac{-imz2\pi}{\Lambda_{pd}}\right) \quad (2.14)$$

A soma abrange todo m , exceto $m = 0$ devido ao que foi estabelecido em (2.13), ou seja, considerando ε_0 como a componente de ordem zero para $\Delta\varepsilon$.

2.3 Efeito Fotoelástico em Meios Materiais

A interação de ondas ópticas com ondas acústicas foi, primeiramente, prevista por Brillouin em 1922 e verificada experimentalmente em 1932 por Debye e Sears, nos Estados Unidos, e Lucas e Biquard, na França. O fenômeno mais importante associado à interação acústo-óptica é a difração de luz por um meio perturbado acusticamente. Quando uma onda acústica propaga-se em um meio material, surge um campo de tensão acústica proporcional à intensidade da onda acústica. Como resultado deste fenômeno, ocorre uma variação periódica no índice de refração do meio. Naturalmente, o período desta perturbação é igual a um comprimento de onda acústica.

A perturbação periódica é uma função do espaço e do tempo e se move em uma velocidade igual a velocidade do som no meio. Desde que a velocidade do som é, aproximadamente, cinco ordens de magnitude menor do que a velocidade da luz, a perturbação periódica, causada pela onda acústica, é essencialmente estacionária. A dependência que surge entre o índice de refração do meio e o campo de tensão acústica é designada de efeito fotoelástico. Partindo deste raciocínio, pode-se afirmar que o princípio da interação acústo-óptica deve ser estudado usando a teoria de modos acoplados.

De uma forma geral, a interação acústo-óptica permite uma maneira conveniente de investigar as características de ondas acústicas propagando-se em um meio qualquer ou, mais

especificamente, uma técnica de manipular pulsos ópticos de uma forma rápida, confiável e estável, já que sua principal vantagem é a ausência total de qualquer parte móvel operacional. Devido a isto, a modulação da luz de um laser pelo efeito acústo-óptico é usada em um grande número de aplicações (YARIV; YEH, 1984, cap. 10) [10], incluindo moduladores de luz, defletores de raios, processadores de sinais, filtros sintonizáveis, analisadores de espectro, etc. O desempenho de dispositivos baseados em interações acústo-ópticas depende, sobretudo, do desenvolvimento de transdutores de onda acústica planar (SAW) de largura de banda eficiente, da descoberta de materiais com melhores propriedades acústo-ópticas e, fundamentalmente, de fontes de luz com radiação coerente (laser).

A seguir, será mostrado como se produz o efeito fotoelástico em um meio material. O desenvolvimento será mostrado sem muitos detalhes, pois o objetivo é apenas ilustrar os conceitos teóricos. O efeito fotoelástico em um material acopla a tensão provocada pela onda acústica, ao índice de refração óptico, sendo tradicionalmente descrito por (YARIV; YEH, 1984, cap. 10) [10]:

$$\Delta\eta_{qr} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{qr} = p_{qrlm} S_{lm}. \quad (2.15a)$$

Em (2.15a), $\Delta\eta_{qr}$, ou $\Delta\left(1/n^2\right)_{qr}$, representa a mudança no tensor de permeabilidade óptica e S_{lm} é o tensor acústico no material. Os termos de ordem mais alta, envolvendo potências de S_{lm} , são desprezados porque são usualmente pequenos se comparado com o termo linear ($S_{lm} \approx 10^{-5}$). Os coeficientes p_{qrlm} sintetizam as características do efeito acústo-óptico para um meio específico.

Meios opticamente anisotrópicos, como os cristais, exibem muitos fenômenos ópticos peculiares. Entre eles, o efeito acústo-óptico, o que os qualifica como adequados para fabricação do guia de onda acústo-óptico. As propriedades ópticas dos meios anisotrópicos dependem da direção de propagação e do estado de polarização das ondas de luz, tendo em vista a diferença entre seus índices de refração principais (n_x, n_y, n_z). O mesmo não acontece com meios isotrópicos, onde $n_x = n_y = n_z$. Em meios anisotrópicos, quando todos os três índices principais (n_x, n_y, n_z) são diferentes, o cristal possui dois eixos ópticos, sendo chamado de biaxial. Em muitos materiais ópticos, ocorre o fato de dois dos índices principais serem iguais. Neste caso o cristal é chamado de uniaxial e possui apenas um eixo óptico. Nestes cristais, o índice de refração que corresponde aos dois elementos iguais no tensor ε

$(\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z)$, recebe o nome de índice ordinário (n_o), enquanto o outro índice, correspondente ao eixo óptico, é chamado de índice extraordinário (n_e). Adicionalmente, se $n_o < n_e$ o cristal é designado de uniaxial positivo e se $n_o > n_e$ diz-se que o cristal é uniaxial negativo (YARIV; YEH, 1984, cap. 4) [11].

Quando η_{qr} e S_{lm} são tensores simétricos, os índices q e r , assim como l e m , podem ser permutados. Desta forma, torna-se mais conveniente usar uma notação com os índices correspondentes contraídos. Com isso é possível abreviar (2.15a), que se torna:

$$\Delta\eta_q = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_q = p_{qr}S_r, \quad (2.15b)$$

em que $q, r = 1, 2, \dots, 6$.

A variação do índice de refração, resultante da presença do campo acústico, tem a configuração elipsoidal em cristais dada por:

$$(\eta_q + p_{qr}S_r)x_qx_r = 1. \quad (2.16)$$

O novo índice de refração elipsoidal é, em geral, diferente, visto que o campo acústico muda as dimensões e a orientação do índice elipsoidal primitivo. Esta mudança depende, naturalmente do campo acústico aplicado e dos coeficientes p_{qr} . É importante ressaltar que apenas a disposição matricial, e não a magnitude dos coeficientes p_{qr} , pode ser derivada das características de simetria do meio.

Existem tabelas que ilustram, separadamente, a disposição e a magnitude dos coeficientes p_{qr} para diversos cristais (YARIV; YEH, 1984, cap. 9) [12]. Nestas tabelas, a simetria determina quais dos 36 coeficientes matriz 6×6 são zeros, assim como a relação que pode existir entre os coeficientes matriciais que não são nulos.

2.4 Solução de Modos Acoplados para um AOTF

O AOTF é um dos dispositivos ópticos baseados na interação acústo-óptica, descrita na Seção anterior. Nesta Seção, será formulado o modelo teórico para um AOTF linear. Isto será alcançado desenvolvendo-se a teoria de modos acoplados, como solução das equações de Maxwell, para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica.

Inicialmente assume-se uma onda acústica planar com frequência angular $\Omega = 2\pi f_a$ de extensão infinita, propagando-se na direção z (vetor de onda \mathbf{K}). Consequentemente, difrações

de ordens mais altas são desprezadas e, de acordo com o princípio da conservação da energia, apenas duas ondas serão acopladas pelo som: a onda incidente na frequência angular ω_I e a onda que sofre difração em $\omega_2 = \omega_I + \Omega$ ou $\omega_2 = \omega_I - \Omega$, dependendo da direção de propagação do som em relação à onda óptica incidente. Nestas condições, de acordo com o efeito fotoelástico, a equação (2.15b) pode ser escrita como (HEISMANN; ULRICH, 1982) [13]:

$$\Delta\eta_q = \Delta \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \right)_q = p_{qr} S_r \cos(\Omega t - Kz). \quad (2.17)$$

Esta modulação no tensor de impermeabilidade $\Delta\eta_q$ corresponde a uma modulação do tensor dielétrico, representado, agora, por:

$$\Delta\varepsilon(z, t) = 2\varepsilon_I \cos(\Omega t - Kz) \equiv \Delta\varepsilon \cos(\Omega t - Kz). \quad (2.18)$$

O fator dois na equação (2.18) aparece apenas para tornar mais conveniente a seguinte transformação:

$$\Delta\varepsilon(z, t) = \varepsilon_I \left\{ \exp[i(\Omega t - Kz)] + \exp[-i(\Omega t - Kz)] \right\}, \quad (2.19)$$

em que ε_I é a primeira (e única) componente de Fourier da perturbação dielétrica $\Delta\varepsilon$, como em (2.14). Igualmente, ε_I também é um tensor dado por:

$$\varepsilon_I = \frac{-\varepsilon(pS)\varepsilon}{2\varepsilon_0}, \quad (2.20)$$

onde pS é uma matriz 3×3 com elementos $p_{qr}S_q$ e ε o tensor dielétrico para o meio considerado. Em cristais, as magnitudes das componentes do tensor dielétrico dependem da escolha adequada dos eixos x , y e z relativamente a estrutura do cristal, de forma que é sempre possível escolher x , y e z para que se tenham as componentes de ε (ε_x , ε_y , ε_z) dispostas em uma matriz diagonal 3×3 (YARIV; YEH, 1984, cap. 4) [11].

Considerando a teoria geral para meios periódicos (SNYDER; LOVE, 1991, cap. 27) [14], (SYMS; COZENS, 1992, cap. 10) [15], (YARIV; YEH, 1984) [16] e sob as condições expostas anteriormente, é possível afirmar que (2.18) acoplará os dois modos confinados no AOTF. A equação que descreve a propagação do campo elétrico total dos dois modos acoplados, onda incidente e onda difratada, é dada por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp[i(\omega_I t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})]. \quad (2.21)$$

Nesta equação, o índice 1 faz referência à luz incidente e o índice 2 a luz difratada. Desta forma, \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 são os vetores de onda; \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são os vetores campo elétricos dos modos

propagantes, ω_1 e ω_2 são as respectivas frequências angulares, \mathbf{r} é vetor que determina a posição espacial do campo elétrico e a_1 e a_2 são as amplitudes dos modos. Na presença da perturbação dielétrica (2.18), ambas as amplitudes são funções da posição espacial. A dependência temporal das amplitudes é desprezada, visto que as frequências acústicas de interesse estão abaixo de 10^{10} Hz, enquanto que as frequências ópticas geralmente estão acima de 10^{13} Hz, o que implica em uma perturbação dielétrica praticamente estacionária.

Na Figura 2.3, tem-se o plano de incidência (plano xz) formado pelo par de vetores de onda (\mathbf{k}_1 , \mathbf{K}). Pela lei de conservação do momento, \mathbf{k}_2 deve estar neste mesmo plano. É por isso que o campo elétrico total pode ser escrito como uma superposição dos dois modos confinados, agora na seguinte forma:

$$\mathbf{E} = a_1 \mathbf{E}_1 \exp[i(\omega_1 t - \alpha_1 x - \beta_1 z)] + a_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_2 t - \alpha_2 x - \beta_2 z)]. \quad (2.22)$$

Acima β_1 e β_2 são as componentes z dos vetores de onda \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 , respectivamente, e α_1 e α_2 são as componentes destes vetores na direção x (paralelas às frentes de onda acústica). Para o problema bidimensional, as amplitudes a_1 e a_2 são funções de ambos x e z . Entretanto, existem muitos casos mais simples nos quais a configuração da interação acústo-óptica requer que as amplitudes dos modos tenham uma dependência apenas de x ou z . Com base, nisto a interação acústo-óptica pode ser dividida nas duas configurações da Figura 2.3.

Para baixas frequências acústicas, deve-se utilizar a configuração da Figura 2.3 (a), que corresponde a um ângulo de difração (Bragg) relativamente pequeno, ficando as amplitudes dos modos a_1 e a_2 em função apenas de x . De modo análogo, mas para altas frequências acústicas, a configuração da Figura 2.3 (b) representa o esquema para um ângulo θ suficientemente grande, de modo que a_1 e a_2 estão em função apenas de z .

Em ambos os casos, considerando-se que o meio é eletricamente neutro e não condutor (não existem cargas livres ou densidade de corrente) e não tem magnetização macroscópica (meio sem dipolos magnéticos microscópicos), o campo elétrico deve satisfazer a equação de onda, deduzida das equações de Maxwell,

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon_0 \mathbf{E} = -\omega^2 \mu \Delta \varepsilon \mathbf{E}. \quad (2.23)$$

Como foi exposto em (2.13), ε_0 representa a parte não perturbada do tensor dielétrico do meio, ou seja, na ausência da onda acústica, e $\Delta \varepsilon$ é a perturbação, agora representada por (2.18). Naturalmente, quando $\Delta \varepsilon = 0$, qualquer modo será, individualmente, uma solução de (2.23) e as amplitudes dos modos não dependerão de x ou z .

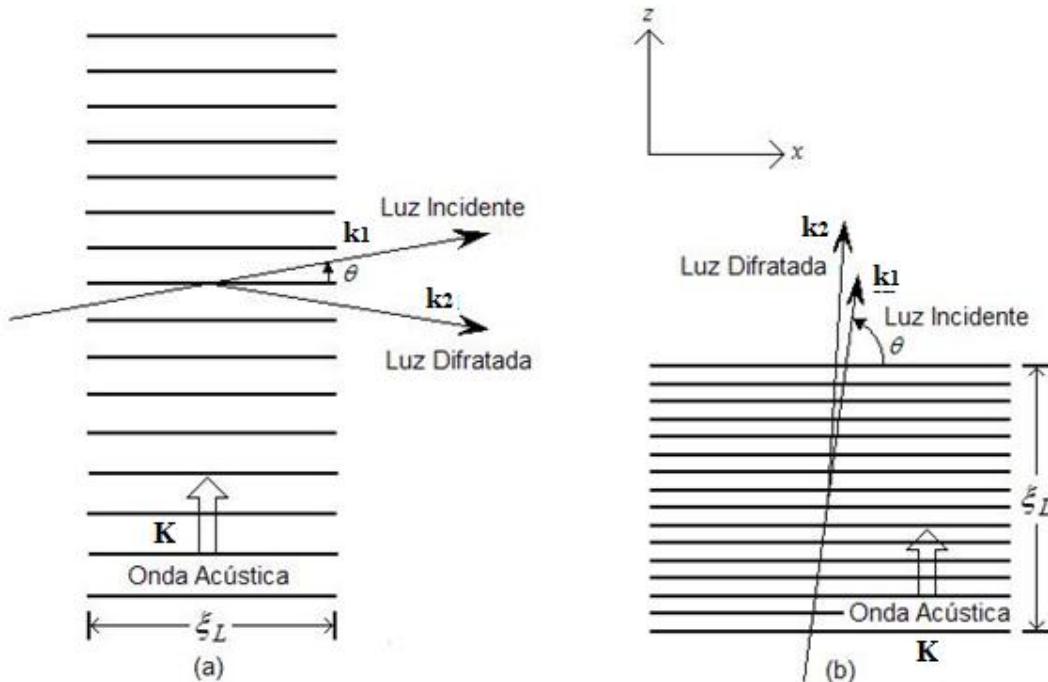
Substituindo um modo individual (\mathbf{E}_1 ou \mathbf{E}_2) em (2.23), com $\Delta\varepsilon = 0$ e realizando as derivadas segundas (do operador escalar ∇^2) com respeito à x e z , tem-se que

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha_m^2 - \beta_m^2 + \mu\omega^2\varepsilon_0 \right) a_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] = 0, \quad (2.24)$$

onde $m = 1$ ou 2 . Entretanto, quando $\Delta\varepsilon \neq 0$, faz-se a substituição de (2.22) em (2.23) para se obter a forma geral:

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \mu\omega_m^2\varepsilon_0 \right) a_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\ & = - \sum_{j=1,2} \mu\omega_j^2 \Delta\varepsilon a_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)]. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Figura 2.3 – Dois tipos de configurações comuns em uma interação acústo-óptica: (a) Ângulo de incidência θ pequeno; (b) Ângulo de incidência θ grande.



Fonte: Elaborada pelo autor.

No lado direito de (2.25), atribui-se um índice j diferente, pois corresponde aos termos responsáveis pelas variações nas amplitudes modais, resultantes da troca de energia entre os modos acoplados. Novamente, realizam-se as diferenciações para x e z em (2.25), atentando-se agora para a dependência espacial das amplitudes \mathbf{a}_1 e \mathbf{a}_2 . Após considerar a solução para um modo individual (2.24) em (2.25), tem-se que:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2i\beta_m \frac{\partial}{\partial z} - 2i\alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\
& = - \sum_{j=1,2} \mu \omega_j^2 \Delta \varepsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)].
\end{aligned} \tag{2.26}$$

De posse da equação acima, é possível fazer uma primeira simplificação. As derivadas segundas podem ser desprezadas, visto que a perturbação acústo-óptica é normalmente muito pequena ($\Delta \varepsilon / \varepsilon_0 \approx 10^{-5}$) (YARIV; YEH, 1984, cap. 9) [12], de maneira que a variação das amplitudes dos modos torna-se lenta, satisfazendo a condição de aproximação parabólica dada por Yariv e Yeh (1984, cap. 4) [11]. Isto implica que em (2.26) podendo ser expressa apenas por derivadas de primeira ordem. Diante disto, obtemos:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1,2} \left(2i\beta_m \frac{\partial}{\partial z} + 2i\alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\
& = \sum_{j=1,2} \mu \omega_j^2 \Delta \varepsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)].
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Tratando-se apenas de diferenciais de primeira ordem, ainda é difícil resolver o problema bidimensional (2.27) em x e z . Entretanto, o estudo do AOTF neste trabalho está baseado na configuração da Figura 2.3 (b). Neste tipo de configuração, a análise da propagação dos modos acoplados é relativamente mais simples, pois o meio torna-se homogêneo nas direções x e y e, como foi comentado antes, a_1 e a_2 serão funções apenas de z .

Alguns comportamentos da difração da luz pela onda sonora podem ser deduzidos se levarmos em conta a natureza dual partícula-onda da luz e da onda sonora. De acordo com isto, a luz incidente e a onda acústica podem ser consideradas como um conjunto de partículas chamadas fôtons e fônon, respectivamente. A difração da luz pelo som pode ser descrita como a soma de cada colisão entre partículas fôtons e fônon, resultando na destruição de um fôton incidente em ω_1 e um fônon em Ω e a simultânea criação de um novo fôton em $\omega_2 = \omega_1 + \Omega$, ou a destruição de um fôton incidente em ω_1 e a simultânea criação de um novo fônon em Ω e um novo fôton em $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$. Ou seja, como já foi colocado antes, a luz difratada é deslocada por uma quantidade igual à frequência do som (YARIV; YEH, 1984, cap. 4) [11], (YARIV; YEH, 1984, cap. 9) [12]. Desta forma, para satisfazer as condições de contorno e a lei de conservação do momento, as componentes dos vetores de onda, transversais à direção de propagação da onda acústica permanecem constantes ($\alpha_1 = \alpha_2$), e, desde que as frequências acústicas de interesse são, em geral, muito menores em relação às frequências ópticas, obtém-se, da lei de conservação da energia, a aproximação $\omega_2 \approx \omega_1 = \omega$. Com isso, podem-se fazer as devidas modificações em (2.27) para se obter:

$$\sum_{m=1,2} 2i\beta_m \frac{d\mathbf{a}_m}{dz} \mathbf{E}_m \exp(-i\beta_m z) = \mu\omega^2 \sum_{j=1,2} \Delta\epsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp(-i\beta_j z). \quad (2.28)$$

Atribuindo agora os valores de m e j dos somatórios do lado direito e esquerdo de (2.28) aos seus respectivos termos, tem-se:

$$\begin{aligned} & 2i\beta_1 \frac{d\mathbf{a}_1}{dz} \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta_1 z) + 2i\beta_2 \frac{d\mathbf{a}_2}{dz} \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta_2 z) \\ & = \mu\omega^2 [\Delta\epsilon \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta_1 z) + \Delta\epsilon \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta_2 z)]. \end{aligned} \quad (2.29)$$

A equação (2.29) constitui um par de equações diferenciais lineares acopladas, mas ainda não representa a forma utilizável para o estudo do AOTF neste trabalho, pois, apesar de descrever as variações das amplitudes dos modos com respeito somente à distância z , há a necessidade de se remover qualquer dependência espacial e temporal em relação à polarização transversal dos vetores \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 e a perturbação $\Delta\epsilon$, de (2.18).

Em seguida, integra-se ao longo da seção transversal (x, y) e sobre todo o tempo t . Após se considerar (2.19) e os termos relevantes das integrais do produto interno, chega-se a (YARIV; YEH, 1984, cap. 6) [9]:

$$2i\beta_1 \frac{d\mathbf{a}_1}{dz} \langle \mathbf{E}_1^*, \mathbf{E}_1 \rangle = \mu\omega^2 \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z] \langle \mathbf{E}_1^*, \epsilon_1 \mathbf{E}_2 \rangle. \quad (2.30a)$$

Repete-se o processo acima de forma análoga para $j = 2$. O resultado é uma equação ligeiramente modificada:

$$2i\beta_2 \frac{d\mathbf{a}_2}{dz} \langle \mathbf{E}_2^*, \mathbf{E}_2 \rangle = \mu\omega^2 \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp[-i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z] \langle \mathbf{E}_2^*, \epsilon_2 \mathbf{E}_1 \rangle. \quad (2.30b)$$

Nas equações acima, a notação do produto interno é usada para representar as integrais que surgem, cujas formas são dadas por:

$$\langle \mathbf{E}_m^*, \mathbf{E}_m \rangle = \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \mathbf{E}_m dx dy \quad (2.31a)$$

e

$$\langle \mathbf{E}_m^*, \epsilon_1 \mathbf{E}_m \rangle = \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \epsilon_1 \mathbf{E}_j dx dy \quad (2.31b)$$

em que $m \neq j$.

De maneira que cada modo represente um fluxo de potência de $1 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ na direção z para um meio isotrópico, os vetores \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são agora normalizados por meio de

$$\mathbf{E}_j = \left(\frac{2\mu\omega}{|\beta_j|} \right)^{\frac{1}{2}} \mathbf{p}_j. \quad (2.32)$$

Esta normalização é consistente com a propriedade da ortogonalidade dos modos normais (YARIV; YEH, 1984, cap. 11) [17]. Em (2.32), \mathbf{p}_j é o vetor unitário que descreve a direção de polarização do modo em questão ($j = 1$ ou 2). Inserindo a normalização (2.32) dentro do produto interno de (2.31), chega-se finalmente as seguintes equações acopladas:

$$\frac{d\mathbf{a}_1}{dz} = -i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12} \mathbf{a}_2 \exp(i\Delta\beta z) \text{ e} \quad (2.33a)$$

$$\frac{d\mathbf{a}_2}{dz} = -i \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{12}^* \mathbf{a}_1 \exp(-i\Delta\beta z). \quad (2.33b)$$

Nas duas equações acima, $\Delta\beta$ e C_{12} são, respectivamente, a diferença de fase longitudinal e a constante de acoplamento entre os dois modos de propagação. Estas são duas das variáveis mais importantes para o estudo AOTF, e são dadas por:

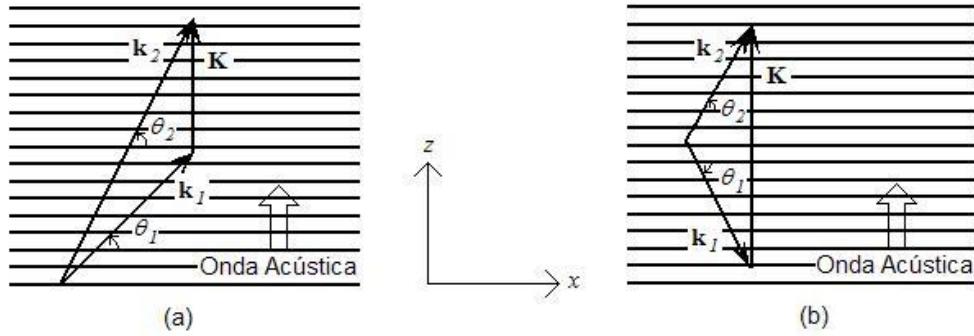
$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm K \text{ e} \quad (2.34)$$

$$C_{12} = \frac{\omega^2 \mu}{2\sqrt{|\beta_1 \beta_2|}} \mathbf{p}_1^* \cdot \mathbf{e}_1 \mathbf{p}_2. \quad (2.35)$$

De acordo com a Figura 2.4, o sinal de K em (2.34) é determinado pela condição estabelecida na colisão entre as partículas da onda acústica e o sinal óptico incidente. Ou seja, se o fônon é absorvido ($\omega_2 = \omega_1 + \Omega$), as componentes z de \mathbf{K} e \mathbf{k}_1 são diferentes em sinal, ou sentido de propagação, então se usa o sinal de menos ($-$) para K . Contrariamente, quando o fônon é emitido ($\omega_2 = \omega_1 - \Omega$), as componentes z de \mathbf{K} e \mathbf{k}_1 tem o mesmo sinal, ou sentido de propagação, portanto, neste caso, usa-se o sinal de mais ($+$) para K . Analogamente, a natureza do acoplamento entre a luz incidente e difratada depende da relação entre os sinais das componentes z de \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 . Com base nisto, a configuração da Figura 2.3 (b) pode ser dividida em duas categorias: acoplamento contradirecional e codirecional. Estas duas categorias estão bem ilustradas na Figura 2.4. Na categoria de acoplamento contradirecional as duas ondas, difratada (\mathbf{a}_2) e incidente (\mathbf{a}_1), estão propagando-se em sentidos opostos, de modo que $\beta_1 \beta_2 < 0$ sempre.

Geralmente um AOTF utiliza acoplamento codirecional, pois em um acoplamento contradirecional as frequências acústicas requeridas são excessivamente altas, o que impossibilita sua propagação em muitos sólidos.

Figura 2.4 – Categoria de acoplamento possível entre a luz incidente e a difratada: (a) acoplamento codirecional ($\beta_1\beta_2 > 0$). (b) acoplamento contradirecional ($\beta_1\beta_2 < 0$).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Nesta categoria de acoplamento, as duas ondas, difratada (\mathbf{a}_2) e incidente (\mathbf{a}_1), estão propagando-se no mesmo sentido ($+z$ ou $-z$), de modo que $\beta_1\beta_2 > 0$ sempre. De (2.33), as características de propagação das duas ondas na direção $+z$ são descritas, agora, por:

$$\frac{d\mathbf{a}_1}{dz} = -iC_{12}\mathbf{a}_2 \exp(i\Delta\beta z) \text{ e} \quad (2.36a)$$

$$\frac{d\mathbf{a}_2}{dz} = -iC_{12}^*\mathbf{a}_1 \exp(-i\Delta\beta z). \quad (2.36b)$$

As equações acopladas (2.36) expressam o modelo teórico matemático para um AOTF linear e ideal, mas ainda não representam o estágio final do procedimento. Para expressar e analisar o problema, em termos de equações diferenciais, de uma forma numérica computacional mais consistente, faz-se uso de uma simples manipulação algébrica $[\mathbf{a}_1 = A_1 \exp(i\Delta\beta z/2) \text{ e } \mathbf{a}_2 = A_2 \exp(-i\Delta\beta z/2)]$ com o objetivo de omitir os termos exponenciais. Realizando isto, torna-se possível escrever (2.36) como:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_{12}A_2 - \frac{i\Delta\beta}{2}A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 \text{ e} \quad (2.37a)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_{12}^*A_1 + \frac{i\Delta\beta}{2}A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2. \quad (2.37b)$$

A substituição $\kappa_{12} = C_{12}$ foi feita apenas para melhor ilustrar a equação. O termo $\alpha/2$ é adicionado às equações acima com o intuito de representar as perdas em um AOTF não ideal. Para isto, é utilizada a definição geral da variação de potência em um meio com perdas: $dP/dz = -\alpha P$, em que α é o coeficiente de atenuação, podendo incluir não somente a absorção do meio (perdas intrínsecas e extrínsecas), mas também outras fontes de atenuação

de potência, como o espalhamento Rayleigh. O seu valor em dB/(unidade de comprimento do dispositivo - ξ_L) é representado por

$$\alpha_{dB} = \frac{-10}{\xi_L} \text{Log}_{10} \left(\frac{P_{saída}}{P_{entrada}} \right) = 4,343\alpha. \quad (2.38)$$

Neste momento, uma nova representação para a constante de acoplamento pode ser obtida, considerando-se o ângulo θ_j (Figura 2.4) entre o vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2) e as frentes de onda acústica. Substituindo (2.20) em (2.35), obtém-se (YARIV; YEH, 1984, cap. 6) [9]:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \mathbf{p}_1^* \cdot \varepsilon(pS) \varepsilon \mathbf{p}_2}{4c\varepsilon_0 |n_1 n_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2|^{1/2}}. \quad (2.39)$$

Os índices de refração n_1 e n_2 estão associados com a onda incidente e difratada, respectivamente, \mathbf{p}_1 e \mathbf{p}_2 representam os estados de polarização, c é velocidade da luz no vácuo (3×10^8 m/s) e S é o tensor acústico. Como um exemplo, quando a onda incidente no AOTF está polarizada ao longo do eixo y do cristal, e este é definido como o eixo óptico, o vetor unitário $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_y$ representará o estado de polarização de \mathbf{E} para a luz incidente e $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_x$ corresponderá ao estado de polarização de \mathbf{E} para a luz difratada (ortogonal), quando a direção de propagação for à mesma de \mathbf{p}_z (ao longo do eixo z). Os vetores unitários \mathbf{p}_x , \mathbf{p}_y e \mathbf{p}_z estão nos eixos x , y e z , respectivamente.

2.5 Características de Transmissão de um AOTF

Nesta seção, será feita uma análise das características gerais de transmissão de um AOTF linear, baseando-se na solução analítica para as equações de modos acoplados.

Integrando de 0 a z (2.36), obtém-se a solução analítica geral para as amplitudes dos modos a_1 e a_2 , em função dos parâmetros z , $\Delta\beta$, κ_{12} e das condições de contorno iniciais $a_1(0)$ e $a_2(0)$ (YARIV; YEH, 1984, cap. 6) [9]. Esta solução é dada por:

$$\mathbf{a}_1(z) = \exp(i\Delta\beta z/2) \left\{ \left[\cos(sz) - i \frac{\Delta\beta}{2s} \sin(sz) \right] \mathbf{a}_1(0) - i \frac{\kappa_{12}}{s} \sin(sz) \mathbf{a}_2(0) \right\} \quad (2.40a)$$

$$\mathbf{a}_2(z) = \exp(-i\Delta\beta z/2) \left\{ \left[\cos(sz) + i \frac{\Delta\beta}{2s} \sin(sz) \right] \mathbf{a}_2(0) - i \frac{\kappa_{12}^*}{s} \sin(sz) \mathbf{a}_1(0) \right\}. \quad (2.40b)$$

Em (2.40a) e (2.40b) a variável s é definida como:

$$s^2 = \kappa_{12}\kappa_{12}^* + (\Delta\beta/2)^2 = |\kappa_{12}|^2 + (\Delta\beta/2)^2. \quad (2.41)$$

De (2.40a) e (2.40b), com $\kappa = |\kappa_{12}|$, pode ser mostrado que a fração de potência transferida de $\mathbf{a}_1(z)$ para $\mathbf{a}_2(z)$ em uma distância $z = \xi_L$ é dada pela seguinte equação de transmissão para o AOTF linear (YARIV; YEH, 1984, cap. 10) [10]:

$$T = \frac{|\mathbf{a}_2(\xi_L)|^2}{|\mathbf{a}_1(0)|^2} = \frac{|A_2(\xi_L)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{\text{sen}^2 \left[\kappa \xi_L \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\kappa} \right)^2} \right]}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\kappa} \right)^2}. \quad (2.42)$$

Observando-se a equação (2.42), nota-se que a fração de potência transferida torna-se muito pequena quando $\Delta\beta \gg \kappa$ e que a máxima transferência é possível apenas quando $\Delta\beta = 0$ (condição de casamento de fase ou condição de Bragg). Embora esta condição seja necessária, não é suficiente para que $T_{pico} = 1$, visto que, o argumento da função seno em (2.42) deve ser igual a $\pi/2$ rad. Isto implica em uma segunda condição para a máxima eficiência na conversão de potência entre os modos, dada por $\kappa \xi_L = \pi/2$ rad.

Uma forte interação acústo-óptica ocorre apenas quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Se a luz incidente contém muitas componentes espetrais, somente uma deve satisfazer a esta condição em uma dada frequência acústica. Em outras palavras, somente uma componente espectral será difratada (transmitida), de acordo com uma determinada frequência acústica. Portanto, variando-se a frequência acústica, a frequência (ou comprimento de onda λ_c) do espetro de luz que vai ser transmitida pode ser variada também. Isto pode ser mais bem ilustrado considerando as magnitudes de todas as componentes dos vetores de onda na direção $+z$ (fônico emitido) em (2.34), com $\Delta\beta = 0$, ou seja,

$$\frac{f_c}{c} |n_2 \text{sen} \theta_2 - n_1 \text{sen} \theta_1| = \frac{f_a}{v_a} \quad (2.43)$$

Note que f_a é a frequência acústica, v_a é a velocidade da onda acústica no meio e $f_c = c/\lambda_c$ é a frequência óptica central, selecionada pelo filtro e determinada por f_a . Isto implica em uma relação de proporcionalidade entre a frequência acústica e a frequência óptica e explica, matematicamente, porque o AOTF é um dispositivo seletivo em frequência (sintonizável).

Com a substituição da condição $\kappa \xi_L = \pi/2$ rad em (2.42), pode-se afirmar que o primeiro ponto onde $T = 0$ implica em $\Delta\beta \xi_L \cong \pm 1,73\pi$ rad e que a eficiência de conversão do dispositivo cai para 50% $T = 0,5$ quando $\Delta\beta \xi_L \cong \pm 0,80\pi$ rad. Portanto, de acordo com (2.34) e (2.43), é possível mostrar que a largura de banda total da curva de transmissão do AOTF

quando $T = 0,5$ (FWHM, do inglês *Full Width Half Maximum*) (YARIV; YEH, 1984, cap. 10) [10], em uma interação colinear ($\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$), é dada por:

$$\Delta f_{AOTF} = 2(f_d - f_c) = \frac{0,8c}{|\Delta n| \xi_L}. \quad (2.44)$$

Na equação acima, f_d é a frequência correspondente a um desvio em relação a frequência de atuação do filtro, ou condição de Bragg. Neste caso, até o ponto em que $T = 0,5$, onde $f_d > f_c$ e $\Delta \beta \xi_L \approx 0,80\pi$ rad. Neste momento é importante ressaltar que a frequência óptica de atuação do filtro (f_c) pode ser estabelecida como a própria frequência óptica central do pulso de entrada $f_o = c/\lambda_o$. De (2.44), é fácil verificar que a banda passante do filtro é inversamente proporcional ao comprimento da interação acústo-óptica ξ_L e a diferença entre os índices de refração associadas às ondas incidente e difratada, ou seja, $\Delta n = n_1 - n_2$. Em termos de valor absoluto esta diferença pode ser chamada de birrefringência óptica do meio, a qual é definida pela diferença entre o índice extraordinário e ordinário do material, ou seja, $n_e - n_o$. Para que a birrefringência corresponda a Δn , em magnitude e sinal, necessita-se que a onda incidente esteja polarizada adequadamente em relação aos eixos do cristal. Como um exemplo, isto pode acontecer quando a onda incidente está polarizada ao longo eixo óptico do cristal (onda extraordinária), de forma que $n_1 = n_e$. Como resultado, a onda difratada aparecerá polarizada ao longo do eixo perpendicular à direção de propagação e ao eixo óptico do cristal (onda ordinária), de forma que $n_2 = n_o$. Quando a onda incidente é ordinária, apenas o sinal de Δn é invertido em relação à birrefringência. Neste último caso, a onda difratada, agora extraordinária, em geral, não aparece mais polarizada perpendicularmente à direção de propagação.

O filtro acústo-óptico sintonizável pode ser utilizado como um dispositivo conversor de polarização $TE \rightarrow TM$, ou vice versa. Nos modos transversais elétricos (TE), o campo elétrico é restrito ao plano transversal ou normal a direção de propagação. Nos modos transversais magnéticos (TM), o campo magnético é restrito ao plano transversal ou normal à direção de propagação. De uma forma geral, todos os modos TE e TM são mutuamente ortogonais e suas propriedades de ortonormalidade foram consideradas para se chegar a (2.32). Portanto, se a direção de propagação é o eixo z , conforme o desenvolvimento da teoria para o AOTF, as únicas componentes de campo elétrico e magnético possíveis dentro do guia são TE $(E_x, E_y, H_x, H_y, H_z)$ e TM $(E_x, E_y, E_z, H_x, H_y)$. Resumidamente, as componentes do campo elétrico e magnético presentes, assim como suas características de propagação, numa

determinada aplicação do AOTF, dependem do estado de polarização da luz incidente, principalmente em relação ao eixo de simetria, ou eixo óptico, do cristal.

Uma interessante propriedade do AOTF é o deslocamento em frequência que acompanha a conversão de polarização. Como foi comentado antes, o deslocamento em frequência para onda difratada pode ser positivo ($\omega_2 = \omega_1 + \Omega$) ou negativo ($\omega_2 = \omega_1 - \Omega$), dependendo do sentido relativo de propagação das ondas acústica e óptica incidente. Naturalmente, o tipo de conversão ($TE \rightarrow TM$ ou $TM \rightarrow TE$) é mais um fator determinante para o deslocamento em frequência sofrido pela onda difratada. Para conversão $TE \rightarrow TM$, o deslocamento em frequência é positivo quando as ondas acústica e óptica incidente estão propagando-se no mesmo sentido, e negativo, quando estão propagando-se em sentidos opostos. Para conversão $TM \rightarrow TE$, ocorre o contrário, ondas acústica e óptica incidente copropagantes significam deslocamento em frequência negativo e contra propagantes deslocamento em frequência positivo (YARIV; YEH, 1984, cap. 9) [12].

Figura 2.5 – Esquema de um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) dependente da polarização da luz de entrada.



Fonte: Elaborada pelo autor.

O esquema de um AOTF é mostrado na Figura 2.5. Ele consiste de um guia de onda acústo-óptico suportando apenas os modos TE e TM de ordem mais baixa, isto é, existem apenas dois modos confinados no guia, TE_1 e TM_1 . Isto pois, à medida em que a ordem do modo aumenta, a constante de propagação correspondente torna-se menor. Por outro lado, a constante de atenuação cresce significativamente. Consequentemente, a perda de energia aumenta e o confinamento no guia diminui consideravelmente para qualquer modo de ordem mais alta. A rádio frequência (RF) aplicada ao transdutor (SAW) excita a onda acústica no meio material (AOTF), determinando o comprimento de onda que vai ser transmitido. Dentro do meio, o campo acústico age no campo óptico na região de interação, convertendo a

polarização TE_1 para TM_1 , ou vice versa, via efeito fotoelástico. O nível da amplitude de RF aplicada ao transdutor permite ajustar o nível da intensidade da luz transmitida (convertida). Geradores, amplificadores e moduladores de rádio frequência (RF) podem ser utilizados, de forma que as características da tensão elétrica alternada sejam ajustadas antes da aplicação ao transdutor (SAW). Como resultado, a intensidade e a frequência da onda acústica desejada podem ser estabelecidas. Se a energia da luz de entrada é polarizada em uma faixa estreita (TE_1) em torno da frequência escolhida, uma pequena parte será convertida para o modo (TM_1), enquanto o resto da energia permanece no modo TE_1 (MIDWINTER, 1993) [18], (RAMASWAMI; SIVARAJAN, 1999, cap. 3) [19]. O polarizador de saída serve para separar os dois modos e pode ser externo ao dispositivo ou integrado ao cristal.

2.6 Curvas de Transmissão e Considerações Práticas

Nesta seção serão mostrados os resultados numéricos computacionais para as curvas de transmissão de um AOTF linear e ideal em função dos seus parâmetros: comprimento ξ_L , constante de acoplamento κ e descasamento de fase $\Delta\beta$.

Para chegar a estas curvas, deve-se tratar o AOTF operando sob a ação de uma onda óptica contínua no tempo (CW) nas frequências em torno da frequência de atuação do AOTF. A equação analítica correspondente descrevendo o coeficiente de transmissão (2.42), pode ser derivada de (2.40), utilizando-se as condições de contorno $a_1(0) = 1$ (constante) e $a_2(0) = 0$. Para simplificar o estudo, neste capítulo desconsiderou-se o efeito da perda ($\alpha = 0$) no dispositivo. Nos Capítulos 5 e 6, os resultados decorrentes da análise numérica são obtidos utilizando-se o método numérico Runge Kutta de Quarta Ordem (MCCORMICK; SALVADORI, 1971, cap. 7) [20], com 4096 pontos em uma janela temporal de 100 ps. Para a resolução das equações diferenciais acopladas (2.37), com as condições iniciais $A_{ITE_1}(0, t) = 1$ e $A_{2TM_1}(0, t) = 0$, a aplicação do método torna-se direta, pois, de qualquer forma, trata-se de uma equação diferencial ordinária. Entretanto, para resolver sistemas de equações diferenciais parciais com este método numérico, tendo o tempo como segunda variável, é necessário transformar todos os operadores diferenciais $\partial/\partial t$ em $i\omega$, onde ω é a frequência no domínio de Fourier. Como ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo da transformada rápida de Fourier (FFT) torna a avaliação numérica dos termos, com variação

parcial no tempo direto e relativamente rápido. Esta transformação será aplicada, para simplificar o estudo numérico computacional das equações não lineares nos Capítulos 5 e 6.

A Figura 2.6 mostra a eficiência de conversão entre os modos em função de $\Delta\beta\xi_L$ tendo como parâmetro $\kappa\xi_L$. Nesta figura pode-se comprovar que $\kappa\xi_L = \pi/2$ corresponde à condição de máxima conversão possível entre os modos TE₁ e TM₁. Fixando o produto $\kappa\xi_L$ nas curvas de transmissão de um AOTF, o produto $\Delta\beta\xi_L$ é fixado constante para o mesmo T . A intensidade acústica I_a requerida para condição de máxima conversão ($\kappa\xi_L = \pi/2$) de potência é determinada através de (MCCORMICK; SALVADORI, 1971, cap. 7) [20]:

$$I_a = \frac{\lambda_o^2}{2M_{AO}\xi_L^2}. \quad (2.45)$$

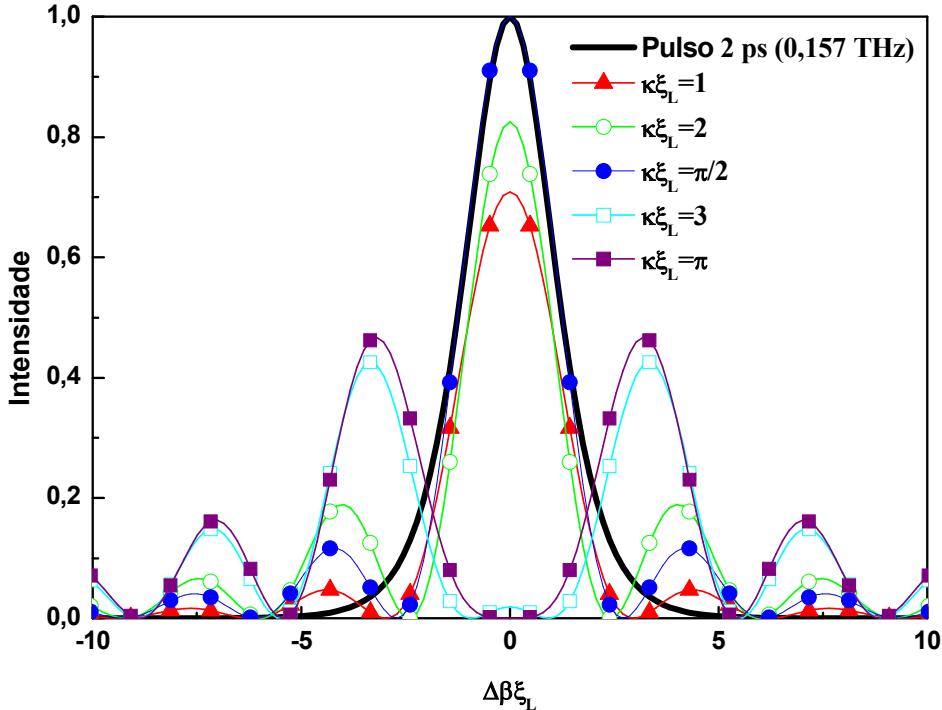
Em (2.45), M_{AO} é a figura de mérito acústo-óptica. Veremos que seu valor depende do tipo de material utilizado na construção do AOTF. Se a intensidade acústica é menor que a obtida em (2.45), a transmissão de pico é modificada, de acordo com (2.42), para:

$$T = \operatorname{sen}^2\left(\frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\xi_L}{\lambda_o} \sqrt{M_{AO} I_a}\right). \quad (2.46)$$

A intensidade acústica I_a é proporcional à potência elétrica aplicada ao transdutor. Existe, naturalmente, na interface entre o cristal e o transdutor, uma perda na conversão de potência elétrica em acústica, o que implica no aquecimento do cristal. Como resultado disto, torna-se difícil de alcançar 100 % de conversão entre os modos TE₁ e TM₁ em um AOTF operando sob estas circunstâncias, provocando certo alargamento na sua largura de banda. A variação do parâmetro $\kappa\xi_L$ pode refletir muito bem este comportamento observado em um AOTF experimental. Na Figura 2.6, o desvio no valor de $\kappa\xi_L$, a partir da condição de máxima transmissão de pico, resulta em uma correspondente variação na banda e intensidade da curva de transmissão do filtro.

Para fazer as considerações necessárias entre a largura de banda do filtro e a largura de banda de um pulso ultracurto $[\Delta t_I = 2 \text{ ps} \quad (1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}) \Rightarrow \Delta f_I = 0,157 \text{ THz} \quad (1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz})]$ no ponto de metade da máxima intensidade (FWHM), fez-se um estudo da transmissão T do AOTF em função do seu comprimento ξ_L e do desvio de sua frequência de atuação f_c . Logo, é possível encontrar valor $\kappa\xi_L$ para máxima eficiência do filtro.

Figura 2.6 – Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para diferentes valores do produto $\kappa\xi_L$.



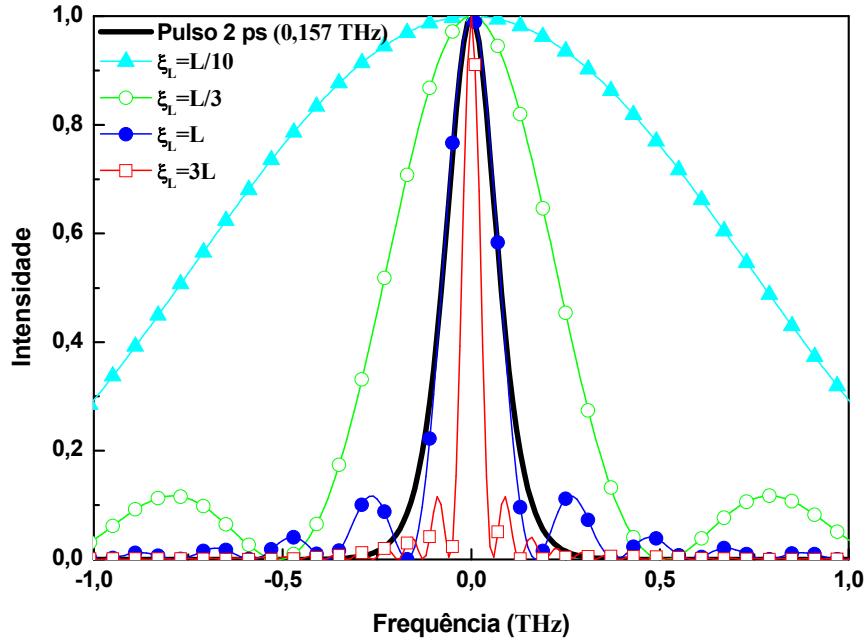
Fonte: Elaborada pelo autor.

Para escolher um filtro operando com $\kappa\xi_L = \pi/2$ rad e tendo como exemplo uma largura de banda total, no ponto de metade da máxima intensidade ($T = 0,5$), igual a de um pulso com largura temporal $\Delta t_I = 2$ ps , necessita-se de um dispositivo com comprimento $\xi_L = 1,53$ mm , de acordo com (2.44), onde foi assumido $\Delta n = 1$ apenas para ilustrar o procedimento proposto.

A Figura 2.7 mostra o espectro do pulso junto com a função de transmissão para quatro comprimentos diferentes do dispositivo. Considera-se o filtro de referência com comprimento $\xi_L = L = 1,53$ mm e os demais com comprimentos $\xi_L = L/10$, $L/3$ e $3L$.

A Figura 2.7 comprova (2.44), ou seja, o acréscimo no comprimento ξ_L corresponde a uma banda passante mais estreita. Entretanto, uma largura de banda muito estreita corresponde a uma velocidade de sintonia ainda menor, pois, essencialmente, a velocidade de sintonia é determinada pelo tempo que a onda acústica gasta para propagar-se em todo o comprimento de interação acústo-óptica ξ_L .

Figura 2.7 – Comparação entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa\xi_L = \pi/2$ rad.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Algumas propriedades importantes determinam a escolha adequada do material a ser utilizado na fabricação do guia de onda do AOTF. O meio deve ser opticamente transparente na região de comprimento de onda de interesse e poderia ser amorfo, mas certos efeitos ocorrem somente em meios cristalinos anisotrópicos. Se a diferença entre os índices de refração correspondentes aos raios extraordinário e ordinário é relativamente grande, é conveniente produzir um dispositivo via interação não colinear. Entretanto, se o material de escolha tem uma birrefringência pequena, um dispositivo com interação colinear é o mais adequado. Materiais com alta densidade e baixas velocidades acústicas resultam em ondas acústicas bem definidas propagando-se através do meio. A figura de mérito acústo-óptica é um termo comum usado para comparar diversos materiais (GOUTZOULIS; PAPE, 1994) [21]. Adaptada para cristais anisotrópicos, a figura de mérito é expressa por:

$$M_{AO} = \frac{n_o^3 n_e^3 p}{\rho_d v^3} \quad (2.47)$$

Em (2.47), p é o coeficiente fotoelástico efetivo e ρ_d é a densidade do material. A figura de mérito é uma reflexão da eficiência do AOTF, visto que a intensidade da radiação

difratada é proporcional a M_{AO} . Portanto, um material com uma maior figura de mérito será mais eficiente. Entretanto, a figura de mérito não é um fator único e definitivo para escolha do material. Outros fatores, como faixa espectral, tipo de aplicação, estado tecnológico e facilidade de produção, podem ser cruciais. A Tabela 2.1 lista as propriedades de alguns materiais comumente utilizados na fabricação de AOTFs [21-24]. Como estes cristais oferecem uma ampla faixa de transmissão, AOTFs são disponíveis com sintonia espectral desde a faixa do ultravioleta (UV), passando pela região do visível (VIS) e quase infravermelho (NIR), até atingir a faixa do infravermelho (mais apropriada para um número maior de aplicações).

Em geral, guias de ondas práticos podem ser fabricados a partir de certo número de materiais inorgânicos, ambos dielétricos ou semicondutores. Estes materiais incluem LiNbO_3 e LiTaO_3 (ALFERNES, 1986) [25], (JACKEL, 1991) [26], além de KNbO_3 , KTP (KTiOP_4), e os cristais cúbicos isotrópicos (centrossimétricos) CdTe , Ge , GaAs , InAs e ZnS . Atualmente, um dos materiais que dominam o mercado eletro-óptico é o LiNbO_3 , o qual é um cristal anisotrópico uniaxial negativo, visto que $n_o > n_e$. O conhecimento dos aspectos fenomenológicos da tecnologia de fabricação de guias em LiNbO_3 é suficiente para confeccionar dispositivos com um desempenho satisfatório (baixas perdas, grandes faixas de transmissão, rápidas velocidades de sintonia, etc.). Um filtro espectral sintonizável eletronicamente e baseado em uma interação acústo-óptica colinear já foi demonstrado por Harris e outros (HARRIS; WALLACE, 1969) [27], (HARRIS; NIEH; WINSLOW, 1969) [28].

Exemplos de AOTFs entre 1,8 cm e 10 cm de comprimento, construídos a base de cristais LiNbO_3 , aparecem com frequência na literatura (YARIV; YEH, 1984, cap. 10) [10], (RAMASWAMI; SIVARAJAN, 1999, cap. 3) [19]. Nesta configuração de dispositivo em uma interação colinear, a difração ocorre através do coeficiente fotoelástico $p_{14} = p_{41} = -0,151$, de modo que a birrefringência é de aproximadamente -0,09 (veja Tabela 2.1). Com $\nu = 6,57 \times 10^3$ m/s, uma sintonia espectral de 380 a 533 THz (0,790 – 0,563 μm) pode ser obtida variando-se a frequência acústica de 750 a 1050 MHz, respectivamente. Especificamente, para selecionar um comprimento de onda óptico de 1,55 μm em um cristal LiNbO_3 de 1,8 cm de comprimento, necessita-se de um comprimento de onda acústica de 17,22 μm o que implica em uma largura de banda, de acordo com a equação (2.45), de 0,148 THz em torno da frequência sintonizada (193,55 THz). O tipo de material e

as condições gerais de operação dos AOTFs serão considerados, de maneira particular, para cada tipo de aplicação estudada nesta Tese.

Tabela 2.1 – Cristais comumente utilizados como guias de onda de AOTFs.

Cristal	Faixa de Transmissão (μm)	Índice de Refração	Velocidade Acústica (m/s)	Figura de Mérito ($10^{-18} \text{ s}^3/\text{kg}$)	<i>Tipo de AOTF</i>
Quartzo	0,12 – 6,5	$n_o = 1,539$ $n_e = 1,548$	5960	1,51	<i>Colinear</i> <i>Não Colinear</i>
LiNbO_3	0,4 – 4,5	$n_o = 2,29$ $n_e = 2,20$	6570	6,95	<i>Colinear</i>
TeO_2	0,35 – 4,5	$n_o = 2,26$ $n_e = 2,41$	616	1200	<i>Não Colinear</i>
Tl_3AsSe_3	1,25 – 17	$n_o = 3,34$ $n_e = 3,15$	2050	628	<i>Colinear</i> <i>Não Colinear</i>
Hg_2Cl_2	0,4 – 20	$n_o = 1,96$ $n_e = 2,62$	347	1060	<i>Não Colinear</i>

Fonte: Elaborada pelo autor.

No próximo capítulo será feito um estudo das características não lineares e dispersivas dos meios materiais. O foco central de interesse é ter uma avaliação prévia do efeito destas características na propagação de pulsos ultracurtos através do AOTF.

2.7 Referências

- [1]. GREEN, Paul E. **Fiber Optic Networks**. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1993.
- [2]. SAPRIEL, J. **Acousto-Optics**. New York: John Wiley & Sons, 1979.
- [3]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [4]. SALEH, Bahaa E. A.; TEICH, Malvin C. **Fundamentals of Photonics**. New York: Wiley Interscience, 1991. cap. 10.
- [5]. ABELES, F. Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films. **Ann. Phys.** Paris, v. 5, p. 596, 1950.

- [6]. ABELES, F. Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films II. **Ann. Phys.**, Paris, v. 5, p. 706, 1950.
- [7]. YEH, P.; YARIV, A.; HONG, C. S. Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory. **J. Opt. Soc. Am.**, [S.I.], v. 67, p. 423–437, 1977.
- [8]. YARIV, A.; YEH, P. II Birefringence, phase matching, and X-ray lasers. **J. Opt. Soc. Am.**, [S.I.], v. 61, p. 438–448, 1977.
- [9]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. cap. 6.
- [10]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. cap. 10.
- [11]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. cap. 4.
- [12]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. cap. 9.
- [13]. HEISMANN, F.; ULRICH, R. Integrated optical single sideband modulator and phase shifter. **IEEE J. Quantum Electron.**, [S.I.], v. QE-18, p. 767–771, 1982.
- [14]. SNYDER, Allan W.; LOVE, John D. **Optical Waveguide Theory**. London: Chapman & Hall, Great Britain, 1991. cap. 27.
- [15]. SYMS, Richard; COZENS, John. **Optical Guided Waves and Devices**. [S.I.]: McGraw-Hill Book Company, 1992. cap. 10.
- [16]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984.
- [17]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals - Propagation and Control of Laser Radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. cap. 11.
- [18]. MIDWINTER, J. E. **Photonics in Switching**. v. II. [S.I.]: Academic Press, 1993.
- [19]. RAMASWAMI, Rajiv; SIVARAJAN, Kumar N. **Optical Networks: A practical perspective**. San Francisco: The Morgan Kaufmann Series in Networking, 1999. cap. 3.
- [20]. MCCORMICK, John M.; SALVADORI, Mário G. **Métodos numéricos em Fortran**. [S.I.]: Editora polígono, 1971. cap. 7.
- [21]. GOUTZOULIS, A. P.; PAPE, D. R. **Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices**. New York: Marcel Dekker, 1994.
- [22]. TRAN, C. D. **Analytical Letters** 33, [S.I.], p. 1711–1732, 2000.
- [23]. TRAN, C. D. **Analytical Chemistry** 64, [S.I.], p. 971A–981A, 1992.

- [24]. XU, J.; STROUD, R. **Acousto-Optic Devices**: Principles, Design and Applications. New York: Wiley-Interscience, 1992.
- [25]. ALFERNES, R. C. Titanium-Diffused Lithium Niobate Waveguide Devices. **Sixth IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics**, [S.I.], p. 1–3, 1986.
- [26]. JACKEL, J. **Integrated Optical Circuits**. SPIE, [S.I.], v. 1583, p. 54, 1991.
- [27]. HARRIS, S. E.; WALLACE, R. W. **J. Opt. Soc. Am**, [S.I.], v. 59, p. 744, 1969.
- [28]. HARRIS, S. E.; NIEH, S. T. K.; WINSLOW, D. K. **Appl. Phys. Lett**, [S.I.], v. 15, p. 325, 1969.

3 PROPAGAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS EM MEIOS MATERIAIS

Antes da invenção do laser (SCHAWLOW; TOWNES, 1958) [1], acreditava-se que todo meio óptico era linear. Com o advento do laser, foi possível examinar o comportamento da luz em meios materiais submetidos a altas intensidades. Desde então, todas as suposições feitas anteriormente sobre a resposta do meio a campos intensos puderam ser analisadas, surgindo uma grande variedade de novos estudos e aplicações dentro da óptica não linear. Com o desenvolvimento de lasers semicondutores de última geração foi possível instalar em redes de transmissão de dados de alta capacidade por fibras ópticas a longas distâncias, implicando numa demanda crescente de componentes ópticos que permitissem a integração aos sistemas atuais, com alta eficiência e baixo custo.

Linearidade ou não linearidade é uma propriedade do meio por onde a luz propaga-se, e não uma propriedade da luz isoladamente, visto que a interação luminosa acontece via meio material. A resposta não linear do meio a campos intensos pode ser caracterizada pelas susceptibilidades de ordem superior, as quais originam vários fenômenos e aplicações interessantes. O efeito dispersivo, devidamente combinado com o efeito não linear, é uma importante característica do meio a ser considerada para se conseguir a estabilidade do pulso propagado. Os efeitos da dispersão por velocidade de grupo (GVD) somado aos efeitos não lineares, causados pela auto modulação de fase (SPM), podem permitir um regime de propagação de sóliton de ordem qualquer (AGRAWAL, 2001) [2]. Um sóliton fundamental é um pulso óptico no qual a não linearidade do meio compensa, de forma exata, sua própria natureza dispersiva. Em fibras ópticas com este regime de propagação de pulsos, a estabilidade pode ser garantida de tal forma que um pulso sóliton fundamental isolado desenvolve uma propagação por grandes distâncias, sem dispersar. Este é um dos motivos que tornam os sólitos veículos atrativos para transmissão de dados na maioria dos sistemas de comunicações ópticas.

No Capítulo anterior foram demonstradas as características de transmissão de um AOTF linear a partir de suas equações acopladas e de uma onda contínua (CW). Neste capítulo serão desenvolvidos os fundamentos teóricos que descrevem a propagação de pulsos solitônicos ultracurtos em meios com resposta dispersiva e não linear. Com isso, obteremos um modelo teórico do AOTF não linear básico.

3.1 Propagação Eletromagnética em Meios Não Lineares

O objetivo desta seção é verificar os efeitos não lineares como resposta do guia de onda não perturbado a campos eletromagnéticos intensos. Todos os possíveis efeitos estão condensados na polarização induzida \mathbf{P} .

Todo fenômeno eletromagnético é descrito pelas equações de Maxwell (AGRAWAL, 1997, cap. 2) [3], sendo necessário fazer as devidas modificações para as adaptar ao tipo de problema que se deseja investigar. No desenvolvimento das equações acopladas para o AOTF linear não foram considerados os possíveis efeitos não lineares que surgem como uma resposta do meio aos campos eletromagnéticos intensos. A permissividade (ou tensor) dielétrica em (2.13) não incluiu os termos que descrevem a polarização do meio devido ao tensor de susceptibilidade elétrica χ . Por outro lado, a presença do termo de perturbação dielétrica pode descrever qualquer desvio na polarização do meio e, consequentemente, caracterizar uma nova polarização devida unicamente a esta perturbação.

Considerando a aproximação de variação lenta do envelope da amplitude do campo elétrico, a equação de onda deduzida das equações de Maxwell que descreve a propagação do vetor de onda de um campo elétrico em um meio dielétrico sem magnetização macroscópica, eletricamente neutro e não condutor é escrita, no Sistema Internacional de Unidades (SI) como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_T}{\partial t^2}. \quad (3.1)$$

Em (3.1), μ_0 é a permeabilidade magnética do espaço livre e a polarização total \mathbf{P}_T , pode ser escrita como a soma:

$$\mathbf{P}_T = \mathbf{P} + \mathbf{P}_P, \quad (3.2)$$

onde \mathbf{P}_P é o desvio de polarização devido à perturbação dielétrica (variação periódica no índice de refração do meio). Para o dispositivo estudado, os efeitos contidos em \mathbf{P}_P foram contabilizados no Capítulo 2 e resultaram na teoria de modos acoplados para o AOTF linear.

A resposta de qualquer dielétrico a um campo óptico torna-se não linear para altas intensidades eletromagnéticas. Em um nível fundamental, a origem da resposta não linear está relacionada ao movimento enarmônico dos elétrons em um meio sob a influência de um forte campo aplicado. Como resultado, a polarização induzida no meio deixa de ser proporcional ao campo elétrico e passa a satisfazer a relação mais geral (SHEN, 1984) [4]:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} + \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \right]. \quad (3.3)$$

A relação que existe entre a polarização \mathbf{P} e o campo elétrico \mathbf{E} em (3.3), é chamada de equação do meio e determina as características intrínsecas do mesmo. Em (3.3), ϵ_0 é a

permissividade do vácuo e $\chi^{(m)}$ ($m = 1, 2, 3\dots$) é o tensor de susceptibilidade elétrica (de ordem m) do meio dielétrico. O símbolo \otimes representa o produto tensorial e gera todos os termos decorrentes do produto das componentes de $\chi^{(m)}$ com as componentes do campo elétrico \mathbf{E} .

A polarização elétrica de um dado meio material deve trazer embutidas todas as propriedades elétricas do meio, assim como a magnetização deve conter as propriedades magnéticas. Estas duas grandezas constituem a resposta do meio aos campos externos. Em geral, a polarização \mathbf{P} pode ser dividida em duas partes, uma linear e outra não linear (SHEN, 1984) [4], de tal forma que:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (3.4a)$$

em que

$$\mathbf{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} \text{ e} \quad (3.4b)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 [\chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots]. \quad (3.4c)$$

Considerando o que foi exposto até aqui, torna-se prático pensar na relação $\mathbf{P} - \mathbf{E}$ como um sistema, com entrada \mathbf{E} e saída ou resposta \mathbf{P} . Com base nesta ideia, pode-se analisar a resposta do sistema fazendo uma combinação das características desejáveis para o meio (SALEH; TEICH, 1991, cap. 5) [5].

Nesta seção o estudo terá como foco apenas os efeitos da não linearidade \mathbf{P}_{NL} do meio na propagação de pulsos ultracurtos. Analogamente, na próxima seção, os efeitos dispersivos, contidos na polarização \mathbf{P}_L , também serão analisados separadamente. É importante ressaltar que os termos de susceptibilidade não possuem dependência temporal, ou seja, o meio material responde instantaneamente em \mathbf{P} a qualquer intensidade do campo aplicado \mathbf{E} . Isto caracteriza um sistema sem memória.

Adicionalmente, mas apenas na próxima seção, será considerada uma relação dinâmica com memória entre a polarização linear \mathbf{P}_L e o campo \mathbf{E} , ao invés de uma relação instantânea. Isto será feito com o objetivo de incluir os efeitos da dispersão por velocidade de grupo (GVD) no pulso propagado, e torna-se essencial para se estabelecer um regime de propagação de sóliton em um meio não linear e dispersivo.

A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dominante para a polarização \mathbf{P} , sendo que seus efeitos estão inclusos no índice de refração linear n_L (dispersão cromática) e no coeficiente de atenuação α do meio (absorção material e espalhamento de Rayleigh). Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do

meio, em geral, depende da frequência angular óptica ω . Esta propriedade, referida como dispersão cromática, manifesta-se através do índice de refração, com uma dependência da frequência angular, ou seja, $n(\omega)$. A dispersão cromática está associada com a parte real da transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$, enquanto que o coeficiente de atenuação α é proporcional à parte imaginária. A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ está presente nos materiais não centrossimétricos, sendo responsável pelos efeitos não lineares de segunda ordem, como a geração de segundo harmônico, a geração de novas frequências por soma ou subtração, entre outros. A susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ existe em meios com ou sem simetria de inversão, sendo responsável pelos efeitos ópticos não lineares de terceira ordem, que incluem a geração de terceiro harmônico, a mistura de frequências, o espalhamento Raman e Brillouin e o efeito Kerr. Processos não lineares de ordem mais alta do que a terceira são menos evidentes, exceção feita aos casos em que uma ressonância do material é explorada.

Dentro do estudo proposto nesta tese, os únicos efeitos não lineares considerados estão relacionados à susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Para tanto, é necessário construir o AOTF com material centrossimétrico, o qual tem uma susceptibilidade de segunda ordem nula, ou justificar esta consideração quando o material for não centrossimétrico. Portanto, oportunamente, a determinação, nesta tese, de que $\chi^{(2)}=0$ será devidamente justificada, de acordo com o material indicado para a construção do AOTF, em cada uma de suas aplicações nos próximos capítulos. Como uma consequência do que foi exposto até aqui, o comportamento não linear do meio será apenas devido ao termo de susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Em particular, a parte real de $\chi^{(3)}$ é responsável pelo Efeito Kerr, enquanto que a parte imaginária pelo Efeito Raman estimulado. O efeito Kerr óptico é o fenômeno no qual o índice de refração do meio muda quando a órbita do elétron é deformada por um forte campo elétrico (HELLWARTH, 1997) [6]. O princípio do Efeito Kerr está matematicamente descrito nos dois próximos parágrafos.

Como o índice de refração está relacionado à susceptibilidade por $n^2=(1+\chi)$, a presença de $\chi^{(3)}$ implica em um índice de refração dependente da intensidade do campo eletromagnético aplicado $I=|A|^2/2Z_I$, onde A é a amplitude do campo, $Z_I=\sqrt{\mu/\epsilon}$ é a impedância eletromagnética do meio. Em particular, o índice de refração pode ser escrito como:

$$n = n_L + n_{NL} \frac{|A|^2}{2Z_I} = n_L + n_{NL} I, \quad (3.5)$$

onde n_L e n_{NL} são os índices de refração linear e não linear, respectivamente.

A susceptibilidade não linear reflete também a simetria estrutural do material. Isso é importante porque reduz, em muitos casos, o número de componentes independentes e diferentes de zero do tensor que são necessários para descrever o sistema. Uma consequência disto é que, para todos os materiais que têm um centro de simetria de inversão, todos os elementos de todos os tensores susceptibilidade de ordem par são identicamente iguais a zero. Por esta razão, os processos não lineares de ordem par nestes materiais não são possíveis. Em um meio dielétrico com apenas uma não linearidade óptica de terceira ordem, o índice de refração não linear n_{NL} está relacionado com o tensor $\chi^{(3)}$ por (AGRAWAL, 2001, cap. 10) [7]:

$$n_{NL} = \frac{3Z_0}{\epsilon_0 n_L^2} \chi^{(3)}. \quad (3.6)$$

Em (3.6), Z_0 é a impedância eletromagnética do espaço livre. A não linearidade Kerr dá origem a diferentes efeitos, dependendo das condições com que um ou dois sinais ópticos são bombeados no guia. Dentre eles, estão a auto modulação de fase (SPM), a modulação cruzada de fase (XPM), a instabilidade modulacional e outros processos paramétricos, tais como a geração de harmônicos, amplificação paramétrica e mistura de quatro ondas (AGRAWAL, 2001, cap. 10) [7]. Inúmeras são as aplicações para estes efeitos anteriores, como chaveamento óptico, portas lógicas, compressão de pulsos, computação óptica, etc. Os dois principais efeitos decorrentes da não linearidade Kerr que estão mais presentes em um número maior de aplicações de dispositivos integrados são a auto modulação de fase (SPM) e a modulação cruzada de fase (XPM). O fenômeno referido como XPM apresenta um efeito de acoplamento que surge apenas quando se considera duas ou mais ondas co-propagando no meio. Como esta hipótese ainda não foi devidamente investigada e esclarecida, optou-se, inicialmente, por não considerar os possíveis efeitos do XPM relativamente a esta aplicação, deixando-a como perspectiva para trabalhos futuros. Portanto, deste ponto em diante, quando se mencionar AOTF não linear e dispersivo, a não linearidade esta associada apenas a auto modulação de fase (SPM).

O fenômeno que está relacionado com a auto modulação de fase (SPM) surge devido a uma dependência do índice de refração do meio com a intensidade do campo. Conforme foi visto no capítulo anterior, o campo elétrico possui uma fase dependente da constante de

propagação, que é proporcional ao índice de refração (n). Por (3.5), verificou-se também que n possui uma dependência não linear com a intensidade do campo que se propaga. Assim, juntando estes dois fatos, tem-se que a fase do sinal que se propaga possui uma variação não linear proporcional à sua própria intensidade. Finalmente, se o sinal óptico é modulado por sua intensidade, o deslocamento de fase não linear causa uma modulação espúria na fase. Resumidamente, isto descreve a auto modulação de fase (SPM).

Desta forma, o termo SPM refere-se a uma mudança de fase auto induzida e experimentada por um pulso óptico durante sua propagação em um meio dielétrico. A magnitude desta mudança pode ser obtida observando que a fase do campo óptico muda de forma que (AGRAWAL, 2001, cap. 10) [7]:

$$\phi = \frac{n\omega_o\xi_L}{c} = \frac{(n_L + n_{NL}I)\omega_o\xi_L}{c}. \quad (3.7)$$

Em (3.7), $\omega_o = 2\pi f_o$ e ξ_L é o comprimento propagado. Portanto, $\phi_{NL} = (n_{NL}I\omega_o\xi_L)/c$ é a mudança de fase não linear devido à auto modulação de fase (SPM).

O estudo de muitos efeitos não lineares em meios materiais envolve o uso de pulsos ultracurtos. A equação básica que governa a propagação de pulsos com largura temporal $\Delta t_0 \geq 1 \text{ ps}$ [termo que será definido em (3.21)] em meios dielétricos não lineares pode ser desenvolvida a partir de (3.1) com $\mathbf{P}_T = \mathbf{P}_{NL}$. O campo elétrico que resume as características de propagação de um pulso com frequência angular óptica central ω_o na direção z , é representado por:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = A(z, t) \exp(-i\beta_o z) \exp(i\omega_o t) \mathbf{p}_I. \quad (3.8)$$

Em (3.8), \mathbf{p}_I é o vetor unitário representando o estado de polarização do campo, o qual pode ser assumido polarizado linearmente ao longo do eixo y ($\mathbf{p}_I = \mathbf{p}_y$). $A(z, t)$ é a amplitude complexa que representa o perfil (envoltória) do pulso e possui variação temporal lenta. A ideia contida em (3.8) decorre da separação do campo elétrico em duas partes: uma lenta, como foi enunciado no produto $A(z, t) \exp(-i\beta_o z)$, e outra rápida, que representa as oscilações em frequência óptica $\exp(i\omega_o t)$. No tempo, a única parte do pulso observada é a lenta, devido ao fato de que suas frequências são compatíveis com a velocidade do sistema de detecção.

Com a não linearidade devida apenas ao efeito da auto modulação (SPM) resultante da susceptibilidade $\chi^{(3)}$, a polarização não linear do meio pode ser escrita como:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = 3\epsilon_0\chi^{(3)}|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (3.9)$$

Em (3.9) são desprezadas as componentes de \mathbf{P}_{NL} em frequências angulares maiores que ω_o . Sob as suposições anteriores, a partir de (3.1), (3.8) e (3.9), pode ser mostrado que o perfil $A(z,t)$ de um pulso ultracurto propagando-se no meio considerado deve satisfazer a seguinte equação diferencial não linear:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A, \quad (3.10)$$

onde $\gamma = \frac{\omega_o n_{NL}}{2cZ_I}$ é um coeficiente representando o efeito não linear (SPM).

A equação (3.10) permite a solução $A(z,t) = A(0,t) \exp[i\phi_{NL}(z,t)]$, em que $\phi_{NL}(z,t) = \gamma z |A(0,t)|^2$. Apesar de $\phi_{NL}(z,t)$ ter uma dependência temporal, é possível verificar que o pulso propagado mantém o perfil de sua intensidade temporal, ou seja, $|A(z,t)|^2 = |A(0,t)|^2$. Portanto, antes de fazer a modelagem matemática para o AOTF não linear e dispersivo, convém avaliar o efeito de $\phi_{NL}(z,t)$ no perfil espectral do pulso propagado.

Na prática, o termo ϕ_{NL} causa um gorjeio não linear no campo transmitido. Na ausência da dispersão por velocidade de grupo (GVD), a presença de um gorjeio não linear causa o alargamento espectral do sinal. Este alargamento espectral é uma consequência da dependência temporal de ϕ_{NL} e depende do perfil do pulso considerado, pois, $\phi_{NL}(z,t) = \gamma z |A(0,t)|^2$. Isto pode ser mais bem entendido observando-se que uma fase variando no tempo implica em uma frequência óptica instantânea que difere, através do pulso, de sua frequência angular central ω_o . Esta diferença assume uma variação temporal não linear dada por $\delta\omega_{NL}(t) = \frac{\partial\phi(z,t)}{\partial t} = \gamma z \frac{\partial}{\partial t} [|A(0,t)|^2]$ e corresponde a um gorjeio não linear. Desta forma, o gorjeio não linear induzido pela auto modulação de fase (SPM) cresce em magnitude com a distância propagada z . Em outras palavras, novas componentes de frequência são continuamente geradas a medida que o pulso propaga-se no meio. É importante ressaltar que este efeito, combinado com o gorjeio linear gerado pelo GVD, pode ser utilizado na geração de sólitos, compressão de pulsos ópticos, chaveamento óptico, etc.

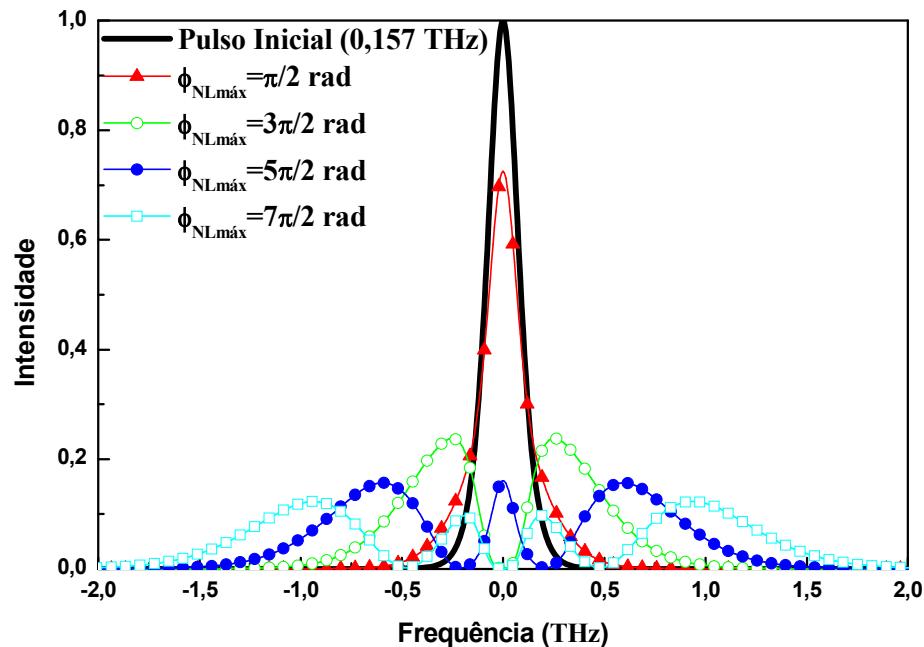
As curvas da Figura 3.1 foram obtidas de (3.10) variando-se a potência inicial do pulso e fixando $\gamma = 6,53$ W/mm e mostram o espectro do pulso inicial e de saída ($z = \xi_L = 1,53$ mm) como uma função do máximo valor de ϕ_{NL} , o qual ocorre no centro do pulso e é dado por:

$$\phi_{NLmáx} = \gamma P_0 \xi_L = \frac{\xi_L}{L_{NL}}. \quad (3.11)$$

Em (3.11), $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ é o comprimento de não linearidade e P_0 é a potência inicial do pulso. O significado físico de L_{NL} torna-se evidente em (3.11) quando $\phi_{NLmáx} = 1 \text{ rad}$, pois, neste caso L_{NL} é a própria distância propagada ξ_L . O pulso inicial da Figura 3.1 possui perfil secante hiperbólico, sem nenhum gorjeio inicial $\delta\omega_0$, tendo uma largura temporal de $\Delta t_I = 2 \text{ ps}$.

Para um dado comprimento ξ_L , o comportamento da Figura 3.1 pode ser observado também experimentalmente, considerando que $\phi_{NLmáx}$ cresce linearmente com a potência de pico P_0 , de acordo com (3.11). O comportamento mais notável na Figura 3.1 é a presença de uma estrutura oscilatória em toda faixa de frequência, acompanhando o alargamento espectral. Em geral, o espectro consiste de muitos picos, sendo que a quantidade de picos M está relacionada à fase por $\phi_{NLmáx} = (M - 0,5)\pi \text{ rad}$ (AGRAWAL, 2001, cap. 4) [8].

Figura 3.1 – Alargamento espectral devido à auto modulação de fase (SPM), tendo como parâmetro a máxima mudança de fase não linear $\phi_{NLmáx} = \xi_L/L_{NL}$ ($\xi_L = 1,53 \text{ mm}$).



Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2 Propagação Eletromagnética em Meios Dispersivos

O objetivo desta seção é entender o fenômeno da dispersão cromática, o único tipo de dispersão que será considerado no estudo do AOTF não linear e dispersivo.

O estudo da propagação de pulsos ultracurtos em meios dispersivos é importante em muitas aplicações, incluindo a transmissão de pulsos ópticos através de fibras ópticas, usadas em sistemas de comunicações ópticas. Quando um pulso (com certo perfil temporal inicial) propaga-se em uma fibra óptica apenas dispersiva, sofrerá um aumento gradativo na sua largura temporal. A quantidade de dispersão acumulada depende do comprimento propagado, e o espalhamento pode causar interferência intersimbólica, o que, por sua vez, implica em algumas penalidades no desempenho do sistema (KAZOVSKY; BENEDETTO; WILLNER, 1996, cap. 1-6) [9].

Dispersão é o nome dado a qualquer efeito no qual diferentes componentes do sinal transmitido propagam-se em velocidades diferentes através do meio, chegando em tempos diferentes ao final de sua propagação. Como resultado desta diferença de velocidade, pode haver certo espalhamento temporal no pulso propagado. A dispersão modal e a dispersão por modo de polarização (PMD) são fenômenos ópticos que também resultam em espalhamento do pulso propagado e são particularmente observados em fibras ópticas, devido às imperfeições adquiridas durante o seu processo de fabricação (RAMASWAMI; SIVARAJAN, 1999, cap. 2) [10].

Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do meio, em geral, depende da sua frequência angular óptica ω . Em um nível fundamental, a origem da dispersão cromática está relacionada às frequências ressonantes características do meio, pelas quais ocorre a absorção da radiação eletromagnética, através das oscilações dos elétrons. Esta propriedade, referida como dispersão cromática ou material, manifesta-se através de uma dependência do índice de refração linear do meio com a frequência angular $n_L(\omega)$. Como a velocidade de uma onda eletromagnética em um determinado meio tem uma dependência inversamente proporcional ao seu índice de refração, dada por $c/n_L(\omega)$, tem-se que diferentes componentes espectrais de um pulso óptico se propagarão em diferentes velocidades em um meio dispersivo (AGRAWAL, 2001, cap. 3) [11].

Para entender o efeito da dispersão cromática ou GVD, deve-se primeiro entender o significado da constante de propagação β . No desenvolvimento do modelo para o AOTF não linear e dispersivo, as componentes de fase na direção z , β_1 e β_2 , dos dois únicos modos

eletromagnéticos propagantes no AOTF (TE_1 e TM_1) são unicamente representadas nesta seção pela constante de propagação β . Em termos matemáticos, a dispersão cromática surge quando β não é mais proporcional à frequência angular ω , isto é, $d\beta/d\omega \neq \text{constante}$. Esta definição matemática é um bom indicativo de que, para se contabilizar os efeitos da dispersão para o modo correspondente, deve-se expandir a constante de propagação β em uma série de Taylor, em torno da frequência angular óptica central de interesse ω_0 , ou seja:

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta^{(0)} + \beta^{(1)}(\omega - \omega_0) + \beta^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (3.12a)$$

sendo

$$\beta^{(m)} = \left(\frac{d^m \beta}{d \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (3.12b)$$

Em (3.12), o índice m corresponde a cada termo da série ($m = 0, 1, 2, \dots$) e, por definição, o primeiro termo $[\beta^{(0)} = \beta(\omega = \omega_0)]$ não inclui as variações na constante de propagação com respeito à frequência angular ω . O segundo termo corresponde à derivada de primeira ordem de β $[\beta^{(1)} = d\beta/d\omega]$, com o seu inverso $1/\beta^{(1)}$ sendo chamado de velocidade de grupo v_g . Na ausência da dispersão cromática, a velocidade de grupo é a mesma para todas componentes espetrais ($v_g = c/n_L$) e corresponde à velocidade na qual o pulso propaga-se pelo meio. Quando a velocidade de grupo não é mais constante com a mudança de ω , o terceiro termo $\beta^{(2)}$ torna-se diferente de zero. Nesta situação, $\beta^{(2)}$ deve fornecer a magnitude e o perfil com que v_g varia através do espetro do pulso. Com base nisto, $\beta^{(2)}$ é geralmente referido como o parâmetro de ordem mais baixa (derivada de segunda ordem) da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

Como $\beta^{(2)}$ reflete as variações na velocidade de grupo v_g em função da frequência angular ω , geralmente, para um meio dielétrico específico, é possível se traçar uma curva mostrando as regiões do espetro eletromagnético nas quais $\beta^{(2)}$ assume valores positivos, negativos ou nulos. Estas três regiões definem três regimes de dispersão nos quais o pulso pode propagar-se no referido meio. São eles: Normal $[\beta^{(2)} > 0]$, anômala $[\beta^{(2)} < 0]$ e nula $[\beta^{(2)} = 0]$.

No regime de dispersão normal $[\beta^{(2)} > 0]$, as componentes de frequência mais altas de um pulso óptico propagam-se em uma velocidade menor que as componentes de frequências

mais baixas. O oposto ocorre no regime de dispersão anômalo $[\beta^{(2)} < 0]$. O regime de dispersão anômalo é de especial interesse nesta pesquisa, pois seus efeitos, devidamente balanceados com os efeitos não lineares, permitem a propagação de pulsos em regime de sóliton pelo meio. As próprias características dispersivas do meio determinam uma frequência angular de dispersão nula (ω_β). Pulsos que possuem frequência angular óptica central $\omega_o = \omega_\beta$, propagam-se em regime de dispersão nula $[\beta^{(2)} = 0]$. Neste ponto, torna-se conveniente incluir um parâmetro que possa quantificar os efeitos dispersivos em relação aos efeitos não lineares e o comprimento propagado pelo pulso. Este parâmetro é definido como o comprimento de dispersão, dado por $L_D = \Delta t_0^2 / |\beta^{(2)}|$.

Os efeitos de ordem mais alta em (3.12) não são desprezíveis apenas em dois casos: o primeiro, quando se utilizam pulsos ultracurtos com largura $\Delta t_0 < 0,1 \text{ ps}$, visto que, nesta condição, o parâmetro da expansão $[(\omega - \omega_o)/\omega_o]$ não é pequeno o bastante para justificar qualquer truncamento após o termo $\beta^{(2)}$. O segundo caso surge quando $\beta^{(2)} = 0$. Neste segundo caso, a única contribuição dispersiva está contida no termo $\beta^{(3)}$, ainda que esta contribuição seja pequena para pulsos com $\Delta t_0 \geq 1 \text{ ps}$.

Na análise do AOTF não linear e dispersivo, o efeito linear induzido pela dispersão cromática é devido apenas ao termo de ordem mais baixa (GVD) proporcional a $\beta^{(2)}$ em (3.12) no regime de dispersão anômalo, o que poderia ter correspondência com o primeiro caso já que, considerando um pulso inicial com perfil secante hiperbólico e largura temporal de $\Delta t_{\text{pulse}} = 2 \text{ ps}$, tem-se que $\Delta t_0 = 1,135 \text{ ps}$. Como foi observado até aqui, a configuração para análise da resposta não linear e/ou dispersiva do meio (dispositivo) sobre o pulso inicial pode ser estabelecida ajustando os parâmetros potência, frequência e largura temporal do pulso inicial. A análise da auto modulação de fase (SPM), na seção anterior, poderia decorrer da condição estabelecida no segundo caso, se fossem desprezados os efeitos dispersivos contidos em $\beta^{(3)}$ relativamente a não linearidade γ . Sendo assim, na prática, também é possível desprezar os possíveis efeitos dispersivos que resultariam da polarização linear \mathbf{P}_L , ou simplesmente não levá-los em conta nos cálculos numéricos, como na seção anterior. De outra maneira, é ainda mais simples pensar que os resultados obtidos na seção anterior poderiam ser reproduzidos se a dispersão total do meio fosse considerada suficientemente pequena para que o pulso sofresse apenas os efeitos não lineares do meio, ou seja, $L_{\text{NL}} = (1/10) L_D$.

A parte linear da polarização \mathbf{P}_L é responsável por todos os efeitos lineares. Como foi comentado na seção anterior, quando o meio material responde instantaneamente ao campo, a parte linear da polarização numa dada posição \mathbf{r} e num dado instante t só depende do campo elétrico nesta mesma posição e instante. Neste caso, a polarização linear pode ser representada como em (3.4),

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (3.13)$$

Entretanto, quando o meio material não responde mais instantaneamente ao campo, (3.13) não é mais válida. Consequentemente surge uma relação dinâmica com memória entre \mathbf{P}_L e \mathbf{E} . Em um nível fundamental, esta relação dinâmica com memória é quantificada pelas próprias características dispersivas do meio. Desta forma, a dispersão cromática é tipicamente um efeito que surge neste caso específico. Em um meio linear e dispersivo, um campo elétrico arbitrário \mathbf{E} induz uma polarização \mathbf{P}_L , a qual é uma superposição dos efeitos de \mathbf{E} em instantes $t' \leq t$, ou seja, uma convolução representada por:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t-t') \otimes \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt'. \quad (3.14)$$

O produto tensorial, dentro da integral em (3.14), simplifica a representação dos produtos individuais entre as componentes de $\chi^{(1)}(t)$ e \mathbf{E} . A quantidade de termos do lado direito de (3.14) depende da polarização do campo \mathbf{E} e das próprias características dispersivas do meio. Como em (3.8), o campo pode ser assumido polarizado linearmente ao longo do eixo y ($\mathbf{p}_I = \mathbf{p}_y$). É fácil observar que (3.14) cria um problema de natureza causal, pois a polarização linear está dependendo de um campo que ainda não se realizou. Isto obriga que o tensor de susceptibilidade elétrica linear seja nulo para $t' > t$, evitando assim este problema. Outros termos podem ser introduzidos na parte linear da polarização elétrica para explicar outros fenômenos. Um bom exemplo disso são os efeitos eletros-ópticos e magnetos-ópticos que ocorrem durante a propagação da luz em meios submetidos a campos estáticos. Nestas condições pode ocorrer rotação do plano de polarização da luz, dupla refração ou ainda quebra de degenerescência em sistemas quantizados (HOPF; STEGEMAN, 1985, 1 v) [12].

Fazendo a transformada de Fourier de (3.14), é possível obter uma forma semelhante à (3.13) na frequência angular, dada por $\tilde{\mathbf{P}}_L(\mathbf{r}, \omega) = \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$. Esta transformação pode ser realizada diretamente através do teorema da convolução, ou seja, uma convolução no domínio do tempo é equivalente a uma multiplicação no domínio da frequência. Particularmente, a transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$, dada por $\chi^{(1)}(\omega)$, traz embutida os

principais efeitos devido à dispersão cromática. O coeficiente de absorção α e o índice de refração linear n_L estão relacionados as partes real e imaginária de $\chi^{(1)}(\omega)$, respectivamente, pela equação:

$$n_L(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (3.15a)$$

e

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n_L c} \operatorname{Im}[\chi^{(1)}(\omega)] \quad (3.15b)$$

Esta seção considera o efeito da dispersão por velocidade de grupo (GVD) na propagação de pulsos ultracurtos em um meio dispersivo linear e não perturbado acusticamente. A equação básica que governa a propagação de pulsos com largura temporal $\Delta t_0 \geq 1 \text{ ps}$ $\left[\beta^{(3)} = 0 \right]$, em um meio com estas características, pode ser desenvolvida a partir de (3.1), com $\mathbf{P}_T = \mathbf{P}_L$. Novamente, o campo elétrico que resume as características de propagação de um pulso com frequência angular óptica central ω_o na direção z pode ser representado por (3.8), sob as mesmas condições anteriores.

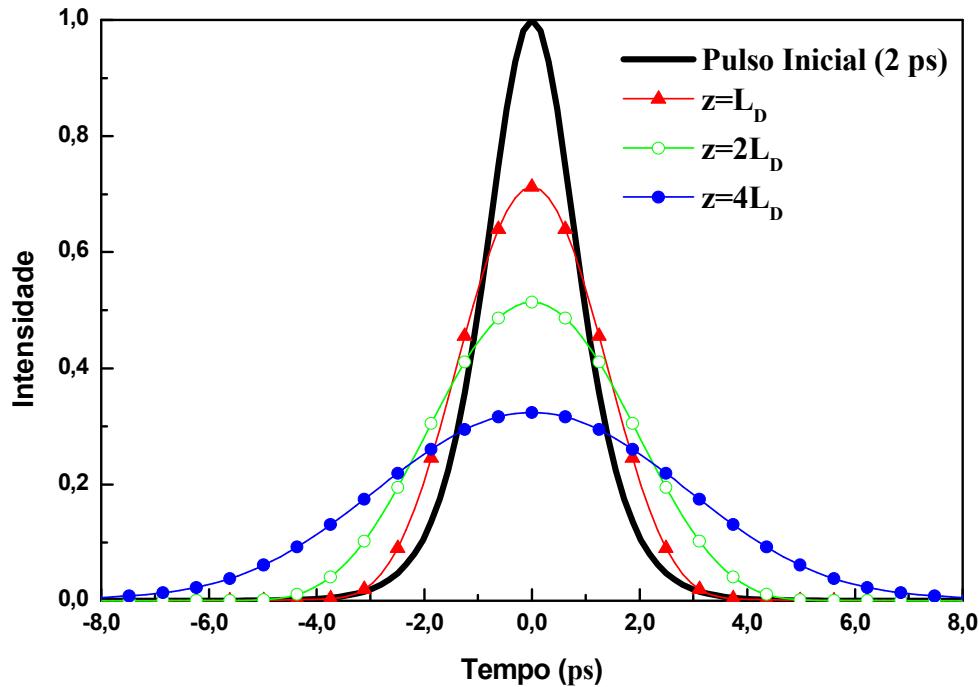
Devido a (3.14), a análise da dispersão cromática torna-se menos complexa no domínio da frequência. Pode-se chegar facilmente a equação de onda no domínio da frequência, considerando a transformada de Fourier de (3.8) e (3.14) dentro de (3.1). A solução da equação de onda pode ser obtida utilizando-se do método da separação de variáveis (AGRAWAL, 2001, cap. 2) [13]. Após considerar a operação da transformada inversa de Fourier para voltar ao domínio do tempo, pode ser mostrado que o perfil $A(z, t)$, de um pulso ultracurto propagando-se em um meio dispersivo linear, deve satisfazer a seguinte equação diferencial

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{-i}{2} \beta^{(2)} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}. \quad (3.16)$$

Em (3.16), o tempo t é medido em um referencial propagando-se na mesma velocidade do pulso. Devido a isto é possível omitir o termo $\beta^{(1)}$, que corresponde à derivada de primeira ordem de β . A equação (3.16) permite uma solução em frequência angular dada por $\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp \left\{ \left[i \beta^{(2)} \omega^2 z \right] / 2 \right\}$. Apesar de $\beta^{(2)}$ mudar a fase de cada componente do pulso por uma quantidade que depende da frequência, é possível verificar que o pulso não muda o perfil de sua intensidade espectral, ou seja, $|\tilde{A}(z, \omega)|^2 = |\tilde{A}(0, \omega)|^2$. Como foi comentado na seção anterior, o efeito não linear contido na auto modulação de fase (SPM),

provoca um gorjeio não linear ($\delta\omega_{NL}$). Analogamente, é possível mostrar que o efeito linear contido na dispersão cromática (GVD) provoca um gorjeio linear dado por $\delta\omega_L(t) = \frac{\partial\phi(z,t)}{\partial t} = -\frac{2\text{sgn}[\beta^{(2)}](z/L_D)}{1+(z/L_D)^2} \frac{t}{\Delta t_0^2}$, em que $\text{sgn}[\beta^{(2)}]$ representa o sinal de $\beta^{(2)}$. Devido ao gorjeio linear, a frequência angular óptica instantânea muda linearmente através do pulso e $\delta\omega_L$ depende do sinal de $\beta^{(2)}$. Para um pulso disposto simetricamente em torno de $t=0$, no regime de dispersão normal $[\beta^{(2)} > 0]$, $\delta\omega_L$ é positivo para $t < 0$ e decresce linearmente através do pulso. O oposto ocorre no regime de dispersão anômala $[\beta^{(2)} < 0]$. Antes de fazer a modelagem matemática para o AOTF não linear e dispersivo, convém-se fazer uma rápida análise sobre o efeito deste gorjeio linear no perfil temporal do pulso propagado.

Figura 3.2 – Alargamento temporal devido à dispersão por velocidade de grupo (GVD), tendo como parâmetro as distâncias propagadas $z = L_D$, $2L_D$ e $4L_D$, assumindo $\Delta t_0 = 1,135$ ps e $\beta^{(2)} = -8,42$ ps²/mm.



Fonte: Elaborada pelo autor.

A Figura 3.2 mostra o perfil temporal do pulso inicial e propagado, para as distâncias propagadas $z = L_D$, $2L_D$ e $4L_D$. As curvas foram obtidas de (3.16), utilizando um pulso inicial

com perfil temporal secante hiperbólico de $\Delta t_{pulse} = 2$ ps e $\beta^{(2)} = -8,42$ ps²/mm. Também é fácil observar que o aumento na distância propagada z dispersa rapidamente o pulso propagado. O fator de espalhamento temporal induzido pela condição $\beta^{(2)} < 0$ pode ser medido e, em geral, cresce com a distância propagada z . Entretanto, quando o pulso considerado possui um gorjeio inicial $\delta\omega_o$, o que determina o aumento ou decréscimo na largura temporal do pulso é o sinal de $\beta^{(2)}$ relativamente ao sinal do gorjeio inicial $\delta\omega_o$. Quando o produto $\beta^{(2)}\delta\omega_o$ é positivo, o efeito provocado por $\beta^{(2)}$ é reforçado por $\delta\omega_o$ e o pulso propagado dispersa mais rapidamente.

Se o produto $\beta^{(2)}\delta\omega_o$ é negativo, os efeitos de $\beta^{(2)}$ e $\delta\omega_o$ são contrabalançados ao longo da propagação e o pulso apresenta um estágio de estreitamento inicial até estes feitos se anularem. Com o acréscimo na distância de propagação, o gorjeio induzido pela dispersão $\beta^{(2)}$ começa a dominar o gorjeio inicial $\delta\omega_o$ e o pulso volta a espalhar como antes. Este comentário é apenas ilustrativo, visto que não está no escopo deste trabalho fazer as considerações de gorjeio ou fase inicial.

3.3 Modelo Teórico para o AOTF Não Linear e Dispersivo

Nesta seção será desenvolvido o modelo matemático do filtro acústo-óptico sintonizável não linear e dispersivo. Este modelo deve descrever as variações das amplitudes dos dois modos acoplados dentro de um meio não linear e dispersivo. O equacionamento, dos efeitos da auto modulação de fase e da dispersão por velocidade de grupo já foi considerado no estudo de outros dispositivos ópticos, como acopladores direcionais não lineares assimétricos (NÓBREGA; SILVA; SOMBRA, 2000) [14], estruturas com realimentação distribuída (DFB) (WUNFUL; COOPERMAN, 1981) [15], etc. Estes dispositivos também são descritos por um sistema de equações diferenciais acopladas, igualmente ao modelo do AOTF linear (Capítulo 2).

Com base no raciocínio que foi exposto nas seções anteriores, seria possível desenvolver uma teoria geral envolvendo todas as características desejadas para o meio perturbado (YARIV, 1997, cap. 13) [16], ou seja, considerando as polarizações totais do meio, somando-se a polarização induzida no guia de onda não perturbado e a polarização devido à perturbação. Entretanto, para garantir maior transparência nos resultados obtidos, fez-se a opção de estudar as características do meio separadamente e em seguida combiná-las

quando se tornar necessário ou conveniente. A teoria geral abrange uma grande variedade de problemas que envolvem acoplamento de modos (AGRAWAL, 2004, cap. 2) [17]. Novamente, um conjunto de equações acopladas poderia ser derivado para o caso de uma perturbação devido à presença de uma onda acústica no meio.

Para não se estender mais em demonstrações teóricas de equações e fórmulas, já bem estudadas na literatura, será apenas descrito como é possível considerar efeitos não lineares (SPM) e dispersivos (GVD) nas equações diferenciais acopladas (2.37a) e (2.37b), de forma a estabelecer o modelo teórico do AOTF não linear e dispersivo. A dispersão cromática (GVD) surge nas equações acopladas a partir das constantes de propagação de (2.34), as quais podem ser expandidas numa série de Taylor, como já foi mostrado por (3.12), observando que $(\omega - \omega_0)$ pode ser substituído por $i(\partial/\partial t)$. Além disso, os termos devem ser truncados até a segunda ordem, lembrando que o tempo t é medido em um referencial propagando-se na mesma velocidade do pulso, podendo-se omitir o termo $\beta^{(1)}$, que corresponde à derivada de primeira ordem de β . Já foi demonstrado que a teoria de modos acoplados também pode ser generalizada para inclusão de efeitos não lineares (AGRAWAL, 2001, cap. 1) [18]. Os fatos importantes, os quais devem ser colocados aqui, é ressaltar que (3.5) deve ser adicionada de um termo que represente a perturbação periódica no índice de refração total do meio (n), devido à presença da onda acústica, e considerar a mudança no índice não linear ($n_{NL}I$) pequena o suficiente para ser tratada como uma perturbação (CROSIGNAMI; CUTOLO; PORTO, 1982) [19], dentro do procedimento para obtenção das equações acopladas do Capítulo 2.

Resumidamente, tudo isto pode ser entendido como uma superposição da resposta do meio a cada uma das três polarizações, cada uma induzida através de uma relação específica com o campo elétrico. Sendo assim, para o modelo para o AOTF não linear e dispersivo, os efeitos de acoplamento, não linearidade e dispersão são condensados no seguinte sistema de equações diferenciais para os dois modos acoplados (AGRAWAL, 2001, cap. 1) [18]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\kappa_{12}A_2 - \frac{i\Delta\beta}{2}A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 + i\gamma|A_1|^2A_1 - \frac{i}{2}\beta^{(2)}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \quad (3.17a)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i\kappa_{12}^*A_1 + \frac{i\Delta\beta}{2}A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2 + i\gamma|A_2|^2A_2 - \frac{i}{2}\beta^{(2)}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}. \quad (3.17b)$$

O termo sóliton refere-se a tipos especiais de ondas que surgem em meios com estas características, os quais podem permanecer estáveis após colidir com outros sólitos e se propagam por longas distâncias sem dispersar. Os sólitos já foram estudados extensivamente

em muitos campos da Física [20-24]. Quando se consideram estas duas características para o meio, surgem duas implicações em um regime de propagação de sóliton. Estas implicações estão relacionadas ao significado físico e prático que a seguinte razão pode assumir:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0^{(N)} \Delta t_0^2}{|\beta^{(2)}|}. \quad (3.18)$$

O significado físico surge dos valores inteiros de N , os quais definem a ordem de um sóliton. Observe que, em (3.18), P_0 foi trocado por $P_0^{(N)}$ para representar a potência de pico necessária para se gerar um sóliton de ordem N , quando os outros parâmetros já forem conhecidos ou predefinidos. Por definição, quando $N=1$, determina-se um regime de propagação de sóliton de primeira ordem ou fundamental, o que implica em:

$$P_0^{(N=1)} = \frac{|\beta^{(2)}|}{\gamma \Delta t_0^2}. \quad (3.19)$$

Considerando-se (3.19) em (3.18) tem-se, de um forma geral, que a potência de pico, para um sóliton de ordem N , pode ser representada como uma função da potência requerida para a propagação de um sóliton fundamental, ou seja,

$$P_0^{(N)} = P_0^{(N=1)} N^2. \quad (3.20)$$

O significado prático da equação (3.18) torna-se evidente, observando que os resultados obtidos para um valor específico de N podem resumir o comportamento esperado em muitas situações práticas, onde os valores de γ , $P_0^{(N)}$, Δt_0 e $\beta^{(2)}$ são devidamente alterados para que se tenha este mesmo valor de N .

A equação (3.18) mostra que o parâmetro N governa a importância relativa entre os efeitos não lineares (SPM) e dispersivos (GVD). Na propagação de um pulso ao longo do comprimento do dispositivo, a dispersão domina para $N < 1$, enquanto que a não linearidade domina para $N > 1$. Para os valores de $N \approx 1$, os efeitos não lineares e dispersivos agem igualmente no pulso propagado.

Apesar de não ter sido considerado em (3.18), o sinal de $\beta^{(2)}$ é um fator de importância determinante para se estabelecer um regime de propagação de sóliton. Relembre da Seção 3.1 que o gorjeio não linear $\delta\omega_{NL}$ tem valores positivos para $\Delta t < 0$ e valores negativos para $\Delta t > 0$. Por outro lado sabe-se que, em um regime de propagação de sóliton, o produto $\delta\omega_{NL} \delta\omega_L$ deve ser negativo para que a soma dos efeitos não lineares e dispersivos possa ser nula. Com

base nisto e nos comentários da Seção 3.2 para o gorjeio linear $\delta\omega_L$, necessariamente, o sinal de $\beta^{(2)} \left\{ \text{sgn}[\beta^{(2)}] \right\}$ deve ser negativo, ou seja, $\beta^{(2)} < 0$.

Embora os pulsos emitidos por muitos lasers possam ser aproximados por um perfil Gaussiano, é de interesse particular, nesta tese, o perfil secante hiperbólico, o qual ocorre naturalmente na formação de sólitons ópticos. A fórmula matemática que descreve o perfil da amplitude do campo, associado com pulsos solitônicos, sem nenhum gorjeio inicial $\delta\omega_0$, pode ser escrita como (AGRAWAL, 2001) [2]:

$$A(0, t) = \sqrt{P_0^{(N)}} \operatorname{sech} \left[\frac{(t - t_s)}{\Delta t_0} \right] \exp(i\phi_s). \quad (3.21)$$

Em (3.21), t_s e ϕ_s representam, respectivamente, o deslocamento temporal e a fase do pulso inicial. Por definição, Δt_0 é a metade da largura temporal do pulso inicial no ponto de intensidade igual a $P_0^{(N)}/e$, onde $e = \exp(1) \approx 2,718$ é o número de Euler ou neperiano. Para o perfil secante hiperbólico em (3.21), sua relação com Δt_{pulse} é dada por $\Delta t_{\text{pulse}} = 2\ln(1+\sqrt{2}) \Delta t_0$. Quando necessário e conveniente, nas aplicações do AOTF, (3.21) será considerada como condição inicial para uma ou ambas as amplitudes A_1 e A_2 dos modos acoplados TE₁ e TM₁. Em (3.18), para todas as situações que resultem em $N \neq 1$, estabelece-se o regime de propagação de pulsos sólitons não fundamentais. Um desses casos ocorre quando a potência do sóliton $P_0^{(N)}$ é maior ou menor do que $P_0^{(I)}$, em (3.21), considerando os outros parâmetros com valores predeterminados e constantes. Nesta Tese, para a análise dos resultados referentes a este regime de propagação, definem-se sólitons de ordem $N = 2$.

Para finalizar esta seção, torna-se importante e oportuno fazer mais observações sobre as possibilidades de alterar a ordem do sóliton, quando os parâmetros do meio γ e $\beta^{(2)}$ forem predefinidos e constantes. De (3.18), ver-se que a única forma de permitir uma mudança na ordem do sóliton propagado, nessas condições, é através do aumento ou decréscimo de um ou ambos os parâmetros do pulso de entrada: $P_0^{(N)}$ e Δt_0 . Por outro lado, se apenas um dos dois parâmetros variar, a única maneira de manter a ordem do sóliton, nas mesmas condições, é através da variação inversamente proporcional do outro parâmetro, tendo em vista que o produto $P_0^{(N)} \Delta t_0^2$ deve permanecer constante. Em outras palavras, a energia do sóliton, dada por $E_S = 2P_0^{(N)} \Delta t_0^2$, deve permanecer constante. É sempre importante enfatizar que, de acordo

com (3.18), a ordem de um pulso sóliton pode variar a partir da variação dos parâmetros do pulso $[\Delta t_0 \in P_0^{(N)}]$ ou do meio $[\gamma \in \beta^{(2)}]$.

3.4 Referências

- [1]. SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and Optical Masers. **Physical Review**, New Jersey, v. 112, n. 6, p. 1940-1949, Dec. 1958.
- [2]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. Series in Optics and Photonics. 3. ed. San Diego: Academic Press, 2001.
- [3]. AGRAWAL, Govind P. **Fiber Optic Communication Systems**. 2. ed. New York: Wiley Interscience, 1997. cap. 2.
- [4]. SHEN, Y. R. **Principles of Nonlinear Optics**. [S.I.]: Wiley Interscience, 1984.
- [5]. SALEH, B. E. A.; TEICH, Malvin C. **Fundamentals of Photonics**. [S.I.]: Wiley Interscience, 1991. cap. 5.
- [6]. HELLWARTH, R. W. Third order optical susceptibilities of liquids and solids. **Prog. Quantum Electron**, [S.I.], v. 5, p. 1-68, 1997.
- [7]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. 3. ed. [S.I.]: Academic Press, 2001. cap. 10.
- [8]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. 3. ed. [S.I.]: Academic Press, 2001. cap. 4.
- [9]. KAZOVSKY, L.; BENEDETTO, S.; WILLNER, A. **Optical Fiber Communication Systems**. 1. ed. Boston: Artech House, Inc., 1996. cap. 1-6.
- [10]. RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K. N. **Optical Networks**: A practical perspective. [S.I.]: The M. K. Series in networking, 1999. cap. 2.
- [11]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. 3. ed. [S.I.]: Academic Press, 2001. cap. 3.
- [12]. HOPF, F. A.; STEGEMAN, G. I. **Applied Classical Electrodynamics**. New York: Jonh Wiley & Sons, 1985. 1 v.
- [13]. AGRAWAL, Govind P. **Nonlinear Fiber Optics**. 3. ed. San Diego: Academic Press, 2001. cap. 2.
- [14]. NÓBREGA, K. Z.; SILVA, M. G. da; SOMBRA, A S. B. Multistable all optical switching behavior of the asymmetric nonlinear directional coupler. **Optics Communications**, [S.I.], v. 173, p. 413-421, 2000.

- [15]. WUNFUL, H. G.; COOPERMAN, G. D. Self pulsing and chaos in distributed feedback bistable optical devices. **Appl. Phys. Lett.**, [S.I.], v. 40, p. 298–300, 1981.
- [16]. YARIV, Amnon. **Optical Electronics in Modern Communications**. 5. ed. New York: Wiley Interscience, 1997. cap. 13.
- [17]. AGRAWAL, Govind P. **Lightwave Technology – Components and Devices**. [S.I.]: Wiley Interscience, 2004. cap. 2.
- [18]. AGRAWAL, Govind P. **Applications of Nonlinear Fiber Optics**. [S.I.]: Academic Press, 2001. cap. 1.
- [19]. CROSIGNAMI, B.; CUTOLO, A.; PORTO, P. Di. **J. Opt. Soc. Am. B**, [S.I.], v. 72, p. 515, 1982.
- [20]. LAMB, G. L. **Elements of Soliton Theory**. New York: Jonh Wiley & Sons, 1980.
- [21]. TRULLINGER, S. E.; ZAKHAROV, V. E.; POKROVSKY, V. L. Eds. **Solitons**. Amsterdam: North-Holland, 1986.
- [22]. ABLOWITZ, M. J.; SEGUR, H. **Solitons and the inverse Scattering Transform**. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1981.
- [23]. DRAZIN, P. G. **Solitons: An Introduction**. Cambridge: Cambridge University Press, 1990.
- [24]. DOOD, R. K. *et al.* **Solitons and Nonlinear Wave Equation**. New York: Academic, 1984.

4 PROPRIEDADES BÁSICAS DE AOTF BASEADO EM FIBRA DE CRISTAL FOTÔNICO

As fibras de cristal fotônico também conhecidas como fibras microestruturadas ou as fibras *holey*, têm atraído interesse de pesquisadores principalmente por causa das possibilidades que trazem em relação às fibras ópticas convencionais. Primeiramente propostas na década de 90, entraram nas pesquisas de diversas áreas, como telecomunicações, astronomia e espectroscopia, entre outras (POLI; CUCINOTTA; SELLERI, 2007) [1].

As fibras de cristal fotônico (PCFs), com microestrutura transversal periódica, foram apresentadas desde o início de 1996 como guia de onda de baixa perda por Knight *et al.* (1996) [2] e Russell (2003) [3]. A demonstração inicial levou quatro anos de desenvolvimento tecnológico e, desde então, as técnicas de fabricação tem-se tornado mais e mais sofisticadas. Agora, é possível a fabricação de microestrutura de PCF ar-vidro com precisão de 10 nm na escala de 1 μm , o que permite um controle notável das propriedades ópticas fundamentais, como dispersão, birrefringência e não-linearidade, assim como a posição e a largura das bandas fotônicas proibidas num revestimento periódico de cristal fotônico. As PCF têm, desta forma, ampliado o leque de possibilidades em fibras ópticas, tanto pela melhora das propriedades bem estabelecidas, como pela introdução de novas funcionalidades, como guia de baixa perda.

4.1 Um Breve Histórico

Vários grupos de pesquisa, desde a década de 1980, têm sido atraídos pela capacidade de construção de materiais com estrutura na escala do comprimento de onda óptica ($\approx 1\mu\text{m}$), desenvolvendo novos materiais ópticos conhecidos como cristais fotônicos. Estes materiais dependem de uma microestrutura morfológica regular, incorporada no material, modificando drasticamente suas propriedades ópticas (KNIGHT, 2003) [4], apresentando-se como uma extensão dos resultados obtidos para semicondutores em óptica, devido à periodicidade criada, como numa rede cristalina. Assim como nos semicondutores, os cristais fotônicos podem ter as bandas fotônicas proibidas (PBG, do inglês *Photonics Band Gaps*), em que variações periódicas nas constantes dielétricas, via índice de refração substituem variações no potencial elétrico, bem como a equação de onda clássica para o campo magnético, substitui a equação de Schrödinger para um potencial periódico (RUSSELL; DETTMER, 2001) [5].

A motivação original no desenvolvimento das PCFs foi a criação de um novo tipo de guia de onda dielétrico, um que guiasse a luz por meio de um PBG bidimensional (2-D). Em 1991, a ideia das bem conhecidas “bandas rejeitadas” ou *stopbands* numa estrutura periódica (RUSSELL, 2003) [6] poderia ser estendida para prevenir a propagação em todas as direções (BOWDEN; DOWLING; EVERITT, 1993) [7], o que levou várias tentativas em todo mundo para a fabricação de materiais com PBG tridimensionais. O conhecimento obtido naquela época era de que a diferença do índice de refração necessário para criar uma PBG, em duas dimensões, tinha que ser relativamente grande, da ordem de 2,2:1.

4.1.1 As PCFs

Quando John Paladina, da Universidade de Toronto, e Eli Yablonovitch, do *Bell Communications Research*, previram estas PBGs em cristais fotônicos em 1987, deixaram este tema em alta na década de 1990. A ideia era construir estruturas que funcionassem como filtro, bloquenando a transmissão de fôtons em determinados níveis de energia e comprimento de onda, correspondendo a uma PBG e permitir a passagem para outros comprimentos de onda. E se comparado aos semicondutores convencionais, também é possível criar novos níveis de energia dentro do PBG, através de pequenas variações da periodicidade do índice de refração (POLI; CUCINOTTA; SELLERI, 2007) [1].

Apesar das dificuldades, Yablonovitch e seus colegas construíram, em 1991, o primeiro material com PBG em um bloco de material com um índice de refração 3,6. Esta estrutura tinha uma faixa na região de micro-ondas, pois o diâmetro dos furos era da ordem de 1 mm, e o espaçamento entre os buracos de ar da ordem de magnitude da faixa do comprimento de onda de micro-ondas.

Durante uma conferência em 1991, Philip Russell, com interesse na investigação de Yablonovitch, apresentou a ideia de que a luz poderia ser confinada dentro de um núcleo de fibra oca. Isto criaria um cristal fotônico de revestimento bidimensional, que se caracterizaria por ser uma rede cristalina periódica, na escala de comprimento de onda, com buracos de ar microscópicos inseridas no vidro. Um princípio básico semelhante aos que dão origem as cores nas asas das borboletas e nas penas dos pavões, ou seja, todas as estruturas periódicas, na escala de comprimento de onda, em que a luz incidente é fortemente refletida, apresentam intervalos de ângulo, cor e bandas proibidas. Estas novas fibras com revestimento de cristal fotônico ao longo de todo seu comprimento são chamadas fibras de cristal fotônico (PCF),

podendo ter a propriedade de impedir a fuga de luz do núcleo oco da fibra, devido às propriedades dos cristais fotônicos.

Em 1995, Russell e seus colegas relataram a primeira fibra com estrutura cristalina fotônica (KNIGHT *et al.*, 1996) [8]. Essa PCF não possuía um núcleo oco, como esperado, (KUMAR *et al.*, 2002) [9], e, consequentemente, não se baseava em uma faixa fotônica para confinamento óptico. A fibra produzida pelo grupo de Russell possuía uma malha triangular com buracos de ar tão pequenos que não foi possível perceber uma PBG. Essa fibra de núcleo sólido formou um guia de onda monomodo, transmitindo apenas o modo fundamental, com uma larga faixa de comprimentos de onda, perdas intrínseca baixas e um aumento relativo nos níveis de potência óptica, devido o núcleo de sílica ter área aproximadamente dez vezes maior que as fibras monomodo convencionais (SMF, do inglês *Single Mode Fiber*).

Hoje, podemos citar diversas aplicações tecnológicas, como geradores de super-contínuo e conversores de comprimento de onda, em dispositivos não lineares; lasers de alta potência, em aplicações em lasers à fibra; sensores a gás; comutação óptica; comunicações ópticas; entre outros. Em comunicações ópticas, a transmissão da luz ultrapassaria os limites das atenuações impostas em fibras convencionais, devido aos núcleos de ar.

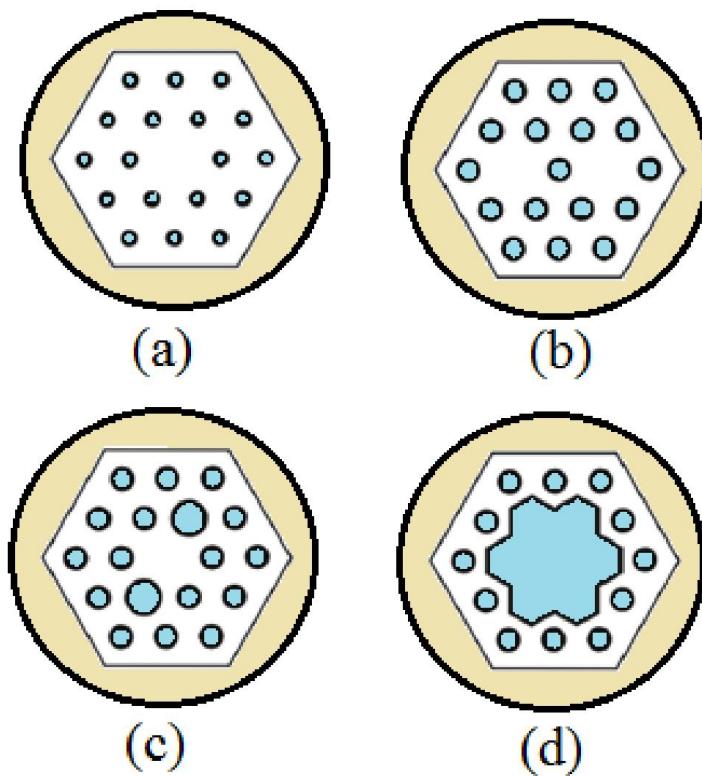
4.1.2 As Fibras de Bragg

No final da década de 1960 e início da década de 1970, propostas teóricas foram feitas para outro tipo de fibra com uma seção transversal periodicamente estruturada (MELEKIN; MANENKOV, 1968) [10], (YEH; YARIV, 1976) [11]. Esta foi uma fibra cilíndrica de Bragg que confinava a luz dentro de uma disposição anelar de anéis de alto e baixo índice de refração, arranjados concentricamente em torno de um núcleo central. Um grupo na França fez uma versão de núcleo sólido desta estrutura usando deposição de vapor químico modificado (MCVD, do inglês *Modificated Chemical Vapour Deposition*) (BRECHET *et al.*, 2000) [12]. Empregando uma combinação de polímeros e vidro de calcogeneto, Johnson *et al.* (2001) [13] nos Estados Unidos realizaram uma versão do núcleo oco em uma estrutura semelhante, relatando uma perda de 1 dB/m no comprimento de onda de 10 microns. Esta estrutura possui o guia de onda da luz no modo TE_{01} , que é usado em telecomunicações por microondas, devido à sua perda extremamente baixa. O campo afasta as atenuações das paredes do guia de onda com o aumento da frequência, resultando em perdas muito baixas, embora o guia deva ser mantido em linha reta para evitar que os campos entrem no revestimento e experimentem alta absorção.

4.2 Técnicas de Fabricação

As estruturas das PCF são atualmente produzidas em vários laboratórios pelo mundo, utilizando uma variedade de técnicas diferentes (ver Figura 4.1, para alguns exemplos de estruturas). A primeira etapa é a produção de um "pré-molde", uma versão macroscópica da microestrutura prevista na PCF elaborada. Existem muitas maneiras de se conseguir isso, incluindo empilhamento de capilares e barras (KNIGHT *et al.*, 1996) [14], (ALLAN *et al.*, 2001, p. 305–320) [15], extrusão [9,16–18], fundição de sol-gel (RUSSELL, 2006) [19], moldagem por injeção e perfuração.

Figura 4.1 – Desenhos representativos dos diferentes tipos de PCF. As regiões em azul são ocas, as regiões brancas são de vidro puro. (a) PCF de núcleo sólido de Modo Infinitamente Único (ESM). (b) PCF com dois núcleos. (c) PCF birrefringentes. (d) PCF com sete células de núcleo oco.

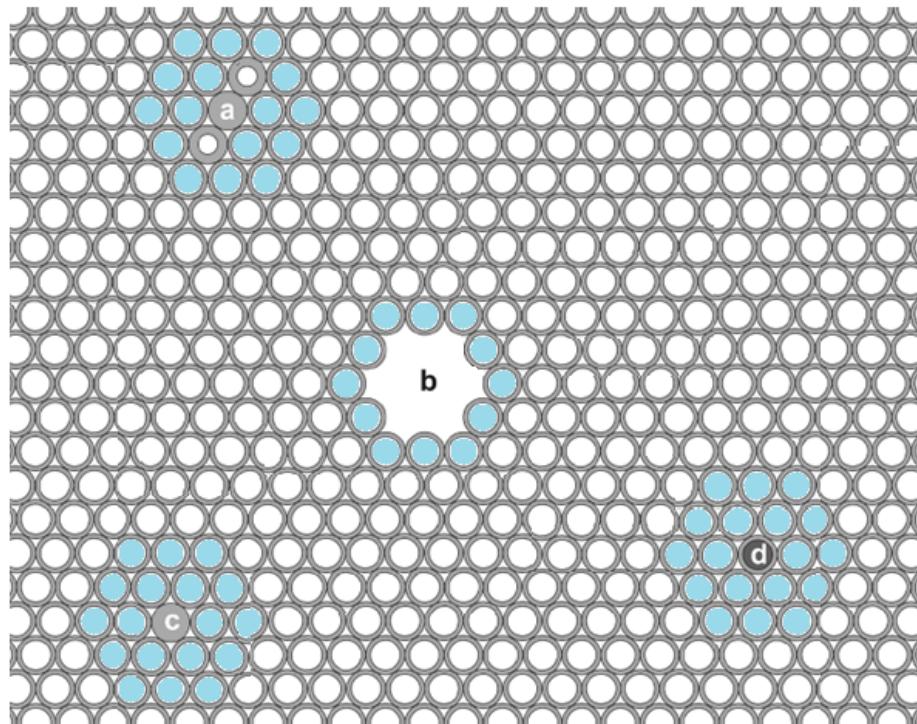


Fonte: Adaptada de Russell (2006) [19].

A técnica mais utilizada é o empilhamento de capilares circulares (Figura 4.2). Tipicamente, os capilares de comprimento de metro, com um diâmetro exterior de aproximadamente 1 mm são projetados a partir de um tubo inicial de sílica sintética de

elevada pureza, com um diâmetro de aproximadamente 20 mm. A relação entre os diâmetros interior e exterior do tubo inicial, que normalmente se situa no intervalo entre 0,3 até 0,9 ou mais, quase sempre determina o valor da relação d/Λ na fibra estirada. A uniformidade do diâmetro e circularidade dos capilares deve ser controlada em pelo menos 1% do diâmetro. Eles são empilhados horizontalmente no suporte de forma adequada para formar o arranjo cristalino desejado. A pilha é contornada por um cabo, antes de ser inserido dentro de um tubo de revestimento, e todo o conjunto é em seguida montado na unidade de alimentação do pré-molde para a elaboração e extração da fibra. O uso criterioso de pressão e de vácuo durante a tração permite algum controle limitado sobre os parâmetros estruturais finais, por exemplo, o valor da relação d/Λ .

Figura 4.2 – Pilha pré-molde que contém (a) núcleo birrefringente sólido, (b) núcleo oco de sete células, (c) núcleo isotrópico sólido, e (d) núcleo dopado. Os diâmetros capilares são suficientemente grandes para garantir que eles permaneçam rígidos para o empilhamento ~ 1 mm.



Fonte: Adaptada de Russell (2006) [19].

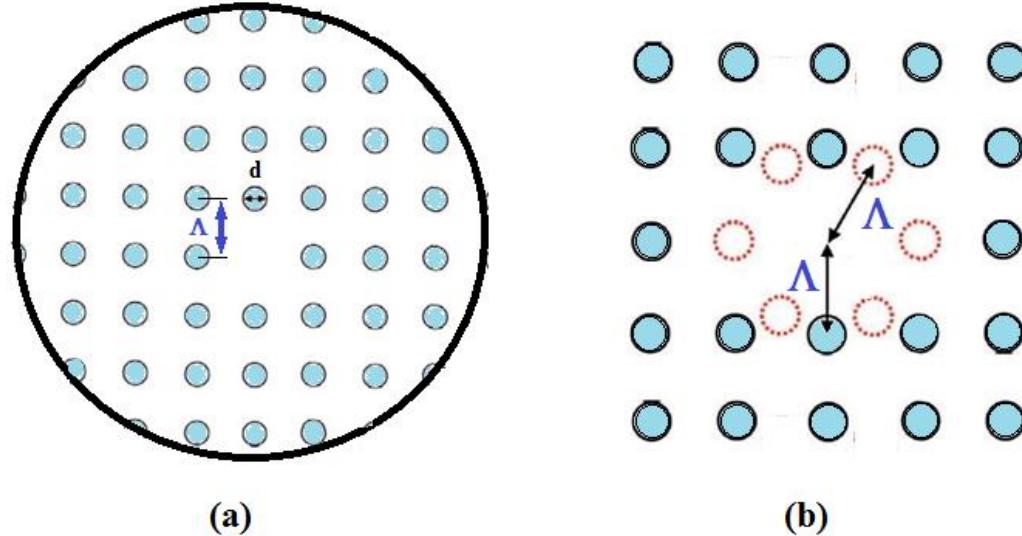
Extrusão oferece uma rota alternativa para fazer as PCFs, ou os tubos iniciais, de vidro grosso que permite a formação de estruturas que não são facilmente feitas por empilhamento. Embora não seja adequado para sílica, extrusão é útil para fazer PCFs de vidros de sílica, composto de telurita, calcogenetos e polímeros (KUMAR *et al.*, 2002) [9]. Também podemos encontrar PCF extrudida a partir de vidro de telurito, que tem uma excelente transparência ao

infravermelho, acima de 4 μm ; embora a perda relatada nas fibras seja bastante elevada, em torno de alguns decibéis por metro (KUMAR *et all.*, 2003) [18]. As PCFs de polímeros, que foram desenvolvidos pela primeira vez em Sydney, foram feitas com sucesso utilizando muitas abordagens diferentes, por exemplo, extrusão, fundição, moldagem e perfuração (LARGE *et al.*, 2006) [20].

4.3 Propriedades Básicas e Modelagem

Alguns parâmetros que caracterizam o perfil das PCFs são o espaçamento entre os buracos Λ , o diâmetro do buraco d , a relação d/Λ ou fração de preenchimento de ar e o número de orifícios de anéis usado para definir o revestimento (Figura 4.3). Para a estrutura complexa das PCFs, em particular, a grande diferença do índice de refração entre o vidro e ar faz sua análise electromagnética desafiadora. As equações de Maxwell podem ser resolvidas numericamente, utilizando uma série de técnicas especialmente desenvolvidas [21-25].

Figura 4.3 – (a) Secção de uma PCF de rede quadrada. (b) Comparação entre as posições de buracos de ar para o primeiro anel de uma rede quadrada (linha sólida) e uma rede triangular (linha pontilhada).



Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3.1 Equações de Maxwell

Na maioria dos casos práticos, um conjunto de modos com frequências iguais é mais útil que um conjunto de modos com frequências diferentes compartilhando o mesmo valor das

componentes do vetor de onda axial β . E, portanto, é conveniente arranjar as equações de Maxwell com β^2 como autovalor, isto é, (RUSSELL, 2006) [19]:

$$(\nabla^2 + k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}_T) + [\nabla \ln \varepsilon(\mathbf{r}_T)] \times \nabla \times) \mathbf{H}_T = \beta^2 \mathbf{H}_T \quad (4.1)$$

onde todos os vetores de campo são tomados sob a forma $\mathbf{Q} = \mathbf{Q}_T(\mathbf{r}_T) e^{-i\beta z}$, $\varepsilon(\mathbf{r}_T)$ é a constante dielétrica, $\mathbf{r}_T = (x, y)$ é a posição no plano transverso e $k_0 = \omega/c$ é o vetor de onda no vácuo. Esta forma permite que a dispersão no material seja facilmente incluída, o que não ocorre se as equações são configuradas com k_0^2 como autovalores. Escrita explicitamente em coordenadas cartesianas, (4.1) produz duas equações relacionadas a h_x e h_y da seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 h_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 h_x}{\partial x^2} - \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial y} \left(\frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial x} \right) + (\varepsilon k_0^2 - \beta^2) h_x = 0 \quad (4.2a)$$

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h_y}{\partial y^2} - \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial x} \left(\frac{\partial h_x}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial x} \right) + (\varepsilon k_0^2 - \beta^2) h_y = 0 \quad (4.2b)$$

e uma terceira equação diferencial relacionada a h_x , h_y , e h_z não é necessária para resolver (4.2a) e (4.2b).

4.3.2 Aproximação Escalar

Na aproximação escalar paraxial, o segundo termo dentro do operador em (4.1), que dá origem aos termos médios em (4.2), acopla-os entre os componentes do vetor do campo, podendo ser negligenciado, produzindo a seguinte equação de onda escalar:

$$\nabla^2 \mathbf{H}_T + (k_0^2 \varepsilon(\mathbf{r}_T) - \beta^2) \mathbf{H}_T = 0. \quad (4.3)$$

Isto leva a um princípio semelhante ao utilizado na análise da SMF padrão (SNYDER; LOVE, 1983) [26], que pode ser usado para parametrizar os campos (BIRKS *et al.*, 2004) [27]. Definindo n_i e n_j como os índices de refração dos dois materiais usados para construir uma forma geométrica particular do cristal fotônico, os modelos matemáticos dos campos e as relações de dispersão serão idênticos, desde que o parâmetro generalizado V_{gen} definido por:

$$V_{\text{gen}} = k_0 \Lambda \sqrt{n_i^2 - n_j^2} \quad (4.4)$$

fique constante. Isto tem a interessante consequência (embora em um limite não exatamente prático) que lacunas de banda possam existir com pequenas diferenças nos índices, desde que a estrutura seja suficientemente grande.

4.3.3 Algumas Técnicas Numéricas

Uma técnica comum para a solução da equação (4.1) utiliza uma expansão de Fourier para criar um conjunto base de ondas planas para as áreas, o que reduz o problema da inversão de matriz com uma equação apropriada para o cálculo numérico (FERRANDO *et al.*, 1999) [23]. Em contraste com as versões de equações de Maxwell com autovalor k_2 (MEADE *et al.*, 1993) [28], a equação (4.1) é não-Hermitiana, o que significa que os métodos padrão para inversão de matriz não podem ser aplicados diretamente. Um método iterativo eficiente pode, no entanto, ser usado para calcular o inverso do operador por meio de passos da transformada rápida de Fourier. Este método é útil para localizar com precisão os modos guiados em uma PCF de núcleo sólido, que estão localizados na extremidade superior do espectro dos autovalores do operador invertido. Na PCF de núcleo oco, no entanto (ou outras fibras que contém um gap de revestimento para confinar a luz), os modos de interesse encontram-se no interior do espectro de autovalores. Uma transformação simples pode, porém, ser usada para deslocar os desejados autovalores internos para a extremidade do espectro, acelerando rapidamente os cálculos e permitindo que até um milhão de ondas base possam ser incorporadas (POTTAGE *et al.*, 2003) [29], (PEARCE; HEDLEY; BIRD, 2005) [30].

Para tratar a PCF com guia em um núcleo central de uma estrutura com forma periódica, uma supercélula é construída, com dimensão suficiente para que os modos guiados nos núcleos adjacentes não interajam significativamente. O método de expansão da onda plana utiliza uma série de Fourier para representar a função dielétrica descontínua, por isso sofre com o fenômeno de Gibb - a incapacidade de representar com precisão mudanças graduais. Isto introduz uma imprecisão nas soluções, que pode geralmente ser reduzida ao manter cada vez mais componentes de onda plana. Uma abordagem bem-sucedida e precisa para aliviar este problema consiste em diminuir os contornos agudos usando funções supergaussianas, embora verificações cuidadosas na exatidão das soluções devam ser realizadas.

Outras técnicas numéricas incluem a expansão do campo em termos de funções Hermite-Gauss (PEARCE; HEDLEY; BIRD, 2005) [30], (MONRO *et al.*, 1999) [31], o uso da análise pelo método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD, do inglês *Finite-Difference Time-Domain*) {uma ferramenta simples e versátil para explorar geometrias de guia de onda (CHAN; YU; HO 1995) [32]} e a abordagem de elementos finitos (MIAS; WEBB; FERRARI, 1999) [33]. Se a estrutura da PCF consiste puramente de orifícios circulares, o método multipolar ou Rayleigh é um método particularmente rápido e eficiente (McPHEDRAN *et al.*, 1999) [25], (WHITE *et al.*, 2002) [34]. Ele utiliza a teoria de Mie para

avaliar a dispersão do campo incidente em cada buraco. Outra abordagem é uma técnica de fonte-modelo que utiliza dois conjuntos de fontes primárias fictícias para aproximar os campos internos e cilindros circulares externos (HOCHMAN; LEVIATAN, 2004) [35].

4.4 Características do Revestimento do Cristal Fotônico

O mais simples revestimento de cristal fotônico é um material livre de defeitos, composto periodicamente no modo biaxial com a sua própria estrutura de banda e dispersão bem definidas. Essas propriedades determinam o comportamento dos modos guiados que se formam nos núcleos (ou "defeitos estruturais", no jargão dos cristais fotônicos). Uma ferramenta gráfica conveniente é o diagrama de propagação, um mapa da gama de frequências e das componentes do vetor de onda axial β onde a luz evanesce em todas as direcções transversais, independentemente do seu estado de polarização (BIRKS *et al.*, 1995) [21]. Onde em qualquer sub-região de material isotrópico (isto é, vidro ou ar), para uma frequência óptica fixa, o valor máximo possível de $\beta\Lambda$ é dada por $k_0\Lambda n$, onde n é o índice de refração (a certa frequência) da região em questão. Para $\beta < k_0n$, a luz é livre para se propagar, para $\beta > k_0n$, é evanescente, e em $\beta = k_0n$, o ângulo crítico é atingido, indicando o aparecimento de reflexão interna total para a luz incidente com origem em um meio com índice maior que n .

4.4.1 Índice de Refração Máximo

O índice de refração axial máximo $n_{\max} = \beta_{\max}/k_0$ do revestimento do cristal fotônico encontra-se na faixa de $k_0 < \beta < kn_g$, como esperado para um material composto de vidro-ar. Em particular, n_{\max} depende fortemente da frequência.

Através do quadrado do índice de refração médio do revestimento do cristal fotônico, é simples mostrar que

$$n_{\max} \rightarrow \sqrt{(1-F)n_g^2 - Fn_a^2}, \quad k_0\Lambda \rightarrow 0, \quad (4.5)$$

no limite de um comprimento de onda máximo em uma aproximação escalar, em que F é a fração de preenchimento de ar e n_a representa o índice nos buracos, que pode ser tomado como sendo igual a 1.

Conforme o comprimento de onda da luz diminui, os campos ópticos são mais capazes de distinguir entre as regiões de vidro e de ar. A luz fica cada vez mais sobreposta no vidro, fazendo com que o n_{\max} efetivo "visto" por ela mude. No limite de um comprimento de onda

mínimo $k_0\Lambda \rightarrow \infty$, a luz é fortemente excluída dos orifícios de ar por TIR, e o perfil do campo "congela" de forma que fica independente do comprimento de onda. A variação do valor de n_{\max} com a frequência pode ser estimada através da expansão dos campos centrada nos orifícios de ar, em termos das funções de Bessel e aplicando simetria (BIRKS; KNIGHT; RUSSELL, 1997) [36].

4.4.2 Comprimento de Onda Transversal Efetivo

O comprimento de onda transversal efetivo num i -ésimo material é definido como (RUSSELL, 2006) [19]:

$$\lambda_{\text{eff}}^i = \frac{2\pi}{\sqrt{k_0^2 n_i^2 - \beta^2}} \quad (4.6)$$

onde n_i é o seu índice de refração. Este comprimento de onda pode ser muitas vezes maior que o no vácuo, tendendo ao infinito para o ângulo crítico $\beta \rightarrow k_0 n_i$ e sendo imaginário quando $\beta > k_0 n_i$. Além disso, é uma medida para identificar se a luz tende ou não a ser ressonante dentro de uma estrutura com uma característica particular, por exemplo, um furo ou um fio de vidro, e define as PCFs como uma estrutura na escala de comprimento de onda.

4.4.3 As PBGs

As completas PBGs em 2-D descritas por Birks *et al.* (1995) [21] confirmou a viabilidade de aprisionamento de luz em um núcleo oco onde a banda proibida coincidiu com os pontos onde as ressonâncias nas células unitárias do revestimento causavam chaveamento, ou seja, os autovalores das matrizes de transferência de campo das células interunitárias mudaram de $\exp(\pm i\phi)$ (propagação) para $\exp(\pm \gamma)$ (evanescência). Nestas transições, dependendo do limite da banda, a luz possuia um maior ou menor grau de redistribuição preferencial para as sub-regiões de baixo ou de alto índice. Por exemplo, numa frequência óptica fixa e valor de β pequeno, alguns modos escapam apresentando picos em outros canais com baixo índice, formando, assim, uma banda passante. Para os sub-fios com alto índice, por outro lado, a banda de estados reais é delimitada por pequenos valores de β , onde a amplitude do campo muda o sinal entre o par de fios adjacentes selecionados, dependendo da geometria da estrutura enquanto que para alto-valores, a amplitude de campo não muda de sinal entre os fios (esta distribuição do campo produz n_{\max}).

4.5 Características do Guia

Em fibra monomodo (SMF), os modos guiados formam-se dentro da faixa de índices de refração axial $n_{cl} < n_z < n_{co}$ quando a luz é evanescente no revestimento ($n_z = \beta/k_0$; os índices do núcleo e do revestimento são representados por n_{co} e n_{cl}). Em PCF, existem três mecanismos de guias distintos: 1) uma forma modificada de TIR (BIRKS; KNIGHT; RUSSELL, 1997) [36], (KNIGHT *et al.*, 1998) [37], 2) guia em PBG (CREGAN *et al.*, 1999) [38], (KNIGHT *et al.*, 1998) [39], e 3) um mecanismo permeável com base em uma baixa densidade de estados fotônicos no revestimento (BENABID *et al.*, 2002) [40].

4.5.1 Ressonância e Antirressonância

É útil perceber se os modos no guia são confinados (ou não) por ressonância e antirressonância nas células unitárias do cristal de revestimento. Se o modo no núcleo não encontra nenhum estado com o qual possa ocorrer casamento de fase com o revestimento, a luz não pode “vazar”. Esta é uma situação familiar em muitas áreas da fotônica. O que talvez não seja tão familiar seja o uso do conceito em duas dimensões, onde uma unidade de repetição é ladrilhada para formar um revestimento de cristal fotônico. Isto permite a construção de uma imagem intuitiva de “gaiolas”, “barras” e “janelas” para a luz e, na verdade, leva a uma indefinição da distinção entre os guias por efeitos de TIR modificada e da PBG.

4.5.2 Diferença Positiva entre os Índices Núcleo/Revestimento

Este tipo de PCF pode ser definida como uma fibra em que a média do índice de refração no seu revestimento, no limite de um longo comprimento de onda $k_0 \rightarrow 0$ (4.5), é menor do que o índice no seu núcleo (no mesmo limite). Nas condições corretas (com alta fração de preenchimento de ar), os guias por PBG também podem ocorrer, embora, experimentalmente os modos nos guias por TIR sejam dominantes.

Em uma PCF de núcleo sólido de raio $\rho_{pcf} = \Lambda$ e utilizando a análise em (BIRKS; KNIGHT; RUSSELL, 1997) [36], o parâmetro eficaz V_{gen} pode ser calculado. Como esperado, o número de modos no guia $\sim V_{pcf}^2/2$ é quase independente do comprimento de onda com altas frequências, e o comportamento do monomodo é determinado unicamente

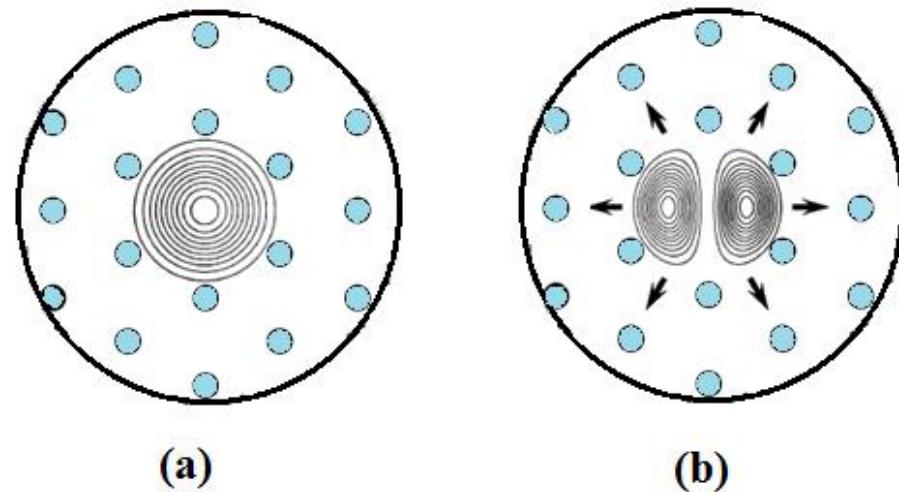
pela geometria. Modelagens numéricas mostram que, se a relação $d/\Lambda < 0,43$, a fibra não suportará quaisquer modos de ordem superior no guia.

Este comportamento pode ser compreendido através da visualização da matriz de furos, como um filtro modal ou "peneira" (Figura 4.4). O modo fundamental no núcleo de vidro tem um comprimento de onda transversal eficaz $\lambda_{\text{eff}}^g \approx 4\Lambda$. É, portanto, incapaz de "se espremer" através dos canais de vidro entre os buracos, que possui largura $\Lambda - d$ e, assim, abaixo do limite de resolução de Rayleigh $\approx \lambda_{\text{eff}}^g / 2 = 2\Lambda$. Desde que o valor da relação d/Λ é pequeno o suficiente, os modos de ordem superior são capazes de "escapar" e o comprimento de onda transversal efetivo torna-se menor. Quando os furos são maiores, os sucessivos modos de ordem superior ficam confinados.

4.5.3 Diferença Negativa entre os Índices Núcleo/Revestimento

Desde que a TIR não pode operar sob essas circunstâncias, a baixa perda do guia de onda só é possível se um PBG exista na faixa $\beta < k_0 n_{\text{core}}$.

Figura 4.4 – Filtragem Modal em uma PCF com núcleo sólido. (a) o modo fundamental é aprisionado. (b) os modos de ordem superior vazam para fora através dos espaços entre os buracos de ar.



Fonte: Adaptada de Russell (2006) [19].

Em uma PCF sílica-ar, frações maiores de preenchimento de ar e pequenos espaçamentos entre buraco são necessários para atingir PBGs na região $\beta < k_0$. Birks *et al.* (1995) [21], mostrou que estas condições garantem que a luz é livre para se propagar e formar modos guiados dentro do núcleo oco ao ser incapaz de escapar para o revestimento. O número

N_m de tais modos é controlado pela profundidade e largura do "poço de potencial" do índice de refracção e é dado aproximadamente por (RUSSELL, 2006) [19]:

$$N_m \approx k^2 \rho_{oco}^2 (n_{high}^2 - n_{low}^2) / 2, \quad (4.7)$$

onde n_{high} e n_{low} são os índices de refração nas bordas da PBG em frequência fixa, e ρ_{oco} é o raio do núcleo. Uma vez que as lacunas da banda bem estreitas ($n_{high}^2 - n_{low}^2$), o núcleo oco deve ser suficientemente grande para que um modo no guia possa existir. Na primeira PCF oca relatada em 1999 (CREGAN *et al.*, 1999) [38], o núcleo foi formado pela omissão de sete vasos capilares a partir do pré-molde da pilha [Figura 4.1 (d)].

Em fibras com guias com banda proibida todo-sólido, o núcleo é feito de vidro de baixo índice e está rodeado por um conjunto de fios de vidro de alto índice (LUAN *et al.*, 2004) [41], (ARGYROS *et al.*, 2005) [42]. Uma vez que a diferença média dos índices núcleo-revestimento é negativo, a TIR não pode acontecer e os efeitos das PBGs são os únicos mecanismos de orientação possível. Estas estruturas têm algumas semelhanças com estruturas 1-D, onde a antirressonância desempenha um papel importante (LITCHINITSER *et al.*, 2003) [43].

4.5.4 Birrefringência

Os modos em algumas estrutura não são birrefringentes como apresentado por Steel *et al.* (2001) [44]. Na prática, no entanto, a grande diferença entre os índices do vidro-ar significa que, mesmo pequenas distorções acidentais na estrutura, produzem um grau de birrefringência. Portanto, se o núcleo for deliberadamente distorcido de modo a tornar-se simétrico duplo, valores extremamente altos de birrefringência podem ser alcançados. Por exemplo, através da introdução de capilares, com diferentes espessuras de parede superiores e inferiores de um núcleo de vidro sólido [Figura 4.1 (c)], os valores da birrefringência podem alcançar valores cerca de dez vezes maiores do que em fibras convencionais (BLANCH *et al.*, 2000) [45]. A PCF de núcleo oco com níveis moderados de birrefringência ($\sim 10^{-4}$) pode ser realizada tanto através da formação de um núcleo elíptico ou ajustando o projeto estrutural da envoltória do núcleo (CHEN *et al.*, 2004) [46], (ROBERTS *et al.*, 2006) [47].

Experiências mostram que a birrefringência em PCF é cerca de 100 vezes menos sensível a variações de temperatura do que nas fibras convencionais, o que é importante em muitas aplicações (KIM; KANG, 2004) [48]. Isso ocorre porque as fibras tradicionais "sustentadora da polarização" contêm pelo menos dois vidros diferentes, cada um com um

coeficiente de expansão térmica diferente. Em tais estruturas, tensões resultantes dependentes da temperatura tornam a birrefringência uma forte função da temperatura.

4.5.5 GVD

GVD é o que provoca diferentes frequências de luz a viajar em diferentes velocidades de grupo, um fator crucial para o projeto de sistemas de telecomunicações e em todos os tipos de experimentos ópticos não lineares. A PCF oferece um maior controle da magnitude e sinal do GVD como uma função do comprimento de onda. De muitas maneiras, isso representa uma oportunidade ainda maior que um mero aumento do coeficiente não linear efetivo.

4.5.6 Mecanismos de Atenuação

Uma vantagem comum a todas as fibras é a elevada relação na extensão do pré-molde para fibras, que tem o efeito de atenuar as imperfeições, resultando em uma estrutura transversal que é extremamente invariante com a distância ao longo da fibra. Esta é a principal razão para a ultra baixa atenuação exibida pelas fibras em comparação com outras estruturas de guia de onda. Em PCFs, as perdas são regidas por dois parâmetros principais: a fração da luz no vidro e a rugosidade nas interfaces de vidro com o ar. A fração de luz no vidro pode ser controlada por um projeto criterioso e varia de cerca de 100% em fibras de núcleo sólido para menos de 1% nas melhores fibras de núcleo oco.

4.5.7 Não-Linearidade Kerr

A capacidade de aumentar ou reduzir a não linearidade Kerr efetiva e, ao mesmo tempo, controlar a magnitude do comprimento de onda e da dependência do GVD, faz a PCF um veículo versátil para estudo de alguns efeitos, tais como, a mistura de quatro ondas, a automodulação de fase, a instabilidade modulacional, a formação de soliton e o espalhamento Raman estimulado. Para ter em conta as diferentes proporções de luz no vidro e ar, é necessário redefinir o coeficiente γ (LAEGSGAARD *et al.*, 2003) [49] da seguinte forma:

$$\gamma = k_0 \sum_i n_2^i / A_{\text{eff}}^i = k_0 n_2^{\text{eff}} / A_{\text{CORE}} . \quad (4.8)$$

Em (4.8), n_2^i é o índice de refração não linear do material i (ou seja, $2,9 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ para o ar, $2,5 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ para a sílica, e pelo menos uma ordem de magnitude

superior para vidros de componentes múltiplos), A_{eff}^i é definida como a área efetiva para a luz no material i , e n_2^{eff} é o índice não linear efetivo para a fibra (com área do núcleo A_{core}).

As maiores não linearidade disponíveis em fibras índice degrau convencionais é $\gamma = 20 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ a 1550 nm (ONISHI *et al.*, 1998) [50]. Por comparação, uma PCF de núcleo sólido relatada por Russell (2006) [19], com um diâmetro do núcleo de 1 μm , apresentou uma não linearidade de $\gamma = 240 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ a 850 nm, e $\gamma = 550 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ a 1550 nm, medido para PCFs feita de vidros de componentes múltiplos (PETROPOULOS *et al.*, 2003) [51].

Em total contraste, a PCF oca tem níveis extremamente baixos de não linearidade, devido à pequena sobreposição entre o vidro e a luz. Em um exemplo recente foi relatada uma fibra com um índice de refração não linear efetivo de $n_2^{\text{eff}} = 8,6 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ (cerca de 300 vezes menor do que no vidro de sílica), e um coeficiente linear $\gamma = 0.023 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ (cerca de 104 vezes menor que em uma típica PCF de núcleo sólido altamente não linear) (LUAN *et al.*, 2004) [52].

4.6 Algumas Aplicações

As PCFs apresenta um número crescente de aplicações nas áreas de ciência e tecnologia. Nesta seção veremos algumas delas.

4.6.1 Alta Potência e Energia de Transmissão

A capacidade que a PCF possui de permanecer no modo único em todos os comprimentos de onda que ela guia, sugere que ela possa manipular uma potência maior, assim, a área do núcleo pode ser aumentada sem a pena de introdução de modos de ordem superior no guia. A capacidade de transmitir potência mais elevada em um único modo tem um grande impacto na área de usinagem a laser e lasers de fibra de alta potência e amplificadores. Verificou-se que a PCF oferece uma largura de banda mais ampla no guia de modo único porque ele pode operar no regime multimodo permanecendo monomodo (KNIGHT *et al.*, 1998) [53].

A PCF de núcleo oco também é uma excelente candidata para a transmissão de alta potência de onda contínua, bem como pulsos ultracurtos, com potência de pico muito elevada. Sóliton foram relatados em 1550 nm com duração de 100 fs e potência de pico de 2 MW por Ouzounov *et al.* (2003) [54] e em 800 nm usando um laser de Ti:safira por Luan *et al.* (2004)

[52]. A energia do sóliton é, evidentemente, determinada pelo valor efetivo de γ e da magnitude do GVD anómalo.

4.6.2 Lasers a Fibra e Amplificadores

Lasers de PCF podem ser produzidos diretamente pela incorporação de um bastão dopado com terras raras na pilha da pré-forma. Muitos projetos diferentes podem ser realizados, tais como núcleos com modo de áreas ultra largos para altas potências e estruturas com múltiplos núcleos de laser (MICHAILLE *et al.*, 2005) [55]. As geometrias de revestimento para ultra potências de bombeamento podem ser formadas através da incorporação de um segundo núcleo (muito maior e multimodo) em torno de um grande centro fora do núcleo de modo infinitamente único (ESM, do inglês *Endlessly Single Mode*) do laser. Usando técnicas de microestruturação, este guia de ondas de revestimento interior pode ser suspenso, ligando-o a um tubo de vidro exterior com teias muito finas de vidro (WADSWORTH *et al.*, 2004) [56].

A PCF de núcleo oco, com a sua capacidade de potência superior e designável GVD, é ideal como um último estágio de compressão em esquemas de amplificação de pulsos chirpados. Isso permite uma operação com densidades de potência que destruiriam fibras convencionais com núcleo de vidro (LIMPERT *et al.*, 2003) [57], (MATOS *et al.*, 2003) [58].

4.6.3 Efeitos Não Lineares Kerr

Uma das aplicações mais bem sucedidas da PCF não linear é a geração de supercontínuo (SC) a partir de pulsos laser de picossegundos e femtossegundos. Quando os pulsos de alta potência viajam através de um material, o seu espectro de frequência pode ser ampliado por uma série de efeitos não lineares interligados (ALFANO, 1989) [59]. Em materiais produzidos em larga escala, o laser de bombeio preferido é um sistema de Ti:safira com amplificação regenerativa, produzindo alta energia (em milijoules) em pulsos de femtossegundos a 800 nm de comprimento de onda e taxa de repetição em kilohertz. SCs também foram previamente gerados em SMF por bombeamento a 1064 nm e 1330 nm por Chernikov *et al.* (1997) [60], com o espectro ampliado para comprimentos de onda maiores, principalmente devido ao espalhamento Raman estimulado (SRS). Quando o perfil de dispersão é adequadamente concebido, a ampliação estende-se as frequências mais altas e mais baixas por causa da mistura de quatro ondas que atua de forma mais eficiente que o SRS.

Esta fonte de supercontínuo tem aplicações em tomografia por coerência óptica (HARTL *et al.*, 2001) [61], (HUMBERT *et al.*, 2006) [62], metrologia de frequência (HOLZWARTH *et al.*, 2000) [63], (HUNDERTMARK *et al.*, 2004) [64] e todos os tipos de espectroscopia. Ela é particularmente útil como uma fonte de baixa coerência luminosa nas medições de dispersão por atraso de grupo com base em um interferómetro Mach-Zehnder.

4.6.4 Espalhamento de Brillouin

A micro/nanoestruturação periódica ultrapequena em núcleos de vidro/ar das PCFs modifica fortemente as propriedades acústicas, em comparação com SMFs convencionais [65-68]. O som pode ser guiado no núcleo com os modos acústicos rigidamente confinados ou com fugas. Além disso, a geometria complexa e contornos "duros" provocam o acoplamento entre todos os três componentes de deslocamento (radial, azimutal, e axial), com o resultado de que cada modo acústico tem ambos os elementos de cisalhamento e longitudinal da tensão. Este comportamento acústico complexo modifica fortemente as características propagantes e antipropagantes do espalhamento de Brillouin.

Quando um núcleo sólido de sílica-ar da PCF tem um diâmetro de núcleo com cerca de 70% do comprimento de onda (no vácuo) da luz de laser lançada (DAINESSE *et al.*, 2006) [69] e a fração de preenchimento de ar no revestimento é muito elevada, o sinal de Brillouin espontâneo exibe várias bandas com deslocamentos da frequência de Stokes na gama de 10 GHz. Estes picos são causados por guias de modos acústicos discretos, cada um com diferentes proporções de tensão longitudinal e cisalhamento fortemente localizado no núcleo (DAINESE *et al.*, 2006) [70]. Ao mesmo tempo, a potência limiar do espalhamento de Brillouin estimulado aumenta cinco vezes, um resultado inesperado, uma vez que convencionalmente pode-se assumir que as intensidades mais elevadas proporcionam uma redução de potências limiares não lineares. Isto ocorre porque a sobreposição entre os efetivos modos acústicos fortemente confinados e o modo óptico é, na verdade, menor que a de um núcleo de fibra convencional. O campo acústico contém uma grande proporção de tensão de cisalhamento, o que não contribui de forma significativa para as alterações no índice de refração. Isto tem uma importância prática direta nos amplificadores paramétricos, que podem ser bombeados cinco vezes mais, antes do aparecimento do espalhamento de Brillouin estimulado.

A fração extremamente elevada de preenchimento de ar no pequeno núcleo da PCF também permite que frequências sonoras de alguns gigahertz sejam aprisionadas

exclusivamente no plano transverso por efeitos “band gap” fonônico (RUSSELL, 2006) [19]. A capacidade de confinar a energia acústica no vetor de onda axial zero $\beta_{ac} = 0$ significa que a razão entre a frequência angular Ω com o vetor de onda β_{ac} torna-se arbitrariamente grande para $\beta_{ac} \rightarrow 0$ e, assim, poderá facilmente casar-se ao valor do guia de onda da luz na fibra, isto é, c/n . Isto permite interações de casamento de fase entre o modo acústico e dois modos ópticos espacialmente idênticos de diferentes frequências (DAINESSE *et al.*, 2006) [69].

4.6.5 Telecomunicações

Existem várias potenciais aplicações das PCFs, ou dispositivos baseados em PCFs, em telecomunicações. Uma aplicação que parece próxima de ser implementada é o uso de PCF de núcleo sólido ou SMF “assistida de buracos” para fibras até as residências, com a vantagem adicional de uma perda de curvatura menor, oferecida pela estrutura de buraco (NAKAJIMA *et al.*, 2003) [71]. Outras possibilidades incluem uma fibra PCF de núcleo oca para compensar a dispersão, na transmissão de longa distância.

Oportunidades adicionais existem na produção de fontes brilhantes de pares de fôtons correlacionados para a criptografia quântica, amplificadores paramétricos com características melhoradas, fibra altamente não linear para chaveamento e amplificação toda óptica, PCF de núcleo oco cheio de acetileno para a estabilização de frequência em 1550 nm, e o uso fatiado do espectro do SC como canais WDM. Há também muitas possibilidades de dispositivos “inline” ultraestáveis com base em alterações morfológicas permanentes na estrutura de buracos locais induzidas por aquecimento, colapso, alongamento, ou inflação.

4.6.6 Sensores Ópticos

Sensoriamento é, até o momento, uma área relativamente inexplorada por PCFs, embora as oportunidades sejam inúmeras, como o monitoramento ambiental, sensoriamento biomédico e monitoramento estrutural (MONRO *et al.*, 2001) [72]. Algumas PCFs com multinúcleos têm sido utilizadas para sensor de formato (MACPHERSON *et al.*, 2001) [73], (BLANCHARD *et al.*, 2000) [74], velocimetria Doppler (MACPHERSON *et al.*, 2003) [75], assim como, PCF com duplo revestimento, utilizadas para medições de fluorescência de multi-fôtons em medicina (MYAING *et al.*, 2003) [76] e PCF de núcleo sólido para sensor de pressão hidrostática (MACPHERSON *et al.*, 2005) [77].

4.7 Propriedades Acústo-Ópticas de Fibras de Cristal Fotônico com Núcleo Sólido

Através da excitação de uma onda acústica flexural viajando no guia ao longo de uma fibra, o acoplamento entre os modos ópticos pode ocorrer (KIM *et al.*, 1986) [78]. O acoplamento acusto-óptico em fibras ópticas convencionais é utilizado para a realização de dispositivos ópticos, tais como filtro rejeita faixa, filtros passa-banda, deslocadores de frequência, chaveamento, acopladores e multiplexadores add-drop. Uma característica destes dispositivos é que eles podem ser dinamicamente sintonizados pelo ajuste do comprimento de onda ou amplitude da onda acústica. Um amplificador a fibra dopada com érbio com ganhoativamente plano é um exemplo de dispositivo em que tal sintonização é útil (KIM *et al.*, 1998) [79].

É esperado que os dispositivos baseados em PCF, possam realizar as mesmas funções acústo-ópticas que os dispositivos baseados em fibras convencionais desenpenham, mas com propriedades diferentes. As propriedades acústicas e ópticas das fibras devem ser conhecidas a fim de otimizar o desempenho dos dispositivos acusto-ópticos. Por conseguinte, é importante caracterizar os relevantes parâmetros das PCFs para o acoplamento acusto-óptico.

Foram relatadas medições da velocidade de fase do modo acústico flexural de ordens menores para uma PCF de núcleo sólido, assim como para uma PCF com núcleo oco e uma fibra óptica padrão (HAAKESTAD; ENGAN, 2006) [80]. A interação acusto-óptica é então utilizada para acoplar o modo da luz de menor ordem para praticamente os quatro primeiros modos ópticos degenerados de ordem superior da PCF de núcleo sólido. E isso é utilizado para medir o comprimento de batimento intermodal entre a menor ordem e os primeiros modos de ordem mais alta.

4.7.1 Propriedades Acústicas

Uma fibra óptica, com o revestimento de plástico protetor removido, é considerada acusticamente como um cilindro de sílica homogêneo de comprimento infinito, em uma primeira aproximação. Os modos acústicos de um cilindro homogêneo podem ser encontrados através de uma solução exata da equação de onda acústica em coordenadas cilíndricas, usando as condições de contorno de uma superfície cilíndrica livre de stress (ENGAN *et al.*, 1988) [81].

Para tanto, $f_a\rho/c_t$ é definida como a frequência normalizada, onde f_a é a freqüência acústica, ρ é o raio da fibra e c_t é a velocidade da onda plana acústica transversal na sílica. No

regime de baixa frequência, quando $f_a\rho/c_t \ll 1$, apenas três tipos de modos acústicos existem. Eles são o modo longitudinal de mais baixa ordem, o modo torcional de mais baixa ordem, e a dupla degenerada (x e y polarizadas) no modo flexural de mais baixa ordem. O tipo de modo acústico mais comum usado em dispositivos acusto-óptico é o modo flexural de mais baixa ordem, uma vez que este modo pode ser facilmente excitado por uma corneta acústica. O conhecimento da relação de dispersão deste modo é importante, uma vez que a frequência da onda acústica é experimentalmente controlável, pois tanto a frequência, quanto o comprimento de onda da onda acústica afetam as propriedades acusto-ópticas do dispositivo.

Quando $f_a\rho/c_t \gg 1$, o cilindro homogêneo torna-se altamente multimodo, o que é indesejável para a interação acusto-óptica bem controlada. Além disso, a distribuição de deslocamento do modo flexural de mais baixa ordem se aproxima da de uma onda acústica de Rayleigh, que tem a maior parte da energia contida numa camada fina próxima da superfície do cilindro. Para que a interação acusto-óptica ocorra, deve haver uma área de sobreposição significativa entre a onda acústica e os modos ópticos, o que significa, portanto, que o regime $f_a\rho/c_t \ll 1$ é relevante para dispositivos acusto-ópticos.

No limite, quando $f_a\rho/c_t \rightarrow 0$, o deslocamento do modo flexural de menor ordem se assemelha ao de uma haste meramente dobrada e a velocidade de fase pode ser encontrada utilizando a teoria de Euler-Bernoulli (E-B) (GRAFF, 1975) [82]. Esta teoria é uma das mais simples para a descrição de ondas acústicas em hastes finas e pode ser facilmente aplicada a fibras de seção transversal arbitrária. De acordo com a teoria de E-B, a velocidade de fase é dada por:

$$c_f = \sqrt{\frac{I_E}{\rho_l}} K. \quad (4.9)$$

Aqui, ρ_l é a massa por unidade de comprimento da fibra, K é o número de onda da onda acústica, e I_E é a rigidez flexural, escrita como (HAAKESTAD; ENGAN, 2006) [80]:

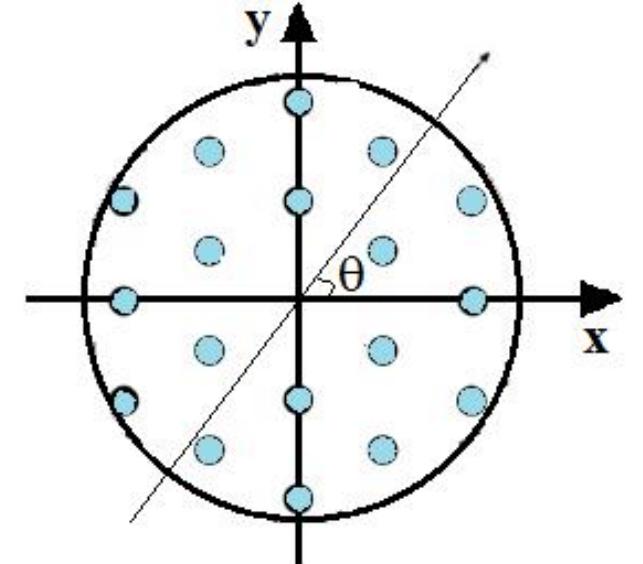
$$I_E(\theta) = \int_S E_Y(x, y)(x \cos \theta + y \sin \theta)^2 dx dy \quad (4.10)$$

podendo ser transformada na soma de três integrais:

$$I_E(\theta) \equiv I_1 \cos^2 \theta + I_2 \sin^2 \theta + I_3 \sin 2\theta, \quad (4.11)$$

onde E_Y é o módulo de Young e a integral é tomada sobre a seção transversal da fibra. A polarização da onda acústica é levada a fazer um ângulo θ com o eixo- x , como mostrado pela PCF de núcleo sólido na Figura 4.5.

Figura 4.5 – Seção transversal de um PCF de núcleo sólido.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Com base na teoria de E-B, a PCF na Figura 4.5 não é acusticamente birrefringente, em contraste, por exemplo, com fibra de alta birrefrigência da Figura 4.1 (c). A integral I_3 , que é definida em (4.10) e (4.11), é igual a zero, uma vez que $E(x, y)$ é par e xy é ímpar, quando x muda de sinal. Devido à simetria da fibra, a condição

$$I_E(0) = I_E\left(\frac{\pi}{3}\right) \quad (4.12)$$

deve ser mantida. Isto leva a $I_1 = I_2$, o que significa que (4.10) pode ser escrita como:

$$I_E(\theta) = \int_S E_Y(x, y) x^2 dxdy, \quad (4.13)$$

que é independente de θ . Este resultado também pode ser entendido a partir de um ponto de vista físico: uma onda flexural com $\theta = 0$ deve ter a mesma velocidade de fase que uma onda flexural com $\theta = \pi/3$, devido à simetria da fibra. Uma onda flexural arbitrariamente polarizada pode ser escrita como uma sobreposição dessas duas ondas linearmente independentes e, portanto, têm a mesma velocidade de fase que essas ondas. Isto corresponde aos bem-conhecidos resultados para a propagação de uma onda acústica plana transversal ao longo de um eixo de simetria em um cristal (ROYER; DIEULESAINT, 2000) [83].

Numa avaliação da integral (4.13) juntamente com a definição $\sqrt{E_{Y \text{ silica}} / \rho_{d \text{ silica}}} \equiv c_{\text{ext}}$, e usando (4.9), chega-se a:

$$\frac{c_f}{c_t} = \alpha_f \left(\frac{\pi c_{\text{ext}}}{c_t} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{f_a \rho}{c_t} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.14)$$

onde α_f é uma constante de ordem unitária que depende da geometria da fibra. $\alpha_f = 1$ para um cilindro homogêneo, enquanto $\alpha_f = 1,013$ para a fibra da Figura 4.5. Isto mostra que a influência dos furos na PCF sobre a velocidade de fase no modo flexural de ordem mais baixa é pequena, mas significativa para uma determinação precisa do comprimento de batimento intermodal pela interação acusto-óptica.

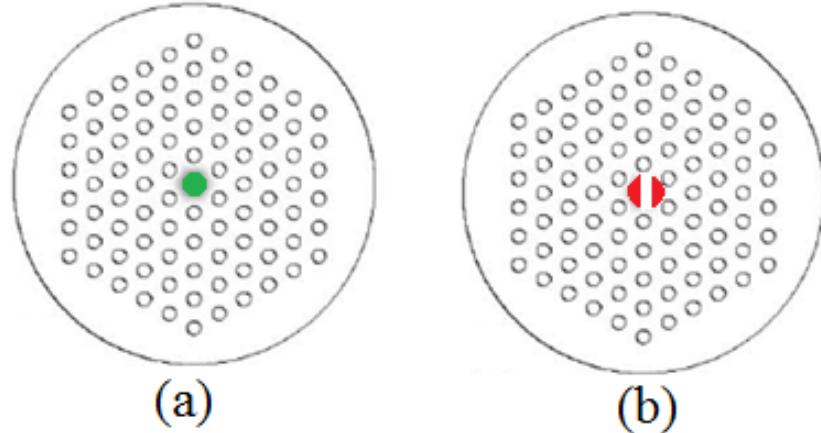
4.7.2 Propriedades Ópticas da PCF de Núcleo Sólido

Muitas propriedades ópticas das PCFs de núcleo sólido são qualitativamente explicadas pelo modelo do índice efetivo (BIRKS; KNIGHT; RUSSELL, 1997) [84]. Este modelo também produz previsões quantitativas que concordam razoavelmente com os resultados experimentais e numéricos (KOSHIBA; SAITO, 2004) [85]. O modelo de índice efetivo trata a PCF como uma fibra de índice degrau padrão, com comprimento de onda dependente do índice efetivo do revestimento n_{cl} devido aos buracos de ar. O índice de revestimento efetivo é definido como o índice do modo fundamental de um revestimento infinito. Este modo é normalmente indicado como modo fundamental dos preenchimentos de espaço (FSM, do inglês *Fundamental Space-filling Mode*). O índice no guia é obtido desde que os buracos de ar diminuam o índice efetivo do revestimento em comparação ao índice do núcleo. Quando $\lambda/\Lambda \rightarrow 0$, o campo do FSM é fortemente evanescente nos buracos de ar e o índice efetivo do revestimento se aproxima do índice de refração da sílica. Isto dá origem a uma das propriedades únicas das PCFs de núcleo sólido, a saber, que o número dos modos guiados se aproxima de um valor constante a comprimentos de onda curtos (BIRKS; KNIGHT; RUSSELL, 1997) [84]. Isto está em forte contraste com as fibras convencionais, em que o número dos modos guiados é aproximadamente proporcional a λ^2 .

Uma PCF semelhante a da Figura 4.1 (a), com a relação $d/\Lambda = 0,48$ apresentou modo de ordem superior com comprimento de onda de corte teórico $\lambda \approx 0,28\Lambda \approx 2,8 \mu\text{m}$ (KUHLMAY; McPHEDRAN; STERKE, 2002) [86]. Os modos desta fibra, para frequências normalizadas na faixa $\Lambda/\lambda = 5; \dots; 12$, correspondente a $\lambda = 0,8; \dots; 2,0 \mu\text{m}$ foram encontrados por uma solução totalmente vetorial das equações de Maxwell em uma base de ondas planas (JOHNSON; JOANNOPOULOS, 2001) [87], utilizando o método de supercélula. A fibra suportava seis modos guiados nesta faixa de comprimento de onda. Ela possuía dois modos ópticos degenerados de ordem mais baixa correspondente aos modos ortogonais polarizados HE_{11} de uma fibra óptica convencional e quatro modos quase degenerados de ordem superior. Os quatro modos de ordem superior correspondiam ao TM_{01}

e TE_{01} , e os modos duplamente degenerados HE_{21} de uma fibra convencional (FERRANDO *et al.*, 2000) [88]. Os modos semelhantes a HE_{21} eram degenerados para a PCF semelhante ao da Figura 4.1 (a) se não há imperfeições na geometria da fibra (STEEL *et al.*, 2001) [44], (GUOBIN *et al.*, 2003) [89]. O perfil de intensidade de um dos dois modos degenerados de ordem mais baixa é exemplificado na Figura 4.6 (a). O perfil de intensidade exemplificado na Figura 4.6 (b) é uma sobreposição dos modos quase degenerados de ordem superior, que corresponde a um modo LP_{11} numa fibra de índice degrau convencional. Deve, no entanto, ser enfatizado que esta sobreposição não é um modo verdadeiro da fibra, devido a uma divisão pequena, mas não nula, entre os índices dos quatro modos de ordem mais elevados. Esta divisão é geralmente desprezível para os dispositivos baseados em acusto-ópticos fracamente guiados em fibras de índice degrau convencionais, mas tem sido demonstrado ser significativo para uma compensação de dispersão de fibras PCF (DASHTI *et al.*, 2003) [90], (DIMMICK *et al.*, 2000) [91].

Figura 4.6 – Perfis de intensidade calculada para (a) um dos dois modos fundamentais, (b) uma sobreposição dos quase degenerados modos de ordem superior que correspondem ao modo LP_{11} de uma fibra convencional.



Fonte: Adaptada de Haakestad e Engan (2006) [80].

Em Haakestad e Engan (2006) [80] o índice foi calculado a partir dos modos nos guias em conjunto com o índice efetivo do revestimento. Foi observado que este índice permanece próximo (mas acima) do índice do revestimento em toda a faixa de comprimento de onda. Que é útil para o grupo de modos de revestimento da PCF de núcleo sólido. Simulações mostraram que estes modos são confinados a região mais externa de sílica da PCF.

4.7.3 Interação Acústo-Óptica

A onda acústica provoca uma perturbação periódica na fibra e, por conseguinte, atua como uma grade de longo período que se desloca. Em frequências acústicas baixas, quando $f_a \rho / c_t \ll 1$, os efeitos de inércia de rotação e as deformações de cisalhamento podem ser negligenciados, e a onda acústica provoca uma flexão pura na fibra (GRAFF, 1975) [82]. O acoplamento entre os modos ópticos é causado por dois efeitos devido à flexão (TAYLOR, 1984) [92]. O primeiro efeito é geométrico, devido a uma mudança antisimétrica no comprimento do caminho devido à flexão. O segundo efeito é uma alteração no índice de refração da sílica devido ao efeito fotoelástico. O efeito geométrico afeta a luz localizada tanto na sílica como no ar, enquanto que o efeito fotoelástico afeta apenas a luz localizada na sílica. O efeito geométrico possui uma contribuição dominante para o acoplamento, em relação ao efeito fotoelástico (TAYLOR, 1984) [92]. É interessante observar que, para uma PCF de núcleo de ar, com o modo dos campos localizado principalmente no ar, a única contribuição vem dos efeitos geométricos. Isto significa que o acoplamento acusto-óptico, em princípio, poderia ser usado para acoplar a luz em uma PCF núcleo de ar.

Considerando o acoplamento acusto-óptico entre dois modos ópticos, toda a luz ao entrar na região de interação acusto-óptica assume-se contida no primeiro modo. A parte da luz acoplada no segundo modo é assumida perdida no final da região de interação acusto-óptica. A partir das equações dos modos acopladas (YARIV; YEH, 1984) [93], a fração de luz acoplada entre os dois modos, após um comprimento de interação ξ_L , é:

$$T = \frac{|\kappa|^2}{|\kappa|^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2} \sin^2 \left\{ \left[|\kappa|^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \xi_L \right\}. \quad (4.15)$$

κ é o coeficiente de acoplamento acusto-óptico e $\Delta\beta$ é o descasamento de fase definido como

$$\Delta\beta = 2\pi \left(\frac{1}{L_B(\lambda)} - \frac{1}{\lambda_a(f)} \right). \quad (4.16)$$

Em (4.16), λ_a é o comprimento de onda acústica e L_B representa o comprimento de batimento intermodal, definido como a distância necessária para que o primeiro modo acumule um deslocamento de fase de 2π rad em relação ao segundo modo. A equação (4.15) mostra que nenhuma luz é acoplada quando $\Delta\beta$ é bem maior que $|\kappa|$, enquanto que toda a luz é acoplada quando $\Delta\beta = 0$, desde que o comprimento de interação seja $\xi_L = \pi/(2|\kappa|)$. Usando (4.16), a condição de descasamento de fase zero pode ser escrita como:

$$L_B(\lambda) \equiv \frac{\lambda}{n_1(\lambda) - n_2(\lambda)} = \lambda_a(f). \quad (4.17)$$

L_B varia com λ e é um dos fatores que determina a largura de banda do acoplamento para um comprimento de onda acústica constante. A variação lenta do comprimento de batimento resulta em um dispositivo com uma ampla largura de banda, enquanto uma forte variação no comprimento de batimento resulta em um dispositivo com largura de banda estreita. Uma expressão para a largura de banda do dispositivo acusto-óptico pode ser derivada de (4.15) e (4.16), através da expansão de $L_B(\lambda)$ numa série de Taylor (ÖSTLING; ENGAN, 1995) [94].

Isto dá:

$$\Delta\lambda\xi_L = 0,8L_B^2(\lambda) \left| \frac{dL_B(\lambda)}{d\lambda} \right|^{-1}, \quad (4.18)$$

o produto da largura de banda a meia altura (FWHM) pelo comprimento. Para uma PCF de núcleo sólido com $d/\Lambda \approx 0,5$, o comprimento de batimento pode ser aproximada por (NIELSEN, 2004) [95]:

$$L_B(\lambda) \approx 8n_g\Lambda^2\lambda^{-1}. \quad (4.19)$$

Assumindo $n_g = 1,444$ e inserindo (4.19) em (4.18), chega-se a:

$$\Delta\lambda\xi_L \approx 9\Lambda^2. \quad (4.20)$$

Assim, vemos que existe uma forte dependência de Λ sobre a largura de banda. Há, no entanto, dois pontos que têm sido negligenciados no desdobramento desta expressão. O primeiro ponto é que a luz provavelmente se acoplará em todos os modos de ordem superior que satisfazem (4.17) e tem um acoplamento acusto-óptico diferente de zero para os modos de ordem mais baixa. O segundo ponto é que as variações axiais na geometria da fibra ao longo da região de interação acusto-óptica podem causar lóbulos laterais significativos nos espectros de transmissão (LANGLI; ÖSTLING; BLØTEKJÆR, 1998) [96]. Ambos efeitos podem aumentar a largura de banda de acoplamento acusto-óptico.

4.8 Referências

- [1]. POLI, F.; CUCINOTTA, A.; SELLERI, S. **Photonic Crystal Fibers**. The Netherlands: Springer, 2007.
- [2]. KNIGHT, J. C. *et al.* Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding. In: CONF. OPTICAL FIBER COMMUN. (OFC). Mar, 1996, San Jose, CA. Postdeadline Paper PD3, 1996.

- [3]. RUSSELL, P. St.J. Photonic crystal fibers. **Science**, [S.I.], v. 299, n. 5605, p. 358–362, Jan. 2003.
- [4]. KNIGHT, J. C. Photonic crystal fibers. **Nature**, [S.I.], v. 424, p. 847–851, Aug. 2003.
- [5]. RUSSELL, P. St. J.; DETTMER, R. A neat idea [photonic crystal fiber]. **IEE Review**, [S.I.], v. 47, p. 19–23, Sept. 2001.
- [6]. RUSSELL, P. St.J. Designing photonic crystals. In **Electron and Photon Confinement in Semiconductor Nanostructures**. Amsterdam: The Netherlands: IOS, p. 79–103, 2003.
- [7]. BOWDEN, C. M.; DOWLING, J. P.; EVERITT, H. O. Development and applications of materials exhibiting photonic band gaps: Introduction. **J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.**, [S.I.], v. 10, n. 2, p. 280–413, Feb. 1993.
- [8]. KNIGHT, J. C. *et al.* **Pure silica single-mode fiber with hexagonal photonic crystal cladding**. In: **OPTICAL FIBER COMMUNICATIONS CONFERENCE OFC**. Feb. 25 – Mar. 1, 1996, San Jose, California, USA. 1996.
- [9]. KUMAR, V. V. R. K. *et al.* Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation. **Opt. Express**, [S.I.], v. 10, n. 25, p. 1520–1525, Dec. 2002.
- [10]. MELEKIN, V. N.; MANENKOV, A. B. Dielectric tube as a low-loss waveguide. **Sov. Phys.—Tech. Phys.**, [S.I.], v. 13, n. 12, p. 1698–1699, 1968.
- [11]. YEH, P.; YARIV, A. Bragg reflection waveguides. **Opt. Commun.**, [S.I.], v. 19, n. 3, p. 427–430, Dec. 1976.
- [12]. BRECHET, F. *et al.* Single mode propagation in depressed-core-index photonic-bandgap fiber designed for zerodispersion propagation at short wavelengths. **Electron. Lett.**, [S.I.], v. 36, n. 6, p. 514–515, Mar. 2000.
- [13]. JOHNSON, S. G. *et al.* Low-loss asymptotically single-mode propagation in largecore omniguide fibers. **Opt. Express**, [S.I.], v. 9, n. 13, p. 748–779, Dec. 2001.
- [14]. KNIGHT, J. C. *et al.* All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 21, n. 19, p. 1547–1549, Oct. 1996.
- [15]. KNIGHT, J. C. *et al.* All-silica single-mode fiber with photonic crystal cladding: Errata. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 22, n. 7, p. 484–485, Apr. 1997.
- [16]. ALLAN, D. C. *et al.* Photonic crystal fibers: Effective index and bandgap guidance, in: **Photonic Crystals and Light Localisation in the 21st Century**. C. M. Soukoulis. Ed. Norwell, MA: Kluwer, 2001, p. 305–320.
- [17]. KIANG, K. M. *et al.* Extruded single-mode non-silica glass holey optical fibers. **Electron. Lett.**, [S.I.], v. 38, n. 12, p. 546–547, June 2002.

- [18]. KUMAR, V. V. Ravi Kanth *et al.* Tellurite photonic crystal fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 20, p. 2641–2645, Oct. 2003.
- [19]. RUSSELL, P. St. J. Photonic-crystal fibers. **J. Lightwave Technol.** **24**, [S.I.], p. 4729–4749, 2006.
- [20]. LARGE, M. C. J. *et al.* Microstructured polymer optical fibres: New opportunities and challenges. **Mol. Cryst. Liq. Cryst.**, [S.I.], v. 446, p. 219–231, 2006.
- [21]. BIRKS, T. A. *et al.* Full 2-D photonic band gaps in silica/air structures. **Electron. Lett.**, [S.I.], v. 31, n. 22, p. 1941–1943, 1995.
- [22]. MOGILEVTSEV, D.; BIRKS, T. A.; RUSSELL, P. St.J. Localised function method for modelling defect modes in 2-D photonic crystals. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 17, n. 11, p. 2078–2081, Nov. 1999.
- [23]. FERRANDO, A. *et al.* Fullvector analysis of a realistic photonic crystal fiber. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 24, n. 5, p. 276–278, Mar. 1999.
- [24]. ROBERTS, P. J.; SHEPHERD, T. J., The guidance properties of multicore photonic crystal fibers. **J. Opt. A, Pure Appl. Opt.**, [S.I.], v. 3, n. 6, p. S133–S140, Nov. 2001.
- [25]. McPHEDRAN, R. C. *et al.* Calculation of electromagnetic properties of regular and random arrays of metallic and dielectric cylinders. **Phys. Rev. E, Stat. Phys. Plasmas Fluids Relat. Interdiscip. Top.**, [S.I.], v. 60, n. 6, p. 7614–7617, Dec. 1999.
- [26]. SNYDER, A. W.; LOVE, J. D. **Optical Waveguide Theory**. London, U.K.: Chapman & Hall, 1983.
- [27]. BIRKS, T. A. *et al.* Scaling laws and vector effects in band gap guiding fibres. **Opt. Express**, [S.I.], v. 12, n. 1, p. 69–74, Jan. 2004.
- [28]. MEADE, R. D. *et al.* Accurate theoretical analysis of photonic band-gap materials. **Phys. Rev. B, Condens. Matter**, [S.I.], v. 48, n. 11, p. 8434–8437, Sept. 1993.
- [29]. POTTAGE, J. M. *et al.* Robust photonic band gaps for hollow core guidance in PCF made from high index glass. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 22, p. 2854–2861, Nov. 2003.
- [30]. PEARCE, G. J.; HEDLEY, T. D.; BIRD, D. M. Adaptive curvilinear coordinates in a plane-wave solution of Maxwell's equations in photonic crystals. **Phys. Rev. B, Condens. Matter**, [S.I.], v. 71, n. 19, p. 195108, May 2005.
- [31]. MONRO, T. M. *et al.* Holey optical fibers: An efficient modal model. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 17, n. 6, p. 1093–1102, June 1999.
- [32]. CHAN, C. T.; YU, Q. L.; HO, K. M. Order N spectral method for electromagnetic waves. **Phys. Rev. B, Condens. Matter**, [S.I.], v. 51, n. 23, p. 16635–16642, June 1995.

- [33]. MIAS, C.; WEBB, J. P.; FERRARI, R. L. Finite element modelling of electromagnetic waves in doubly and triply periodic structures. **Proc. Inst. Electr. Eng.—Optoelectronics**, [S.I.], v. 146, n. 2, p. 111–118, Apr. 1999.
- [34]. WHITE, T. P. *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers—1: Formulation. **J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.**, [S.I.], v. 19, n. 10, p. 2322–2330, Oct. 2002.
- [35]. HOCHMAN, A.; LEVIATAN, Y. Analysis of strictly bound modes in photonic crystal fibers by use of a source-model technique. **J. Opt. Soc. Amer. A, Opt. Image Sci.**, [S.I.], v. 21, n. 6, p. 1073–1081, June 2004.
- [36]. BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. St. J. Endlessly singlemode photonic crystal fiber. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 22, n. 13, p. 961–963, July 1997.
- [37]. KNIGHT, J. C. *et al.* Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. **J. Opt. Soc. Amer. A, Opt. Image Sci.**, [S.I.], v. 15, n. 3, p. 748–752, Mar. 1998.
- [38]. CREGAN, R. F. *et al.* Single-mode photonic band gap guidance of light in air. **Science**, [S.I.], v. 285, n. 5433, p. 1537–1539, Sept. 1999.
- [39]. KNIGHT, J. C. *et al.* Photonic band gap guidance in optical fibers. **Science**, [S.I.], v. 282, n. 5393, p. 1476–1478, Nov. 1998.
- [40]. BENABID, F. *et al.* Stimulated Raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber. **Science**, [S.I.], v. 298, n. 5592, p. 399–402, Oct. 2002.
- [41]. LUAN, F. *et al.* All-solid photonic bandgap fiber. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 29, n. 20, p. 2369–2371, Oct. 2004.
- [42]. ARGYROS, A. *et al.* Photonic bandgap with an index step of one percent. **Opt. Express**, [S.I.], v. 13, n. 1, p. 309–314, Jan. 2005.
- [43]. LITCHINITSER, N. M. *et al.* Resonances in microstructured optical waveguides. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 10, p. 1243–1251, May. 2003.
- [44]. STEEL, M. J. *et al.* Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 26, n. 8, p. 488–490, Apr. 2001.
- [45]. BLANCH, A. Ortigosa- *et al.* Highly birefringent photonic crystal fibers. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 25, no. 18, pp. 1325–1327, Sept. 2000.
- [46]. CHEN, X. *et al.* Highly birefringent hollow-core photonic bandgap fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 12, n. 16, p. 3888–3893, Aug. 2004.
- [47]. ROBERTS, P. J. *et al.* Design of low-loss and highly birefringent hollow-core photonic crystal fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 14, n. 16, p. 7329–7341, 2006.

- [48]. KIM, D.; KANG, J. U. Sagnac loop interferometer based on polarization maintaining photonic crystal fiber with reduced temperature sensitivity. **Opt. Express**, [S.I.], v. 12, n. 19, p. 4490–4495, Sept. 2004.
- [49]. LAEGSGAARD, J. *et al.* Material effects in air-guiding photonic bandgap fibers. **J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.**, [S.I.], v. 20, n. 10, p. 2046–2051, Oct. 2003.
- [50]. ONISHI, M. *et al.* Highly nonlinear dispersion-shifted fibers and their application to broadband wavelength converter. **Opt. Fiber Technol.**, [S.I.], v. 4, n. 2, p. 204–214, Apr. 1998.
- [51]. PETROPOULOS, P. *et al.* Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 26, p. 3568–3573, Dec. 2003.
- [52]. LUAN, F. *et al.* Femtosecond soliton pulse delivery at 800 nm wavelength in hollow-core photonic bandgap fibers. **Opt. Express**, [S.I.], v. 12, n. 5, p. 835–840, Mar. 2004.
- [53]. KNIGHT, J. C. *et al.* Large mode area photonic crystal fiber. **Electron. Lett.**, [S.I.], v. 34, n. 13, p. 1347–1348, June 1998.
- [54]. OUZOUNOV, D. G. *et al.* Generation of MW optical solitons in hollow-core photonic band-gap fibers. **Science**, [S.I.], v. 301, n. 5604, p. 1702–1704, Sept. 2003.
- [55]. MICHAILLE, L. *et al.* Phase locking and supermode selection in multicore photonic crystal fiber lasers with a large doped area. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 30, n. 13, p. 1668–1670, July 2005.
- [56]. WADSWORTH, W. J. *et al.* Very high numerical aperture fibers. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, [S.I.], v. 16, n. 3, p. 843–845, Mar. 2004.
- [57]. LIMPERT, J. *et al.* All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic band gap fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 24, p. 3332–3337, Dec. 2003.
- [58]. MATOS, C. J. S. *et al.* All-fiber chirped pulse amplification using highly dispersive air-core photonic band gap fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 22, p. 2832–2837, Nov. 2003.
- [59]. ALFANO, Robert R. **The Supercontinuum Laser Source**. NewYork: Springer-Verlag, 1989.
- [60]. CHERNIKOV, S. V. *et al.* Supercontinuum self-Q-switched ytterbium fiber laser. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 22, n. 5, p. 298–300, Mar. 1997.
- [61]. HARTL, I. *et al.* Ultrahigh resolution optical coherence tomography using continuum generation in an airsilica microstructure optical fiber. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 26, n. 9, p. 608–610, May 2001.

- [62]. HUMBERT, G. *et al.* Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fibre. **Opt. Express**, [S.I.], v. 14, n. 4, p. 1596–1603, Feb. 2006.
- [63]. HOLZWARTH, R. *et al.* An optical frequency synthesizer for precision spectroscopy. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 85, n. 11, p. 2264–2267, Sept. 2000.
- [64]. HUNDERTMARK, H. *et al.* Phase-locked carrier-envelope-offset frequency at 1560 nm. **Opt. Express**, [S.I.], v. 12, n. 5, p. 770–775, Mar. 2004.
- [65]. RUSSELL, Philip St. J. Light in a tight space: Enhancing matter-light interactions using photonic crystals. In: Proc. Conf. Nonlinear Opt. (Optical Soc. Amer.), [S.I.], 2002. v. 79, p. 377–379.
- [66]. RUSSELL, P. St. J. *et al.* Sonic band gaps in PCF preforms: Enhancing the interaction of sound and light. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 20, p. 2555–2560, Oct. 2003.
- [67]. GUENNEAU, S.; MOVCHAN, A. B. Analysis of elastic band structures for oblique incidence. **Arch. Ration. Mech. Anal.**, [S.I.], v. 171, n. 1, p. 129–150, 2004.
- [68]. LAUDE, V. *et al.* Phononic band-gap guidance of acoustic modes in photonic crystal fibers. **Phys. Rev. B, Condens. Matter**, [S.I.], v. 71, n. 4, p. 045107, Jan. 2005.
- [69]. DAINESE, P. *et al.* Raman-like light scattering from acoustic phonons in photonic crystal fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 14, n. 9, p. 4141–4150, May 2006.
- [70]. DAINESE, P. *et al.* Stimulated Brillouin scattering from multi-GHz-guided acoustic phonons in nanostructured photonic crystal fibres. **Nature Phys.**, [S.I.], v. 2, n. 6, p. 388–392, June 2006.
- [71]. NAKAJIMA, K. *et al.* Holeassisted fiber design for small bending and splice losses. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, [S.I.], v. 15, n. 12, p. 1737–1739, Dec. 2003.
- [72]. MONRO, T. *et al.* Sensing with microstructured optical fibres. **Meas. Sci. Technol.**, [S.I.], v. 12, n. 7, p. 854–858, July 2001.
- [73]. MACPHERSON, W. N. *et al.* Remotely addressed optical fiber curvature sensor using multicore photonic crystal fiber. **Opt. Commun.**, [S.I.], v. 193, n. 1–6, p. 97–104, June 2001.
- [74]. BLANCHARD, P. M. *et al.* Two-dimensional bend sensing with a single, multi-core optical fiber. **Smart Mater. Struct.**, [S.I.], v. 9, n. 2, p. 132–140, Apr. 2000.
- [75]. MACPHERSON, W. N. *et al.* Two-core photonic crystal fiber for Doppler difference velocimetry. **Opt. Commun.**, [S.I.], v. 223, n. 4–6, p. 375–380, Aug. 2003.
- [76]. MYAING, M. T. *et al.* Enhanced two-photon biosensing with double-clad photonic crystal fibers. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 28, n. 14, p. 1224–1226, July 2003.

- [77]. MACPHERSON, W. N. *et al.* Finite-element analysis and experimental results for a microstructured fiber with enhanced hydrostatic pressure sensitivity. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 23, n. 3, p. 1227–1231, Mar. 2005.
- [78]. KIM, B. Y. *et al.* All-fiber acousto-optic frequency shifter. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 11, n. 6, p. 389–391, June 1986.
- [79]. KIM, H. S. *et al.* Actively gain-flattened erbium-doped fiber amplifier over 35 nm by using all-fiber acoustooptic tunable filters. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, [S.I.], v. 10, n. 6, p. 790–792, June 1998.
- [80]. HAAKESTAD, M. W.; ENGAN, H. E. Acoustooptic properties of a weakly multimode solid core photonic crystal fiber. **J. Lightwave Technol.**, [S.I.], v. 24, n. 2, p. 838–845 Feb. 2006.
- [81]. ENGAN, H. E. *et al.* Propagation and optical interaction of guided acoustic waves in two-mode optical fibers. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 6, n. 3, p. 428–436, Mar. 1988.
- [82]. GRAFF, K. F. **Wave Motion in Elastic Solids**. Oxford, U.K.: Clarendon Press, 1975.
- [83]. ROYER, D.; DIEULESAINT, E. **Elastic Waves in Solids I**. Berlin, Germany: Springer-Verlag, 2000.
- [84]. BIRKS, T. A.; KNIGHT, J. C.; RUSSELL, P. S. J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 22, n. 13, p. 961–963, July 1997.
- [85]. KOSHIBA, M.; SAITO, K. Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 29, n. 15, p. 1739–1741, Aug. 2004.
- [86]. KUHLMAY, B. T.; McPHERDRAN, R. C.; de STERKE, C. M. Modal cutoff in microstructured optical fibers. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 27, n. 19, p. 1684–1686, Oct. 2002.
- [87]. JOHNSON, S. G.; JOANNOPOULOS, J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. **Opt. Express**, [S.I.], v. 8, n. 3, p. 173–190, Jan. 2001.
- [88]. FERRANDO, A. *et al.* Vector description of higher-order modes in photonic crystal fibers. **J. Opt. Soc. Amer. A, Opt. Image Sci.**, [S.I.], v. 17, n. 7, p. 1333–1340, July 2000.
- [89]. GUOBIN, R. *et al.* Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers. **Opt. Express**, [S.I.], v. 11, n. 11, p. 1310–1321, June 2003.
- [90]. DASHTI, P. Z. *et al.* Coherent acoustooptic mode coupling in dispersion-compensating fiber by two acoustic gratings with orthogonal vibration directions. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 28, n. 16, p. 1403–1405, Aug. 2003.
- [91]. DIMMICK, T. E. *et al.* Compact all-fiber acoustooptic tunable filters with small bandwidthlength product. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, [S.I.], v. 12, n. 9, p. 1210–1212, Sept. 2000.

- [92]. TAYLOR, H. F. Bending effects in optical fibers. **J. Lightw. Technol.**, [S.l.], v. LT-2, n. 5, p. 617–628, Oct. 1984.
- [93]. YARIV, Amnon.; and YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystals**. New York: John Wiley, 1984.
- [94]. ÖSTLING, D.; ENGAN, H. E. Narrow-band acousto-optic tunable filtering in a two-mode fiber. **Opt. Lett.**, [S.l.], v. 20, n. 11, p. 1247–1249, June 1995.
- [95]. NIELSEN, M. D. **Large mode area photonic crystal fibers**. 2004. Ph.D. dissertation – Dept. Commun. Opt. Mater., Tech. Univ. Denmark, Lyngby, Denmark, May 2004.
- [96]. LANGLI, B.; ÖSTLING, D.; BLØTEKJÆR, K. Axial variations in the acoustooptic phase-mismatch coefficient of two-mode fibers. **J. Lightw. Technol.**, [S.l.], v. 16, n. 12, p. 2443–2449, Dec. 1998.

5 REALIZAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS SOB MODULAÇÃO ODSB-PPFDM EM UM AOTF CONVENCIONAL

Neste capítulo será proposto um novo método de modulação óptica usando um AOTF convencional, onde as portas lógicas ópticas são obtidas pela operação simultânea da modulação da dupla banda lateral óptica (ODSB) e da modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Este dispositivo é operado com pulsos sólitons ultracurtos 100 ps. Desta forma, um pulso leva dois bits de informação após ser codificado pelo modulador proposto aqui. Depois, analisaremos a modulação ODSB-PPFDM para os pulsos de entrada polarizados nos modos TE e TM, permitindo uma variação no parâmetro de modulação ϵ_{cod} para cada pulso de entrada.

5.1 Introdução

A possibilidade do desenvolvimento de novos dispositivos totalmente ópticos tem sido vastamente explorada na literatura recentemente [1-51]. A tecnologia da informação e os sistemas de transmissão de alta, média e baixa capacidade podem ser potencialmente melhorados pela incorporação de dispositivos totalmente ópticos. Para satisfazer esta demanda, uma forte sinergia em óptica não linear se faz necessária para atingir o desenvolvimento de tais dispositivos novos.

Técnicas ópticas, tais como, heterodinagem óptica, modulação direta, modulação externa e *mode-locking*, são usadas para gerar sinais estáveis através de uma grande gama de frequências. Heterodinagem óptica, em particular, tem sido demonstrada como sendo uma técnica flexível, uma vez que cria um sinal de batimento na diferença de frequência entre dois lasers. Dispositivos comerciais usando estas técnicas já estão disponíveis com um intervalo que varia de ~ 1 GHz a 2 THz [1]. Enquanto a principal desvantagem da técnica de heterodinagem é sua alta dependência de fontes estáveis ou um mecanismo de bloqueio de fase (*phase-locking*) entre dois comprimentos de onda, a vantagem mais importante é sua boa adequação para aplicações em rádio sobre fibra (RoF), uma vez que o sinal de batimento é insensível à dispersão da luz na fibra óptica (WAKE; LIMA; DAVIES, 1996) [2], (FICE *et al.*, 2012) [3], (ISLAM *et al.*, 2012) [4]. Quando diretamente modulado, por outro lado, o laser pode levar a certo número de problemas, tais como intensidade de ruído relativo, gorjeio e distorção de intermodulação. Tais problemas podem ser substancialmente reduzidos através da adequação de uma técnica de modulação externa.

Recentemente, novas abordagens para gerar um sinal óptico modulado externamente foram utilizadas em uma antena baseada em fibra óptica com polímero piezelétrico revestido com fibra-D. Esta antena com fibra-D é usada para modular a fase da onda de luz com um determinado sinal elétrico RF recebido (BHATTI; AL-RAWESHIDY; MURTAZA, 2000) [5]. Nos últimos anos, muitos trabalhos sobre chaveamento não linear [6-13] e portas lógicas ópticas [14-21] têm mostrado uma excelente eficiência pelo uso de métodos de modulação [15-16,22-24] em processamento de sinal digital totalmente óptico. Além disso, vários estudos têm abordado também a questão do relaxamento Kerr não linear [8,12-14,20].

Filtros sintonizáveis, como o filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF), têm um papel estratégico em tecnologia fotônica e dispositivos totalmente ópticos, uma vez que podem trazer várias vantagens devido as suas características de alta velocidade de chaveamento, seletividade de comprimento de onda em banda larga e tamanho compacto [25-33,36-51]. O AOTF também apresenta outras características marcantes, como seleção simultânea de multicomprimentos de onda, ampla largura de banda sintonizável e seleção direta de comprimento de onda sem a necessidade de escaneamento (ONAKA *et al.*, 2008) [25], (VEERIAH; RAHMAN; MISHRA, 2007) [26]. Além disso, o AOTF tem sido proposto como sensor óptico de leitura de temperatura (SABÓIA *et al.*, 2012) [27]. Um interferômetro sintonizável de Mach-Zehnder todo de fibra baseado em um AOTF foi demonstrado experimentalmente, tendo alto desempenho (ZHANG *et al.*, 2013) [28]. O AOTF também foi usado como um espectrômetro em um sistema de imagem hiperespectral (KATRASNIK *et al.*, 2010), (KATRASNIK; PERNUS; LIKAR, 2013) [29-30], bem como um sistema de visualização de projeção baseado em uma tecnologia de processamento digital da luz (DLP, do inglês *Digital Light Processing*) (LI *et al.*, 2013) [31]. Recentemente, as propriedades acústicas e ópticas e os efeitos do acoplamento acústo-óptico do cristal de telúrio foram investigados de modo a desenvolver um AOTF operando na região longa de comprimento de onda do infravermelho (LWIR, do inglês *Long-Wave Infrared*). Em publicações recentes (SABÓIA *et al.*, 2009) [33], mostraram aplicações para criptografia de dados ópticos através do uso simultâneo de dois tipos de modulações, chamados modulação de amplitude de pulso (PAM, do inglês *Pulse Amplitude Modulation*) e modulação por posição de pulso (PPM) em um AOTF. Podemos relatar que a técnica de modulação PAM em combinação com a modulação por chaveamento de amplitude (ASK, do inglês *Amplitude-Shift Keying*) (FERREIRA *et al.*, 2010) [16], (COSTA *et al.*, 2013) [34] mostrou-se altamente eficiente na codificação digital. A técnica PPM tem sido testada por Sobrinho *et al.* (2008) [15], Sabóia *et al.* (2009) [33], Mazzali e Fragnito (1998) [35] para ser versátil e eficiente.

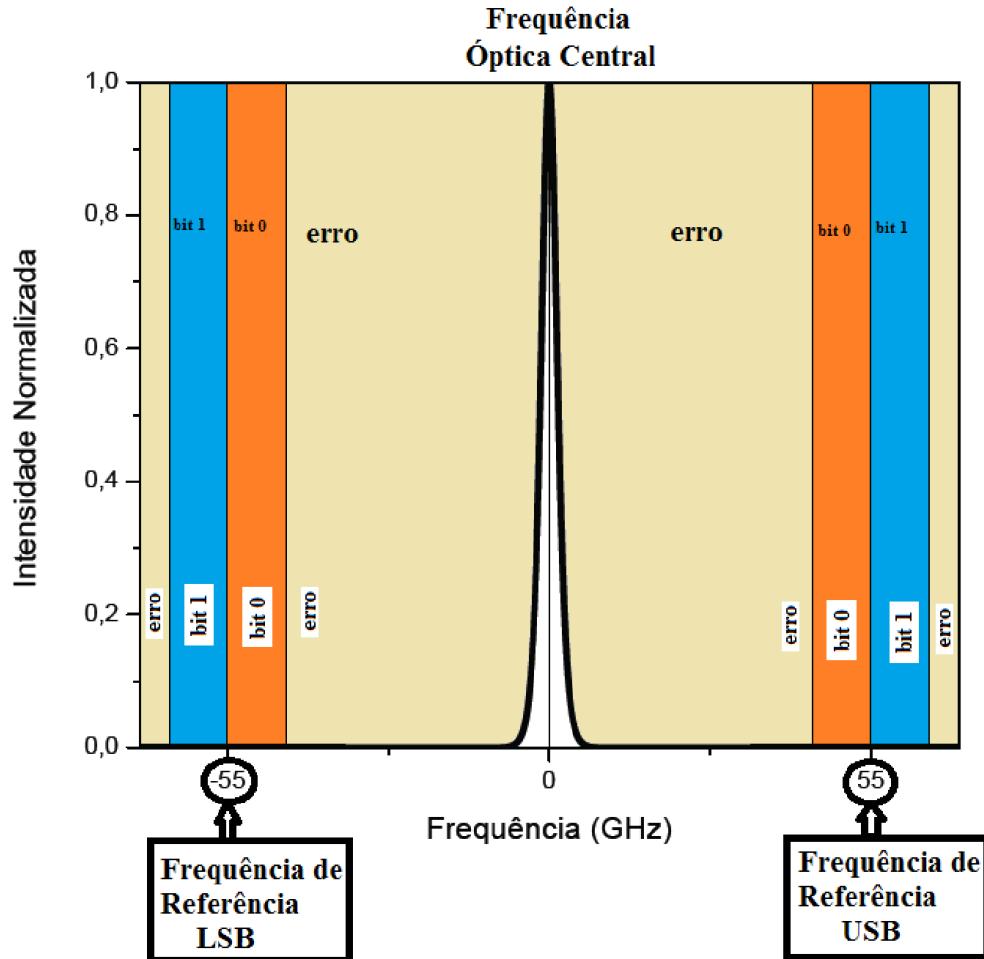
Aqui, propomos uma nova técnica de modulação usando o deslocamento de certa quantidade física como critério da modulação, em estreita analogia com os procedimentos empregados em PAM e PPM. Enquanto aplicamos um deslocamento na amplitude e na posição do pulso em PAM e PPM, respectivamente, em nossa abordagem usamos a frequência do pulso como parâmetro a ser modulado. Nossa modelo, designado aqui como modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM), é então aplicado com a modulação da dupla banda lateral óptica (ODSB) objetivando o processamento de sinal digital totalmente óptico em um AOTF. Em nosso conhecimento, este é o primeiro modelo a considerar modulação baseada em posição de pulso na frequência em ODSB, daqui em diante chamado ODSB-PPFDM. Adicionalmente, demonstramos como usar o modelo ODSB-PPFDM para a realização de operações lógicas E/OU baseada em AOTF, operando com pulsos sólitos ultracurtos de 100 ps.

5.2 Referencial Teórico

A seguir, consideraremos dois pulsos sólitos ultracurtos polarizados. Um dos pulsos está no modo Transverso Elétrico (TE) enquanto o outro está no modo Transverso Magnético (TM) a fim de ser modulado pela técnica ODSB-PPFDM. Estes pulsos, em forma binária, combinam-se um com o outro antes de entrar em um AOTF. O papel do modulador ODSB-PPFDM é aplicar um deslocamento para mais $+\varepsilon_{cod}$ ou para menos $-\varepsilon_{cod}$ na frequência em relação a uma frequência de referência f_r , tomada como $f_r = 55$ GHz em nossos estudos neste capítulo. Em seguida, observamos o deslocamento respectivo, ε_{out} , em ambas saídas do AOTF, comparando com a frequência de referência. Em outras palavras, a PPFDM consiste de um deslocamento, quantificado por ε_{cod} , da frequência original do pulso modulado. Para deslocamento para mais (incremento positivo na frequência), a modulação representa o nível lógico 1, ou simplesmente bit 1, enquanto que um deslocamento para menos representa o nível lógico 0, ou simplesmente bit 0 (ver Figura 5.1 e 5.2) (MAZZALI; FRAGNITO, 1998) [35]. O pulso de saída representa o bit 1, na modulação PPFDM, quando a seguinte relação é satisfeita, $0 < \varepsilon_{out} < +2\varepsilon_{cod}$. O bit 0 ocorre quando $-2\varepsilon_{cod} < \varepsilon_{out} < 0$. Consideraremos como erro, todos os casos onde o pulso apresenta deslocamento maior que $2\varepsilon_{cod}$ (para o nível lógico 1) ou menor que $-2\varepsilon_{cod}$ (para o nível lógico 0), a exemplo do que foi considerada por Sobrinho *et al.* (2008) [15] para PPM, considerando $|2\varepsilon_{cod}|$, em vez de $|\varepsilon_{cod}|$ como critério de erro para aumentar a estabilidade durante a propagação do pulso. Estas regras para definir o bit 1 e bit 0 são usadas para a banda lateral superior. Já para a banda lateral inferior estas regras serão

invertidas, o que significa que os critérios adotados para representar o bit 1 (ou bit 0) na banda lateral superior serão adotados para representar o bit 0 (ou bit 1) na banda lateral inferior, respectivamente.

Figura 5.1 – Linhas de erro ODSB-PPFDM. Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $|55 \text{ GHz}|$.

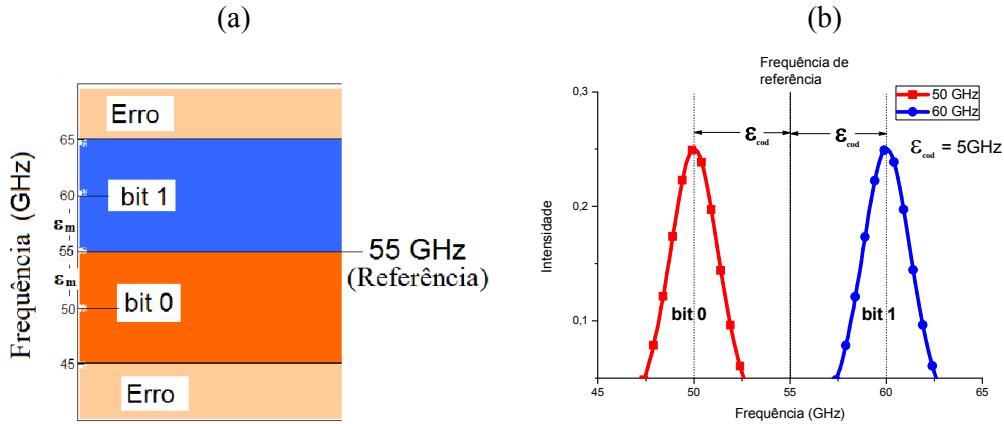


Fonte: Elaborada pelo autor.

Observamos o deslocamento do maior pico na frequência, ε_{out} , no pulso de saída, obedecendo ao critério de precisão acima de $-2\varepsilon_{\text{cod}} \leq \varepsilon_{\text{out}} \leq 2\varepsilon_{\text{cod}}$. Em seguida testamos se estes pulsos de saída produzem as funções lógicas E ou OU de acordo com as regras da tabela verdade, onde o bit de entrada no modo TE é representado por A_{TE} e no modo TM por B_{TM} . A função lógica E é obtida quando as seguintes combinações de A_{TE} e B_{TM} , (0,0), (0,1), (1,0) e (1,1) apresentam os bits de saída (0), (0), (0) e (1), respectivamente. Por outro lado, a função

lógica OU é obtida quando essas combinações de bits de entrada apresentam os bits de saída (0), (1), (1) e (1), respectivamente.

Figura 5.2 – (a) Forma das linhas de erro ODSB-PPFDM na banda lateral inferior em função de algum dos parâmetros (ϵ_{cod} , P_o , $\Delta\phi$). Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $|55\text{ GHz}|$. (b) Sub-portadora, na banda lateral superior, modulada na frequência $[55\text{GHz}-\epsilon_{cod}]$ (bit 0) e $[55\text{GHz}+\epsilon_{cod}]$ (bit 1).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Consideramos os efeitos em relação aos coeficientes $\beta^{(2)}$ e γ , chamados de coeficiente de dispersão e não linearidade dos materiais, respectivamente, no pulso propagado através do AOTF. Estas propriedades intrínsecas do material do guia de onda estão relacionadas à ordem do sóliton (N) por meio de (3.18).

Em nossas investigações, os pulsos de entradas são do tipo sóliton com potência $P_0^{(N)}=(P_o^{(1)}N^2)$, onde P_o é potência inicial na entrada, e largura temporal a meia altura do pulso $\Delta t_{pulse}=2\ln(1+\sqrt{2})\Delta t_0$. Devido o comprimento de não linearidade [$L_{NL}=1/\gamma P_0^{(N)}$] ser equivalente a um quarto do comprimento de dispersão [$L_D=\Delta t_0^2/|\beta^{(2)}|$], os efeitos não lineares são quadruplicados quando comparados ao da dispersão na propagação do pulso para $N=2$. Observamos aqui que, desde que $\beta^{(2)}$ é negativo, o regime de propagação é anômalo.

As equações diferenciais acopladas descrevendo a evolução da lenta variação da amplitude (A_1 e A_2 para sólitos polarizados nos modos TE e TM, respectivamente) do campo modal complexo no AOTF (SOBRINHO; SOMBRA, 2002) [36], (SOBRINHO *et al.*, 2002) [37] são dadas por:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i\kappa_{12}A_2 - i\frac{\Delta\beta}{2}A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 + i\gamma|A_1|^2A_1 - \frac{i}{2}\beta^{(2)}\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \quad \text{TE} \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -i\kappa_{12}^*A_1 + i\frac{\Delta\beta}{2}A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2 + i\gamma|A_2|^2A_2 - \frac{i}{2}\beta^{(2)}\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}, \quad \text{TM} \quad (5.2)$$

Em (5.1) e (5.2), α é a perda óptica, κ_{12} é o coeficiente de acoplamento linear e $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm K$ (β_1 e β_2 são os componentes vetores de onda da luz incidente e difratada, respectivamente, ao longo da direção de propagação da onda acústica com vetor de onda K) é a diferença de fase longitudinal entre os modos TE, TM e a onda acústica. O parâmetro γ representa o coeficiente da auto modulação de fase (SPM), que é proporcional ao índice de refração não linear n_{NL} do material e $\beta^{(2)}$ representa o parâmetro da dispersão da velocidade de grupo (GVD) do meio óptico. Na interação colinear, a diferença de fase longitudinal dos modos é proporcional à birrefringência óptica ($\Delta n = n_1 - n_2$) do guia de onda (TRAN, 1997) [38]:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi|\Delta n|}{\lambda_o} + \frac{2\pi f_a}{v_a}, \quad (5.3)$$

onde λ_o é comprimento de onda de bombeio, f_a é a frequência acústica e v_a é a velocidade do som no meio óptico. Quando a condição de casamento de fase (condição de Bragg) é satisfeita (ou seja, quando $\Delta\beta = 0$), sabe-se a frequência acústica necessária para a sintonização exata do comprimento de onda de bombeio λ_o . Supomos um filtro acústo-óptico sintonizável ideal, que é normalmente operado na condição $|\kappa_{12}|\xi_L = \pi/2$ (ξ_L é o comprimento de interação acústo-óptico), de modo que temos 100% de conversão de potência (máxima eficiência na conversão de energia entre os modos acoplados) quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Consequentemente, de acordo com (5.3), para a interação colinear, a largura de banda a meia altura no AOTF (Δf_{aotf}) é inversamente proporcional à birrefringência (Δn) e ao comprimento de interação acústo-óptico (ξ_L) através da relação:

$$\Delta f_{aotf} = \frac{0,8c}{|\Delta n|\xi_L}, \quad (5.4)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

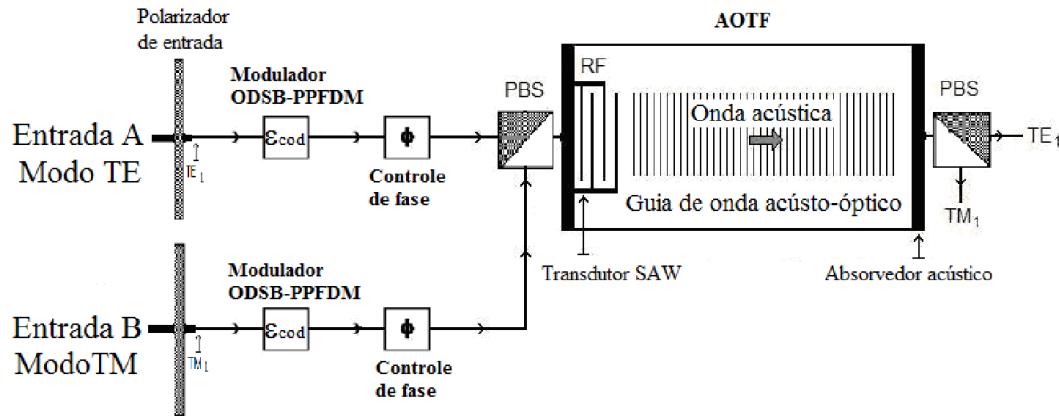
O processo de fabricação do AOTF e as consequências físicas da escolha do material utilizado na construção podem ser encontrados em outros trabalhos [36-37,39-43]. Em nosso estudo, consideramos um material centrossimétrico, por exemplo, o cristal de germânio (Ge), para evitar a presença dos efeitos de susceptibilidade não linear de segunda ordem [$\chi^{(2)}$]. Para esta escolha de material, os índices de refração, n_1 e n_2 , podem ser encontrados em (YARIV; YEH, 1984) [42].

5.3 Procedimento Numérico

O modelo proposto para investigar o desempenho do AOTF, representando os dispositivos lógicos, possui a arquitetura mostrada na Figura 5.3. Para o estudo numérico, consideramos as quatro possíveis combinações de dois bits na entrada da porta lógica de duas

entradas $(0,0)$, $(0,1)$, $(1,0)$ e $(1,1)$. Em seguida, permitimos uma variação entre a faixa de 0 a 5 GHz no parâmetro de codificação $|\epsilon_{cod}|$ dos pulsos na entrada TE e TM modulados pela posição da frequência. Em nosso esquema numérico, isso é realizado pelo modulador ODSB-PPFDM (através de um cristal eletro-óptico, por exemplo) antes do controle de fase (que poderá ser realizado por um interferômetro de Mach-Zehnder). Consideramos que a entrada e a saída de cada polarização TE e TM são misturadas e divididas em combinações perfeitas. Após ambos os pulsos passarem através do primeiro polarizador, no lado esquerdo, eles se propagam no AOTF. Na região de interação, as polarizações TE e TM são convertidas uma na outra. No segundo polarizador, no lado direito, as polarizações TE e TM são divididas correspondendo aos pulsos de saída TE e TM, respectivamente. Depois, calculamos a intensidade máxima do pulso no domínio da frequência, realizado por cada pulso na sua respectiva polarização, considerando a frequência de referência do pulso de entrada ($f_r = 55$ GHz).

Figura 5.3 – Figura esquemática do Filtro Acústo-Óptico Sintonizável (AOTF).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Em (5.1) e (5.2), a frequência $f = f_0 \pm f_r$ é medida numa estrutura de referência pela modulação ODSB-PPFDM. Uma diferença de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ (no intervalo de 0 a 2π) é aplicada entre os pulsos de entrada nos modos TE e TM. Analisamos numericamente a transmissão do pulso ultracurto no regime de propagação de sóliton através do AOTF pelo uso de (5.1) e (5.2). Consideramos que a largura temporal a meia altura é $\Delta t_{pulse} = 100$ ps correspondendo a uma largura espectral a meia altura de $\Delta f_{pulse} = 3,15$ GHz. Após o modulador ODSB-PPFDM e controle de fase, a forma geral do pulso inicial na entrada do AOTF é dada por:

$$A(0, t) = \sqrt{P_0^{(N)}} \operatorname{sech} \left[\frac{t}{\Delta t_0} \right] \exp \{i[(2\pi f_o)t + m \cos(2\pi(f_r + f_{des})t) + \Delta\phi]\}, \quad (5.5)$$

onde $m = 1$ é o valor do índice de modulação, f_o é a frequência da portadora óptica, f_r é a frequência de referência do sinal elétrico (ou frequência da sub-portadora) sem o parâmetro de codificação da modulação, $\Delta\phi$ é a fase inserida (controle) e f_{des} é o deslocamento frequencial, que representa o parâmetro de codificação ODSB-PPFDM ($f_{des} = +\varepsilon_{cod}$, para o bit 1 e $f_{des} = -\varepsilon_{cod}$, para o bit 0) para os pulsos de entrada. O deslocamento frequencial [do pulso de entrada (ε_{cod}) e saída (ε_{out})] é calculado na posição da frequência de máxima intensidade ($f_o \pm f_r \pm 2\varepsilon_{cod}$). Para pulsos sólitons ultracurtos de $\Delta t_{pulse} = 100$ ps, temos $\Delta t_0 = 56,73$ ps. Os coeficientes $\beta^{(2)}$ e γ são calculados de acordo com as definições do regime de propagação de sóliton, em (3.18). Para pulsos sólitons de segunda ordem, tem-se $N = 2$ e $L_D = 4L_{NL}$. Além disso, estamos supondo que a potência necessária para a propagação de sóliton de segunda ordem é $P_0^{(N)} = 160$ mW e $L_D = 4L_{NL} = L_{aotf}/10$. Aqui, L_{aotf} é o comprimento necessário para o AOTF ter a mesma largura espectral (Δf_{aotf}) de um pulso com $\Delta t_{pulse} = 100$ ps. Portanto, $\zeta_L = L_{aotf}/40 = 27,21$ mm é atingido, a partir de (5.4) com $\Delta f_{aotf} = \Delta f_{pulse} = 3,15$ GHz e utilizando o valor parametrizado $\Delta n = 0,07$ para a birrefringência induzida no material (Ge). A partir deste ponto, calculamos os coeficientes de dispersão e não linearidades $\beta^{(2)} = -59,134$ ps²/mm e $\gamma = 0,459$ (W mm)⁻¹, respectivamente para o estudo numérico do modelo proposto.

Resolvemos numericamente as equações não lineares de Schrödinger (NLS) acopladas, (5.1) e (5.2), usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem com 4096 pontos de grade temporal. As condições iniciais são aquelas dadas por (5.5) com $\alpha = 0$ (isto é, sem perda). Nestas equações NLS, consideramos que A_1 e A_2 são funções da frequência, de tal modo que sua segunda derivada (o operador diferencial, $\partial^2/\partial t^2$) pode ser substituído por $-\omega^2$, onde ω é a frequência angular no domínio de Fourier. Uma vez que ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo FFT fornece uma avaliação numérica relativamente rápida dos últimos termos de (5.1) e (5.2). Muitas das propriedades da difração da luz, quando é influenciada pelo som em um meio, podem ser deduzidas se considerarmos a natureza dual onda-partícula dos fôtons e fônonos. A difração da luz pode ser descrita como uma soma de colisões simples entre fôtons e fônonos, implicando na aniquilação de um fôton incidente a ω_1 e um fônon a Ω e a criação simultânea de um novo (difratado) fônon a frequência angular $\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$. Assim, o pulso de luz resultante convertido do modo TE para TM (ou de TM para TE) sofre um deslocamento na frequência por uma quantidade igual a frequência da onda sonora. Uma vez que a gama de interesse da frequência do som está abaixo de 10^{10} Hz e que a

luz incidente está geralmente acima de 10^{13} Hz, podemos ter $\omega_2 \approx \omega_1 = \omega = 2\pi c/\lambda_0$. Isso simplifica o estudo computacional de (5.1) e (5.2).

Devemos notar aqui que o nosso modelo não abrange alguns fenômenos encontrados em sistemas mais realistas, como o ruído e as fases aleatórias inerentes aos pulsos provenientes de linhas de transmissão óptica. Esta abordagem foi feita a fim de concentrar nosso estudo em algumas variáveis que são as mais essenciais para o dispositivo que propomos e considerar um controle rigoroso e preciso da diferença de fase entre os pulsos de entrada com uma operação mais estável utilizando outras características e configurações do AOTF.

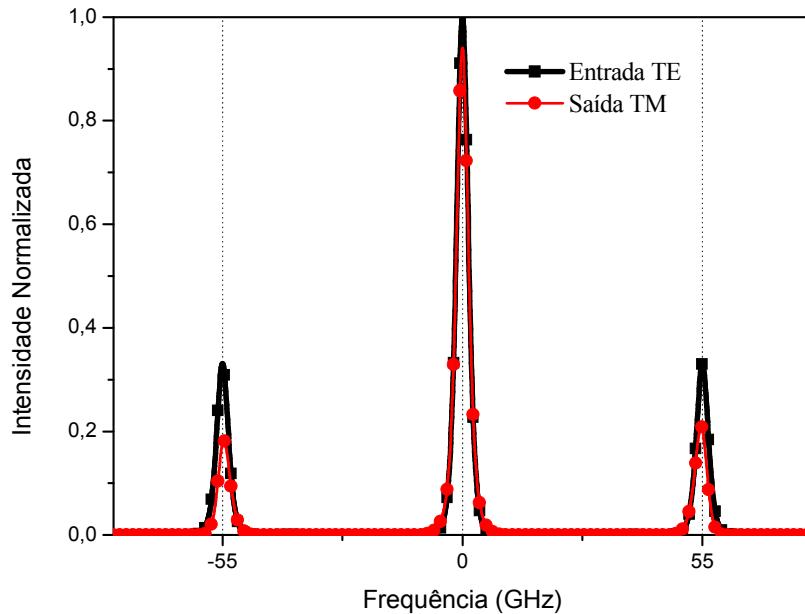
5.4 Resultados e Discussões

Primeiramente, observamos o desempenho da conversão de um pulso sólito ultracurto não criptografado ($f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = 0$) que se propaga através de um AOTF [Figuras 5.4 (a) e 5.4 (b)]. Neste caso, as frequências dos três pulsos na entrada TE, ou seja, o pulso da portadora central e os dois pulsos das sub-portadoras permanecem quase o mesmo na saída TM depois de modulada. Porém, ambas as sub-portadoras apresentam um decréscimo na intensidade. Esta perda de intensidade é devida a banda de transmissão ser de aproximadamente 60% para a frequência de referência de 55 GHz em um dispositivo com um comprimento $\zeta_L = L_{aotf}/40$ (Figura 5.5). Este comportamento também é observado para pulsos com parâmetro de codificação ($f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 5$ GHz) na qual as intensidades dos lóbulos laterais diminuem a medida que apresentam uma frequência mais distante da frequência óptica central [Figuras 5.6 (a) e 5.6 (b)]. Também é possível observar que os pulsos das sub-portadoras nas saídas (Figuras 5.4 e 5.6), tanto na banda lateral superior como na banda lateral inferior, apresentam tendências a convergirem à portadora óptica central. Este comportamento pode ser atribuído à propriedade dos pulsos sólitos que tendem a convergir toda energia a uma única portadora óptica.

Agora, mudamos a gama de valores do parâmetro de codificação ODSB-PPFDM ε_{cod} de 0 a 5 GHz, mantendo-se uma diferença de fase nula $\Delta\phi = 0$, e medimos a intensidade máxima das sub-portadoras [Figuras 5.7 (a) – 5.7 (d)]. Nossos resultados mostram a possibilidade de realização da porta lógica E no intervalo $0,4\text{GHz} \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 1,1\text{GHz}$ para ambas as bandas laterais superior (USB) da saída TE [Figura 5.7 (b)] e inferior (LSB) da saída TM [Figura 5.7 (c)].

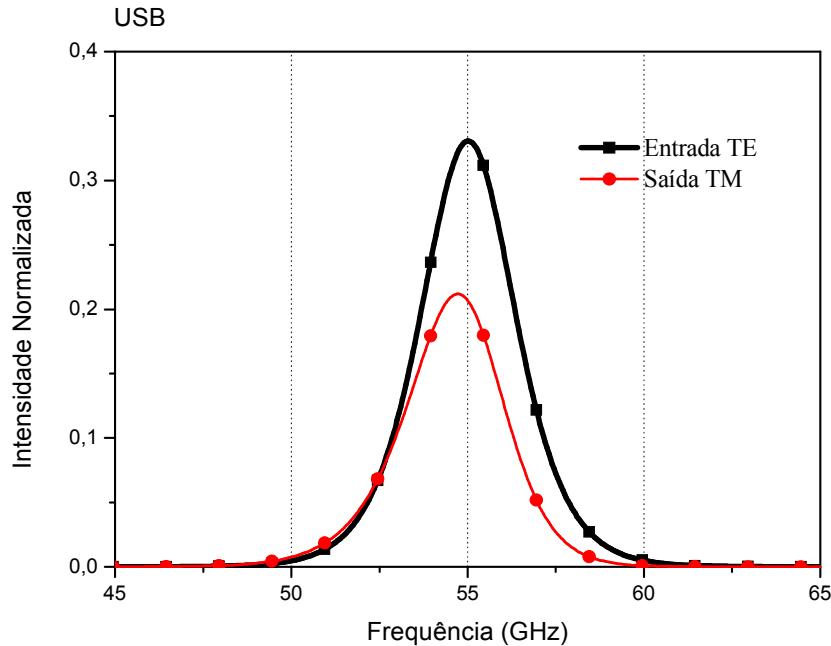
As Figuras 5.8 (a) – 5.8 (d) mostram a máxima intensidade das frequências das sub-portadoras em ambas saídas TE e TM como função do parâmetro de codificação no intervalo $0 \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 5$ GHz. A diferença de fase é agora mantida como $\Delta\phi = \pi$ rad. Com esta nova diferença de fase, observamos a possibilidade de realização de uma porta lógica E na banda lateral inferior do modo TE com $0,4$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 2,6$ GHz [Figura 5.8 (a)]. Para a banda lateral superior, por outro lado, o modo TE apresenta $0,3$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 0,4$ GHz em que é possível criar uma porta lógica E, enquanto uma porta lógica OU pode ser encontrada com $0,5$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 2,4$ GHz [Figura 5.8 (b)]. Quando analisamos o modo TM, a porta lógica E na banda lateral inferior é realizada para $0,3$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 0,4$ GHz enquanto a porta lógica OU ocorre para $0,5$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 2,4$ GHz [Figura 5.8 (c)]. Para a banda lateral superior deste modo TM, a porta lógica E é realizada quando $0,4$ GHz $\leq |\varepsilon_{cod}| \leq 2,6$ GHz [Figura 5.8 (d)]. Notamos aqui que não há qualquer possibilidade de realização de porta lógica OU tanto na banda lateral inferior do modo TE como na banda lateral superior do modo TM.

Figura 5.4 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TM e um único pulso de entrada TE, com frequência de referência da sub-portadora ($f_r = 55$ GHz) e parâmetro de codificação nulo ($|\varepsilon_{cod}|$), com $\zeta_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



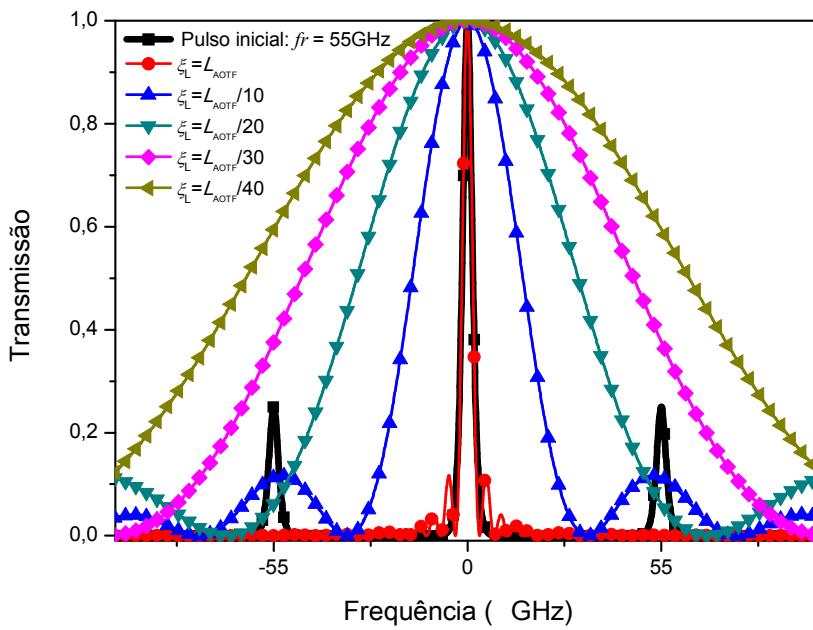
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.4 (b) – A banda lateral superior (USB) da Figura 5.4 (a) mostrada numa escala ampliada.



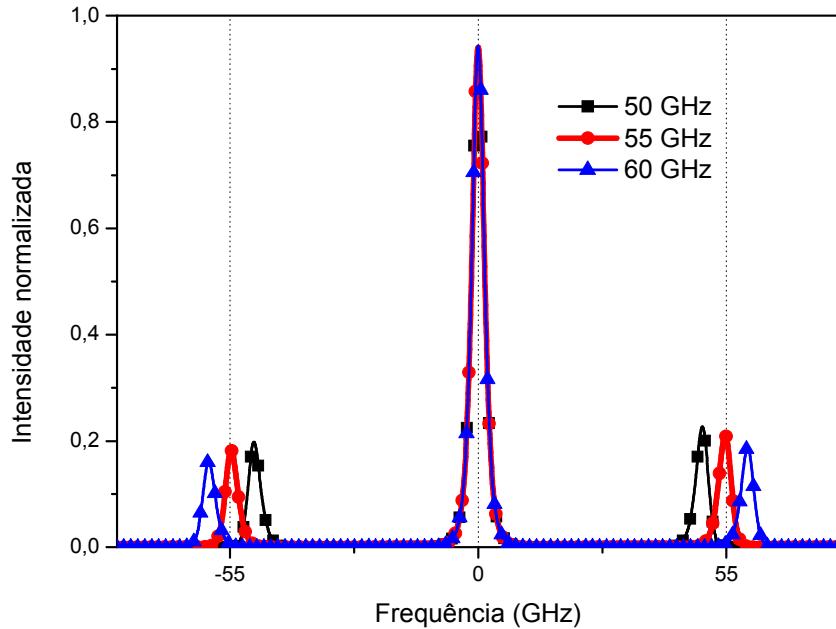
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.5 – Espectro do pulso de entrada modulado na frequência de referência de 55 GHz e transmissão do AOTF dados em $\xi_L = L_{\text{aotf}}, L_{\text{aotf}}/10, L_{\text{aotf}}/20, L_{\text{aotf}}/30$ e $L_{\text{aotf}}/40$ ($L_{\text{aotf}} = 108,85$ cm).



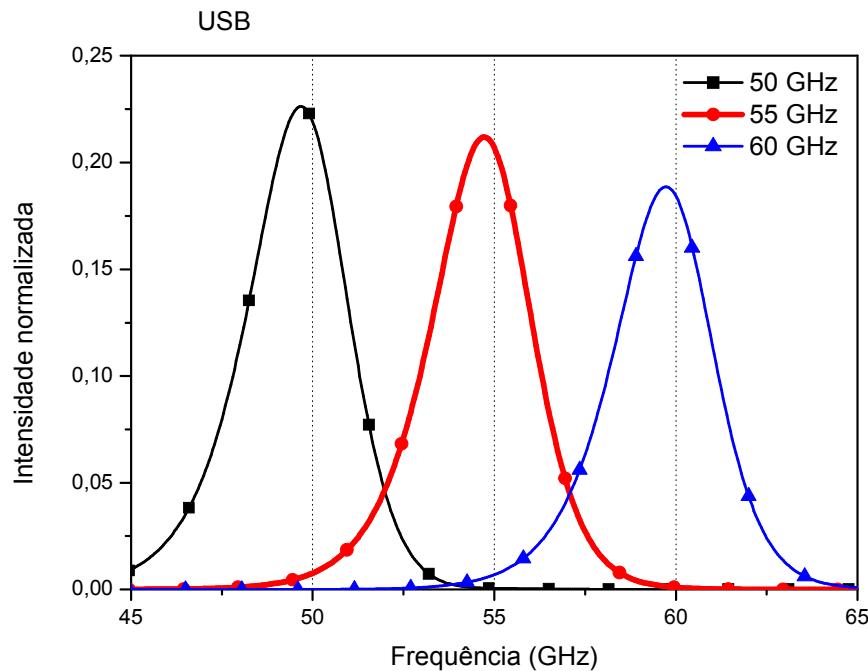
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.6 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TM para um único pulso de entrada TE, com frequência de referência da sub-portadora ($f_r = 55$ GHz) e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 5$ GHz, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



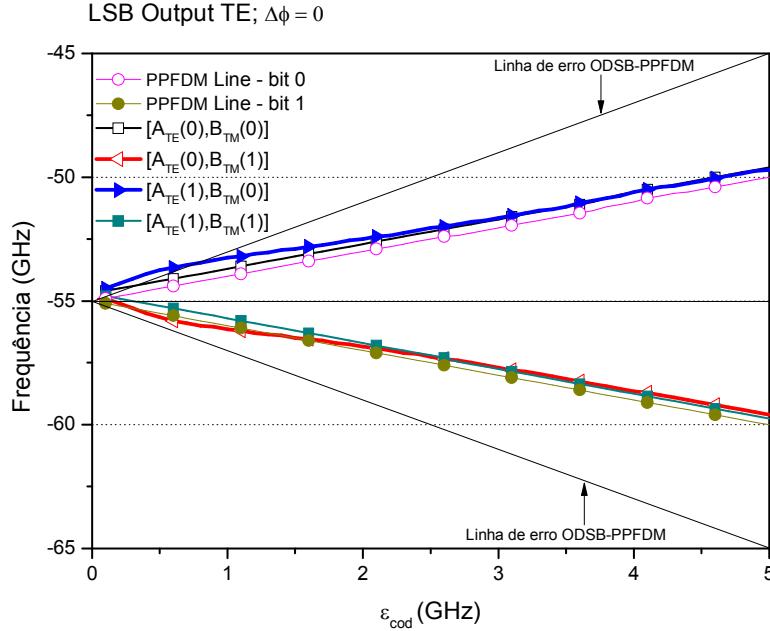
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.6 (b) – A banda lateral superior (USB) da Figura 5.6 (a) mostrada numa escala melhor para mostrar a discrepância na frequência.



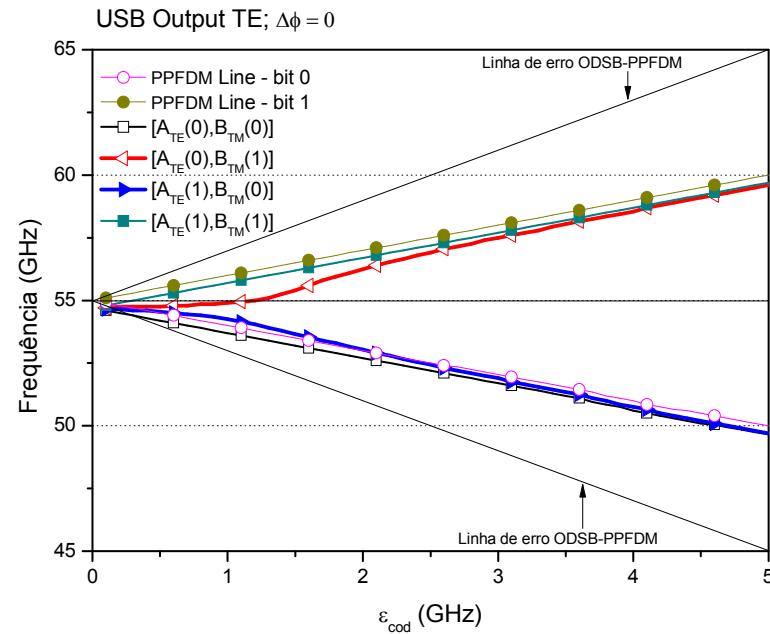
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.7 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$, $P_o = 160\text{mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



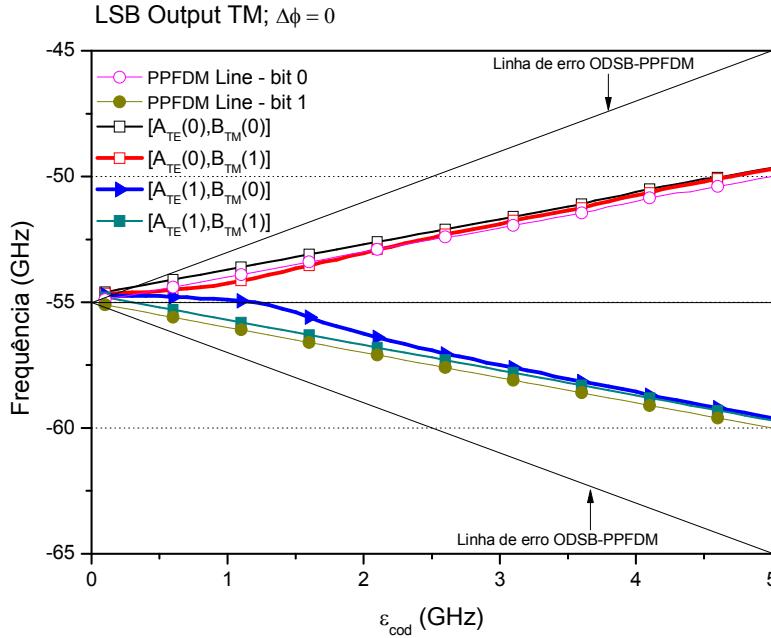
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.7 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$, $P_o = 160\text{mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



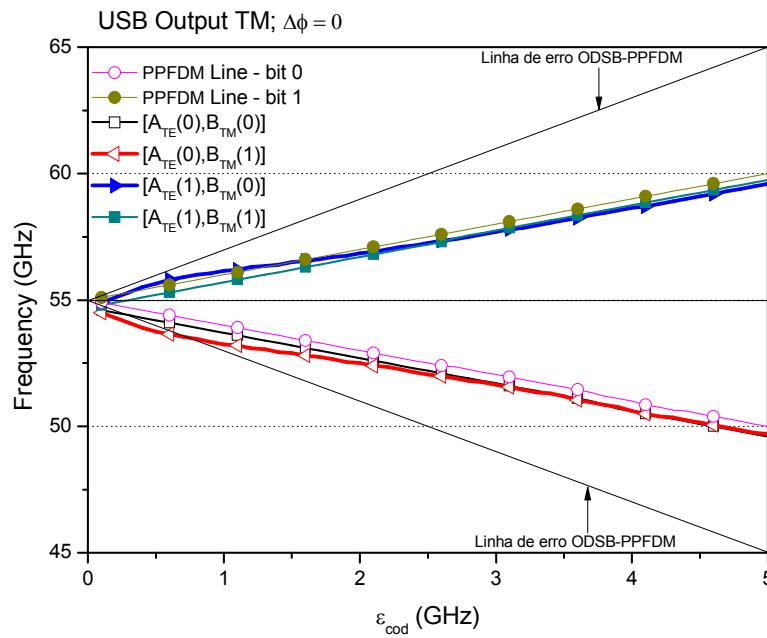
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.7 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\zeta_L = L_{\text{aotf}}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



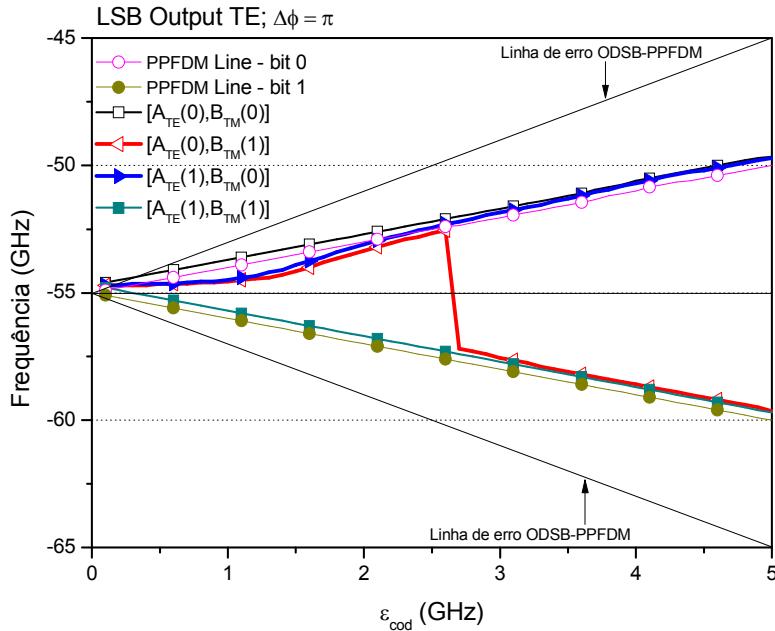
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.7 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM. A frequência de referência das sub-portadoras é $f_r = 55$ GHz, com $\zeta_L = L_{\text{aotf}}/40$, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



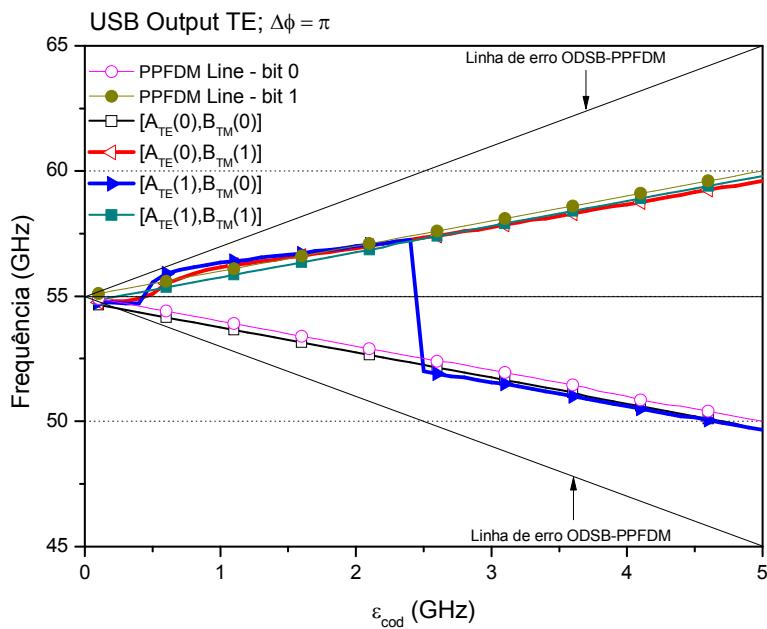
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.8 (a) – O mesmo que o da Figura 5.7 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.



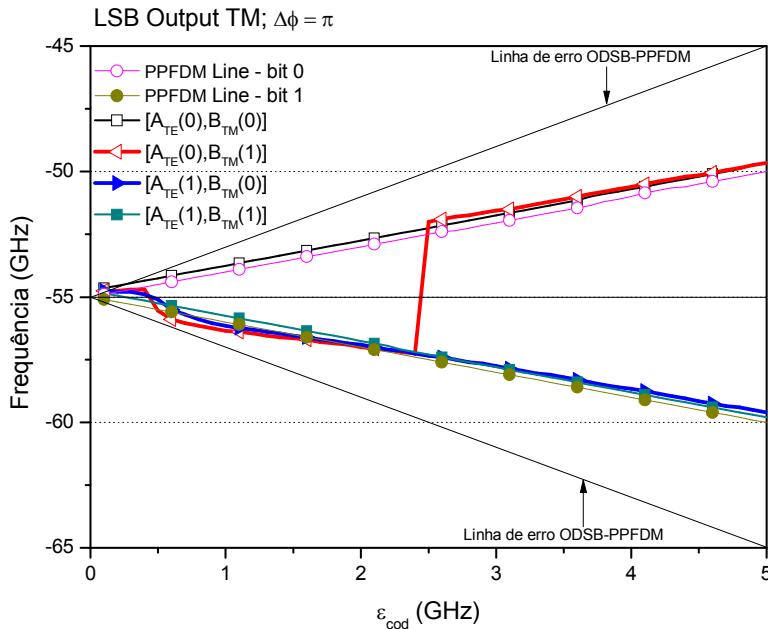
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.8 (b) – O mesmo que o da Figura 5.7 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.



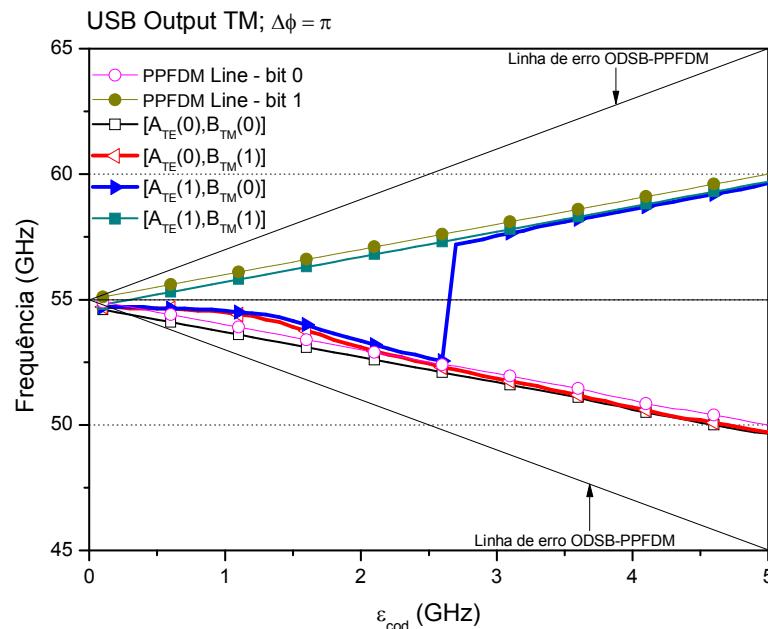
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.8 (c) – O mesmo que o da Figura 5.7 (c), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.8 (d) – O mesmo que o da Figura 5.7 (d), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi$ rad.



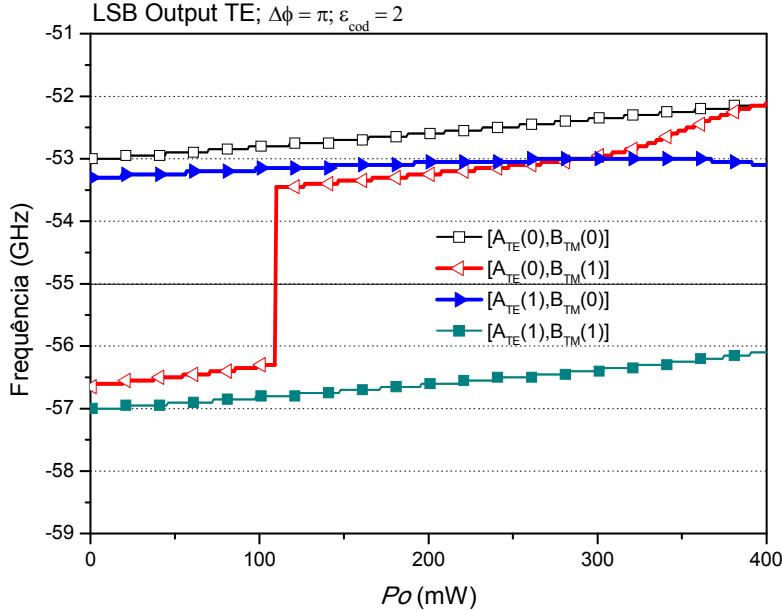
Fonte: Elaborada pelo autor.

Nas Figuras 5.9 (a) – 5.9 (d) são mostradas a máxima intensidade das frequências das sub-portadoras em ambas saídas TE e TM em função da potência óptica de entrada, P_o , para pulsos de entrada com parâmetro de codificação dado por $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz e diferença de fase por $\Delta\phi = \pi$ rad. No modo TE existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E na banda lateral inferior para $110 \text{ mW} \leq P_o \leq 400 \text{ mW}$ [Figura 5.9 (a)] e uma porta lógica OU na banda lateral superior para $137 \text{ mW} \leq P_o \leq 361 \text{ mW}$ [Figura 5.9 (b)]. Porém, no modo TM, existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E na banda lateral superior para $110 \text{ mW} \leq P_o \leq 400 \text{ mW}$ [Figura 5.9 (d)] e uma porta lógica OU na banda lateral inferior para $137 \text{ mW} \leq P_o \leq 361 \text{ mW}$ [Figura 5.9 (c)].

Nas Figuras 5.10 (a) – 5.10 (d), a máxima intensidade das frequências das sub-portadoras são mostradas como uma função da variação da fase do pulso de entrada TE (diferença de fase entre os pulsos de entrada TE e TM) com parâmetro de codificação dado por $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz. Diferentemente dos casos anteriores, quando a máxima intensidade da frequência foi estudada como uma função de ε_{cod} e P_o , aqui é possível obter ambas as portas lógicas E e OU para as bandas laterais superiores e inferiores dos modos TE e TM. Na banda lateral inferior do modo TE existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E para $0,92\pi \leq \Delta\phi \leq 1,11\pi$ e uma porta lógica OU para $1,52\pi \leq \Delta\phi \leq 1,65\pi$ [Figura 5.10 (a)]. Para a banda lateral superior do modo TE existe a possibilidade de realização da porta lógica E para $0,19\pi \leq \Delta\phi \leq 0,51\pi$ e de uma porta lógica OU para $0,92\pi \leq \Delta\phi \leq 1,04\pi$ [Figura 5.10 (b)]. Para a banda lateral inferior do modo TM, uma porta lógica OU pode ser realizada para $0,96\pi \leq \Delta\phi \leq 1,08\pi$, enquanto para uma porta lógica E precisamos de $1,49\pi \leq \Delta\phi \leq 1,81\pi$ [Figura 5.10 (c)]. Finalmente, para a banda lateral superior do modo TM existe a possibilidade de realização de uma porta lógica OU para $0,35\pi \leq \Delta\phi \leq 0,48\pi$ e uma porta lógica E para $0,89\pi \leq \Delta\phi \leq 1,08\pi$ [Figura 5.10 (d)].

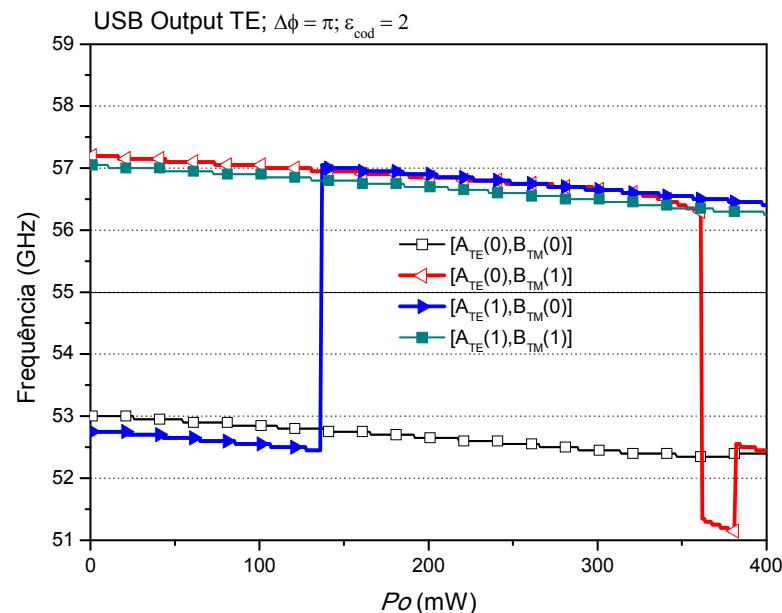
As Figuras 5.11 (a) – 5.11 (d) mostram os pulsos de saída nas bandas laterais inferiores e superiores de ambos os modos TE e TM, adotando as mesmas condições observadas nas Figuras 5.8, 5.9 e 5.10. Neste caso, a situação ideal para a criação de portas lógicas é encontrada para $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2$ GHz, $P_o = 160$ mW e $\Delta\phi = \pi$ rad.

Figura 5.9 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



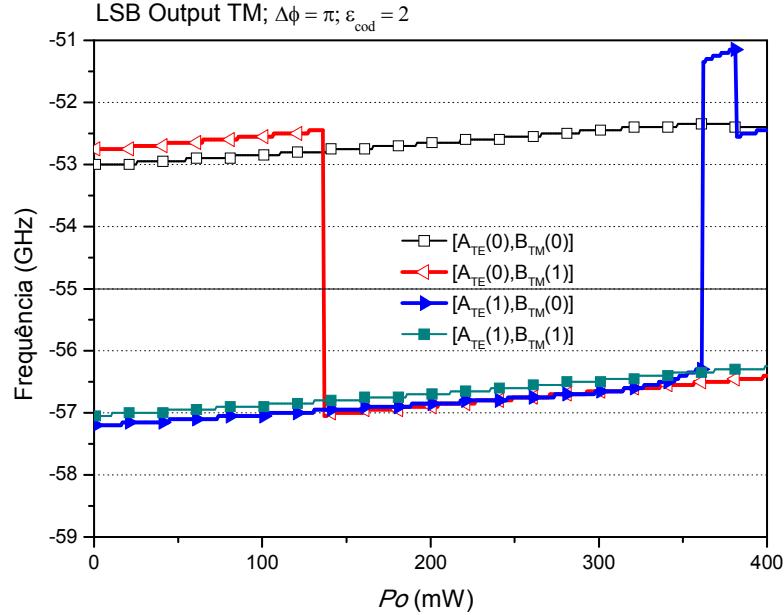
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.9 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



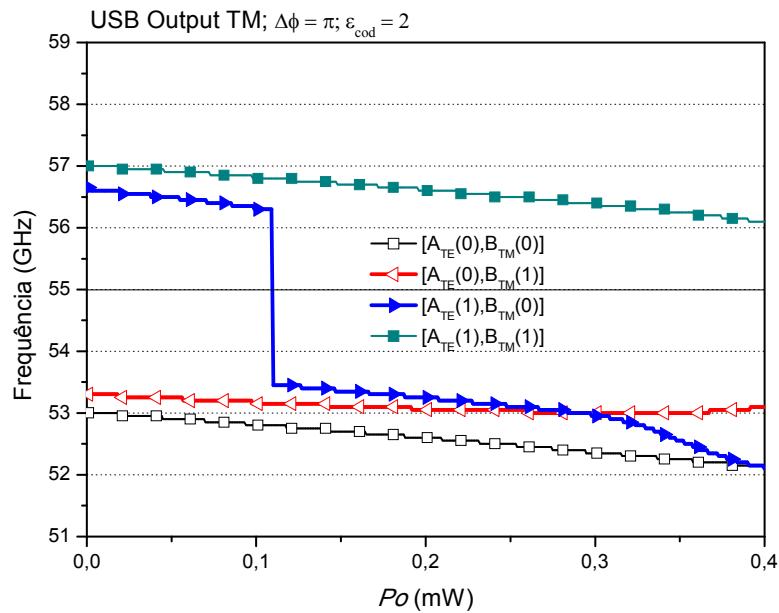
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.9 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da potência óptica de entrada, medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{aotf}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



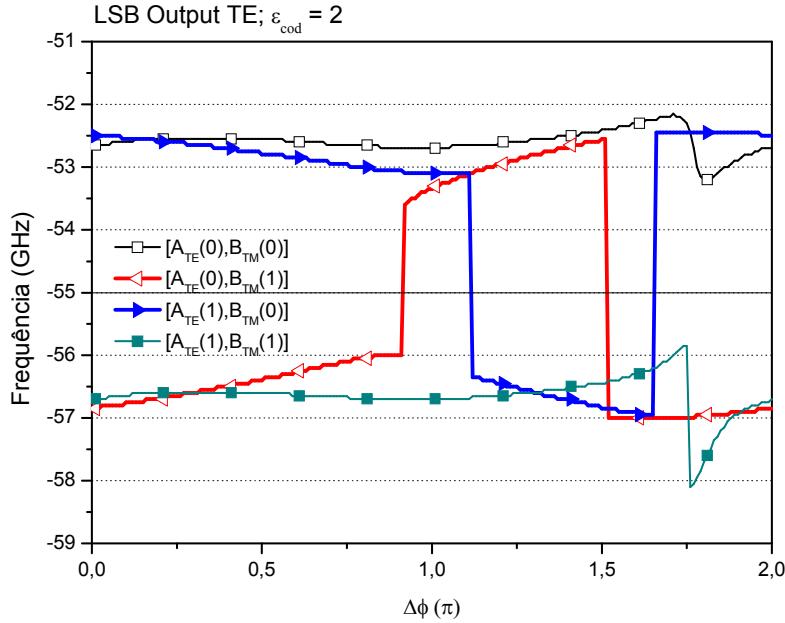
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.9 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da potência óptica de entrada, na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\xi_L = L_{aotf}/40$ e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



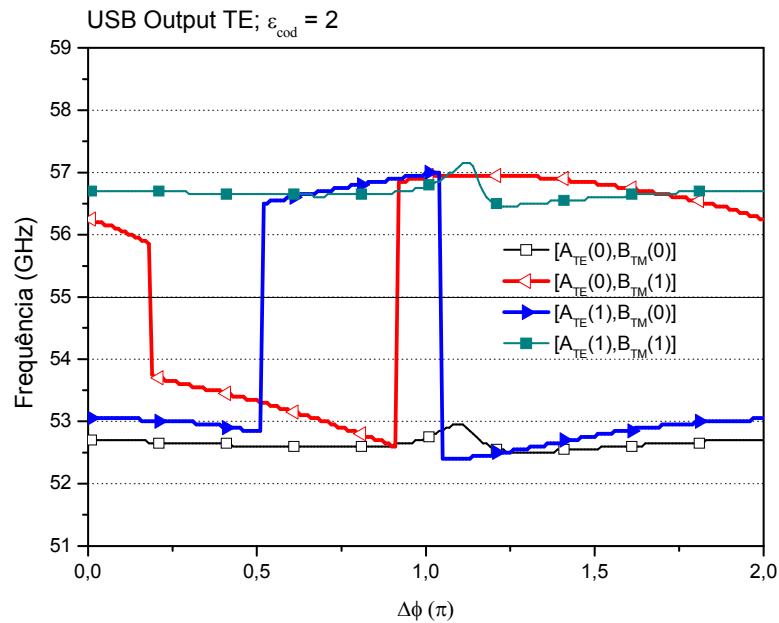
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.10 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 2$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aot}}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



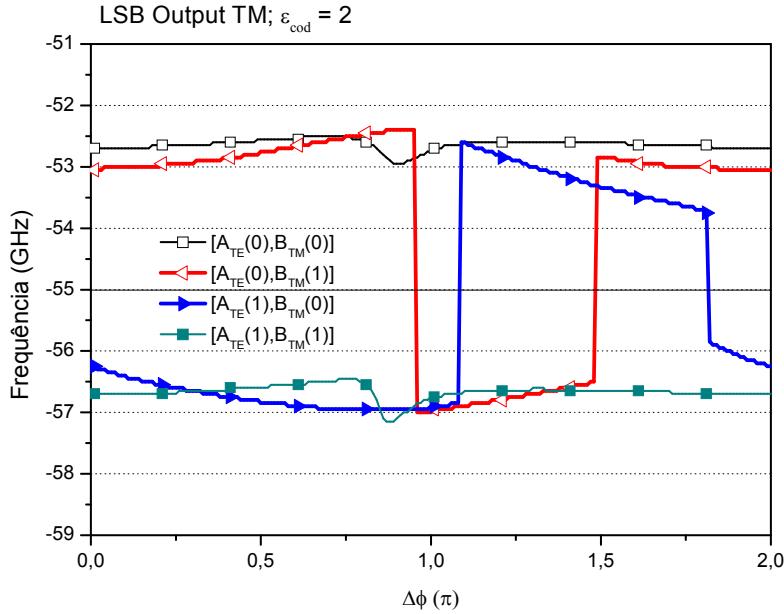
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.10 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 2$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aot}}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



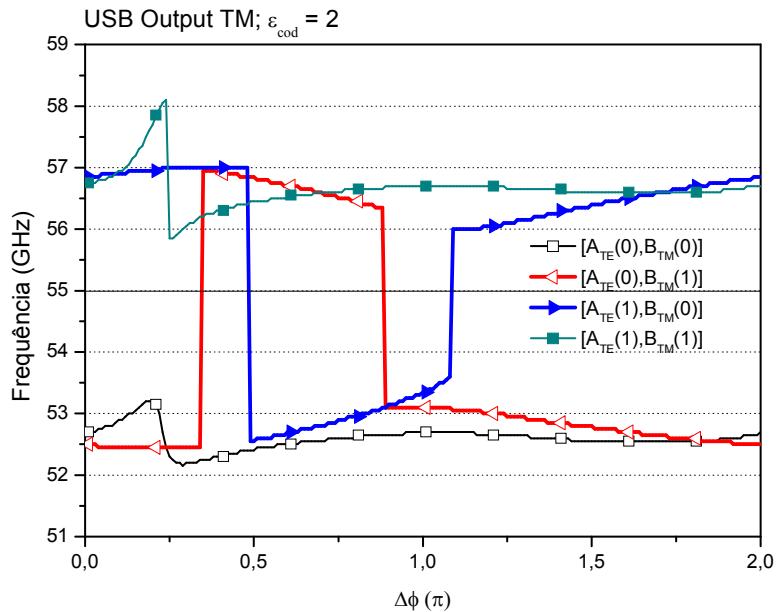
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.10 (c) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 2$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aot}}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



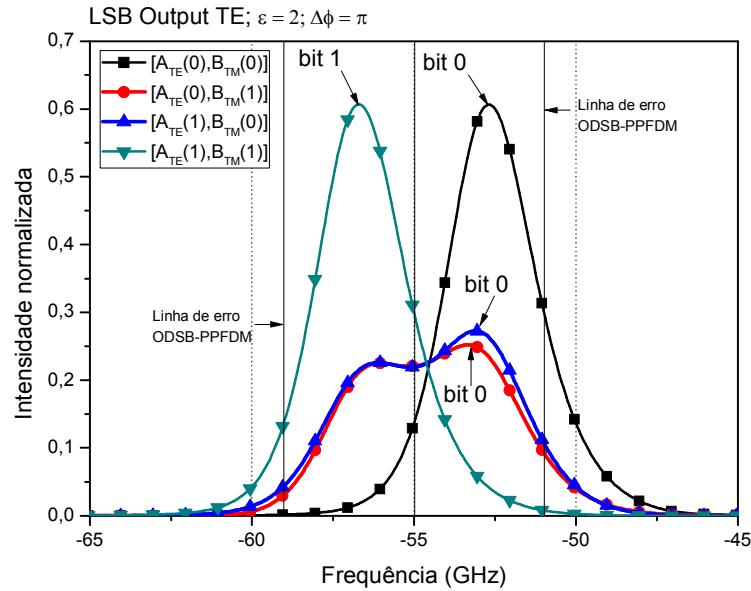
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.10 (d) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , medidos na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55$ GHz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 2$ GHz, com $\xi_L = L_{\text{aot}}/40$ e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).



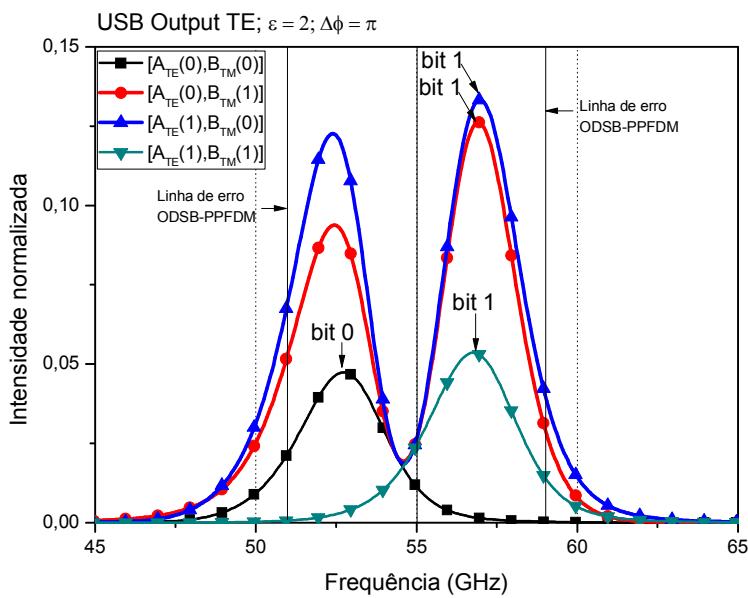
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.11 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



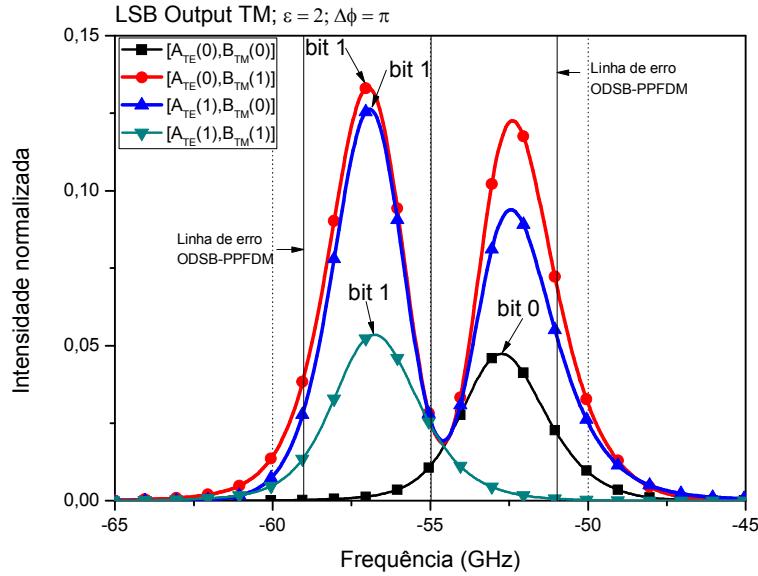
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.11 (b) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TE, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



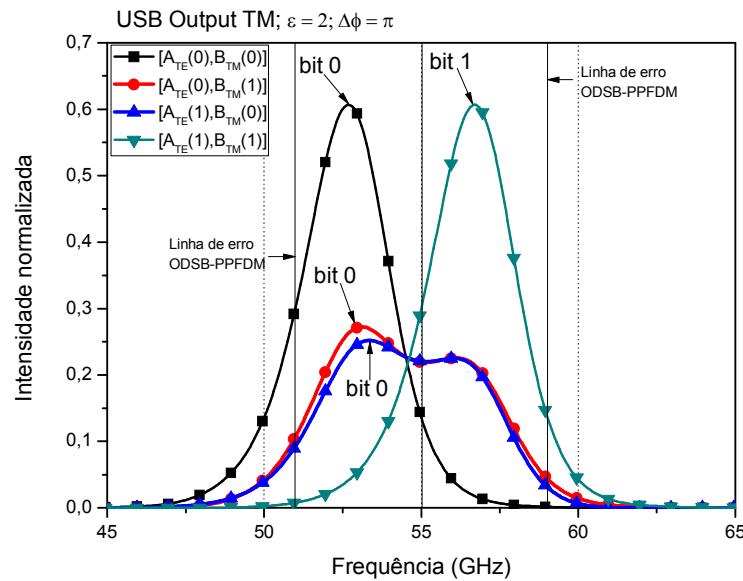
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.11 (c) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 5.11 (d) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (5.1) e (5.2) na banda lateral superior (USB) do pulso de saída TM, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 55\text{GHz}$ e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 2\text{ GHz}$, com $\zeta_L = L_{aotf}/40$, $P_o = 160\text{ mW}$ ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi\text{ rad}$.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Agora vamos nos concentrar em encontrar um deslocamento de frequência ε_{cod} que faz com que as operações lógicas se tornem possíveis, de acordo com as combinações encontradas na Tabela Verdade. As Tabelas 5.1 a 5.4 mostram os casos quando obtemos as portas lógicas E e OU. No caso quando $|\varepsilon_{cod}| = 2$ GHz, $P_o = 160$ mW ($N = 2$) e $\Delta\phi = \pi$ rad ($\phi_{TM} = 0$), obtemos as portas lógicas E e OU simultaneamente para a configuração da Tabela Verdade do nosso modelo. A Tabela 5.1 mostra que as condições necessárias para a realização das portas lógicas E e OU são $\Delta\phi = \pi$ rad e $\Delta\phi = 1,6\pi$ rad, respectivamente, na banda lateral inferior (LSB) do modo TE. Na Tabela 5.2, mostramos que as condições na banda lateral superior (USB) do modo TE para a realização das portas lógicas E e OU são $\Delta\phi = 0,4\pi$ rad e $\Delta\phi = \pi$ rad, respectivamente. Por outro lado, na banda lateral inferior (LSB) do modo TM, a possibilidade de implementação das portas lógicas E e OU são para $\Delta\phi = 1,6\pi$ rad e $\Delta\phi = \pi$ rad, respectivamente. Finalmente, a Tabela 5.4 mostra o caso na banda lateral superior (USB) do modo TM para obtermos as portas lógicas E e OU, quando $\Delta\phi = \pi$ rad e $\Delta\phi = 0,4\pi$ rad, respectivamente.

Tabela 5.1 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).

<i>Entrada A</i> (modo TE)	<i>Entrada B</i> (modo TM)	<i>Controle de fase</i> $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$		<i>Deslocamento frequencial</i> Máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		<i>Saída</i> (modo TE - LSB)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTA E $\Delta\phi$	PORTA OU $\Delta\phi$	PORTA E $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTA OU $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTA E	PORTA OU
0	0	π rad	$1,6\pi$ rad	+0,3	+0,7	0	0
0	1	π rad	$1,6\pi$ rad	-0,35	0	0	1
1	0	π rad	$1,6\pi$ rad	-0,1	+0,1	0	1
1	1	π rad	$1,6\pi$ rad	+0,3	+0,7	1	1

Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 5.2 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na USB do modo TE), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).

<i>Entrada A</i> (modo TE)	<i>Entrada B</i> (modo TM)	<i>Controle de fase</i> $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$		<i>Deslocamento frequencial</i> máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		<i>Saída</i> (modo TE - USB)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTA E $\Delta\phi$	PORTA OU $\Delta\phi$	PORTA E $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTA OU $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTA E	PORTA OU
0	0	$0,4\pi$ rad	π rad	-0,35	-0,25	0	0
0	1	$0,4\pi$ rad	π rad	+0,45	-0,1	0	1
1	0	$0,4\pi$ rad	π rad	-0,1	0	0	1
1	1	$0,4\pi$ rad	π rad	-0,35	-0,25	1	1

Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 5.3 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TM), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).

Entrada A (modo TE)		Entrada B (modo TM)		Controle de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$	Deslocamento frequencial máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		Saída (modo TM - LSB)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTE E $\Delta\phi$	PORTE OU $\Delta\phi$	PORTE E $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTE OU $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTE E	PORTE OU	
0	0	$1,6\pi$ rad	π rad	+0,35	+0,25	0	0	
0	1	$1,6\pi$ rad	π rad	+0,1	0	0	1	
1	0	$1,6\pi$ rad	π rad	-0,45	+0,1	0	1	
1	1	$1,6\pi$ rad	π rad	+0,35	+0,25	1	1	

Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 5.4 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na USB do modo TM), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 2$ GHz e $P_o = 160$ mW ($N = 2$).

Entrada A (modo TE)		Entrada B (modo TM)		Controle de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$	Deslocamento frequencial máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		Saída (modo TM - USB)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTE E $\Delta\phi$	PORTE OU $\Delta\phi$	PORTE E $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTE OU $\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	PORTE E	PORTE OU	
0	0	π rad	$0,4\pi$ rad	-0,3	-0,7	0	0	
0	1	π rad	$0,4\pi$ rad	+0,1	-0,1	0	1	
1	0	π rad	$0,4\pi$ rad	+0,35	0	0	1	
1	1	π rad	$0,4\pi$ rad	-0,3	-0,7	1	1	

Fonte: Elaborada pelo autor.

5.5 Conclusões do Capítulo

Propomos um novo método de modulação óptica usando um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) operando simultaneamente com a modulação da dupla banda lateral óptica (ODSB) e modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Este dispositivo, chamado aqui de ODSB-PPFDM, opera com pulsos sólitons ultracurtos de luz (100 ps) e foi construído para criar portas lógicas, como as portas lógicas E e OU. Inicialmente, observou-se o desempenho da conversão do pulso não codificado ($f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = 0$) propagando-se através do AOTF, considerando um regime de propagação do pulso de entrada TE com dispersão (GVD), não linearidade (SPM) e sem perda. Neste caso, a frequência do pulso da portadora central permanece a mesma na saída TM após ser modulado, enquanto ambos os pulsos sub-portadores apresentam um decréscimo na intensidade. Considerando o AOTF com comprimento de $\zeta_L = L_{aotf}/40$, verificou-se as quatro situações possíveis para gerar as portas lógicas de duas entradas, observando-se o máximo deslocamento de frequência ε_{out} como função do parâmetro de codificação ε_{cod} dos pulsos de entrada, no caso onde a diferença de fase é nula. Concluímos que o AOTF pode realizar as

operações lógicas quando o parâmetro de codificação varia no intervalo de $0,4 \text{ GHz} \leq |\epsilon_{\text{cod}}| \leq 1,1 \text{ GHz}$ para $P_o = 160 \text{ mW}$ (assumindo uma ordem de sóliton $N = 2$). Além disso, consideramos uma diferença de fase de $\Delta\phi = \pi \text{ rad}$ entre ambos os pulsos de entrada. Como resultado, obtivemos vários valores do parâmetro de codificação $|\epsilon_{\text{cod}}|$ onde as operações lógicas E e OU foram possíveis. De acordo com os critérios de estabilidade da operação, observamos que, entre todas as funções lógicas obtidas aqui, a diferença de fase ideal que apresenta a operação mais estável foi $|\Delta\phi| = \pi \text{ rad}$, para o caso onde $|\epsilon_{\text{cod}}| = 2 \text{ GHz}$. Este caso, em particular, tem simultaneamente a porta lógica E na banda lateral inferior do pulso de saída TE e na banda lateral superior do pulso de saída TM e a porta lógica OU na banda lateral superior do pulso de saída TE e na banda lateral inferior do pulso de saída TM.

5.6 Referências

- [1]. TOPTICA PHOTONICS. **Optoelectronic Terahertz-Generation**. Disponível em: <www.toptica.com/products/terahertz_generation>. Acesso em: 14 mar. 2013.
- [2]. WAKE, D.; LIMA, C. R.; DAVIES, P. A. Transmission of 60-GHz signals over 100 km of optical fiber using a dual-mode semiconductor laser source. **IEEE Photon. Technol. Lett.**, [S.I.], v. 8, n. 4, p. 578–580, Apr. 1996.
- [3]. FICE, M. J. *et al.* 146-GHz millimeter-wave radio-over-fiber photonic wireless transmission system. **Optics Express**, [S.I.], v. 20, n. 2, p. 1769-1774, Jan. 2012.
- [4]. ISLAM, A. H. M. R. *et al.* Simplification of millimeter-wave radio-overfiber system employing heterodyning of uncorrelated optical carriers and self-homodyning of RF signal at the receiver. **Optics Express**, [S.I.], v. 20, n. 5, p. 5707-5724, Feb. 2012.
- [5]. BHATTI, A.; AL-RAWESHIDY, H. S.; MURTAZA, G. Optical response of a D-fiber antenna in a finite-element analysis intended for radio-over-fiber applications. **Applied Optics**, [S.I.], v. 39, n. 21, p. 3626-3631, July 2000.
- [6]. LIMA JR, A. W. *et al.* All-Optical Nonlinear Switching Cell Made of Photonic Crystal. **Journal of the Optical Society of America A**, [S.I.], v. 26, n. 7, p. 1661-1667, July 2009.
- [7]. CANABARRO, A. A. *et al.* Interplay of XPM and nonlinear response time in the modulational instability of copropagating optical pulses. **J. Opt. Soc. Am. B**, [S.I.], v. 27, n. 9, p. 1878-1885, Setp. 2010.
- [8]. FERREIRA, A. C. *et al.* Analysis of the nonlinear optical switching in a Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect. **Optics Communications**, [S.I.], v. 285, n. 6, p. 1408–1417, Mar. 2012.

- [9]. FRAGA; W. B. *et al.* Numerical analysis of the stability of optical bullets (2+1) in a planar waveguide with cubic-quintic nonlinearity. **Optical and Quantum Electronics**, [S.I.], v. 41, n. 2, p. 121-130, Feb. 2009.
- [10]. TORRES-SILVA, H.; CABEZAS, D. T. Chiral Seismic Attenuation with Acoustic Metamaterials. **Journal of Electromagnetic Analysis and Applications**, [S.I.], v. 5, n. 1, p. 10-15, Jan. 2013.
- [11]. FILHO, A. F. G. F. *et al.* Periodic Modulation of Nonlinearity in a Fiber Bragg Grating: A Numerical Investigation. **Journal of Electromagnetic Analysis and Applications**, [S.I.], v. 4, n. 2, p. 53-59, Feb. 2012.
- [12]. DA SILVA, G. L. *et al.* Modulational instability in lossless fibers with saturable delayed nonlinear response. **Journal of the Optical Society of America B: Optical Physics**, [S.I.], v. 26, n. 1, p. 183-188, Jan. 2009.
- [13]. NOVITSKY, D. V. Effects of pulse collisions in a multilayer system with noninstantaneous cubic nonlinearity. **Journal of Optics**, [S.I.], v. 15, n. 3, 035206. Mar. 2013.
- [14]. MENEZES, J. W. M. *et al.* 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**, [S.I.], v. 30, n. 3, p. 201-230, June 2011.
- [15]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Analysys of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM). **Optics Communications**, [S.I.], v. 281, n. 5, p. 1056–1064, Mar. 2008.
- [16]. FERREIRA, A. C. *et al.* A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK. **Journal of Modern Optics**, [S.I.], v. 56, n. 8, p. 1004-1013, May 2009.
- [17]. MENEZES, J. W. M. *et al.* Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers. **Optics Communications**, [S.I.], v. 276, n. 1, p. 107–115, Aug. 2007.
- [18]. MENEZES, J. W. M. *et al.* Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers, **Optical and Quantum Electronics**, [S.I.], v. 39, n. 14, p. 1191-1206, Nov. 2007.
- [19]. MENEZES, J. W. M. *et al.* All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘Sum’ and ‘Carry’. **Fiber and Integrated Optics**, [S.I.], v. 29, n. 4, p. 254-271, July 2010.
- [20]. MENEZES, J. W. M. *et al.* 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**, [S.I.], v. 21, n. 3, 1250037. Sept. 2012.

- [21]. COELHO JR., A. G. *et al.* Realization of All-Optical Logic Gates in a Triangular Triple-Core Photonic Crystal Fiber. **J. Lightwave Technol.**, [S.I.], v. 31, n. 5, p. 731-739, Mar. 2013.
- [22]. TAMAI, H. *et al.* First demonstration of coexistence of standard gigabit TDM-PON and code division multiplexed PON architectures toward next generation access network. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 27, n. 3, p. 292-298, Feb. 2009.
- [23]. HUISZOOON, B. *et al.* Hybrid Radio-Over-Fiber and OCDMA Architecture for Fiber to the Personal Area Network. **J. Lightw. Technol.**, [S.I.], v. 27, n. 12, p. 1904-1911, June 2009.
- [24]. GUIMARÃES, G. F. *et al.* 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**, [S.I.], v. 5, n. 2, p. 49-57, Feb. 2013.
- [25]. ONAKA, H. *et al.* Compact photonic gateway for dynamic path control using acousto-optic tunable filter. **Optical Switching and Networking**, [S.I.], v. 5, n. 2-3, p. 75-84, June 2008.
- [26]. VEERIAH, S.; RAHMAN, F. A.; MISHRA, V. Multiple parameter tuning of the bandwidth, wavelength and attenuation of a fiber-based acousto-optic tunable filter. **Optik - International Journal for Light and Electron Optics**, [S.I.], v. 118, n. 10, p. 481-486, Oct. 2007.
- [27]. SABÓIA, K. D. A. *et al.* Optical Bistability in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) Operating with Short Optical Pulses. **Journal of Electromagnetic Analysis and Applications**, [S.I.], v. 4 n. 3, p. 112-117, Mar. 2012.
- [28]. ZHANG, W. *et al.* All-fiber tunable Mach-Zehnder interferometer based on an acousto-optic tunable filter cascaded with a tapered fiber. **Optics Communications**, [S.I.], v. 292, p. 46-48, Apr. 2013.
- [29]. KATRASNIK, J. *et al.* Spectral characterization and calibration of AOTF spectrometers and hyper-spectral imaging systems. **Chemometrics Intelligent Lab. Systems**, [S.I.], v. 101, n. 1, p. 23-29, Mar. 2010.
- [30]. KATRASNIK, J.; PERNUS F.; LIKAR, B. A method for characterizing illumination systems for hyperspectral imaging. **Optics Express**, [S.I.], v. 21, n. 4, p. 4841-4853, Feb. 2013.
- [31]. LI, Q. *et al.* An Acousto-Optic Tunable Filter and Digital Micromirror Device Based Projection Display System. **Lecture Notes in Electrical Engineering**, London, v. 208, p. 29-35, 2013.
- [32]. GUPTA, N. *et al.* Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium. **Journal of Optics**, [S.I.], v. 14, n. 3, 035502, Mar. 2012.

- [33]. SABÓIA, K. D. A. *et al.* Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF). **Optical and Quantum Electronics**, [S.I.], v. 41, n. 14-15, p. 963-980, Dec. 2009.
- [34]. COSTA, M. B. C. *et al.* High Contrast Optical “OR” Logic Gates Using a Photonic Crystal Fiber Modulated by PAM-ASK. **Optics Communications**, [S.I.], 2013. (Article in Press).
- [35]. MAZZALI, C.; FRAGNITO, H. L. Optical PPM generator by direct-frequency shifting. In: OPTICAL FIBER COMMUNICATION CONFERENCE AND EXHIBIT, 1998, San Jose, CA, USA. OFC '98., Technical Digest WM13, Feb 1998. p. 191-192.
- [36]. SOBRINHO C. S.; SOMBRA, A. S. B. Picosecond Pulse Switching in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Loss. **Nonlinear Optics**, [S.I.], v. 29, n. 1, p. 79-97, Jan. 2002.
- [37]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Increasing Non-linearity and Loss. **Optics Communications**, [S.I.], v. 208, n. 4-6, p. 415-426, July 2002.
- [38]. TRAN, C. D. Principles and analytical applications of acousto-optic tunable filters, an overview. **Talanta**, [S.I.], v. 45, n. 2, p. 237-248, Dec. 1997.
- [39]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) Revisited: Ultrashort Optical Pulses Crosstalk Studies on the Lossy Filter. **Fiber and Integrated Optics**, [S.I.], v. 25, n. 3, p. 195-211, Aug. 2006.
- [40]. SOBRINHO, C. S.; RIOS, C. S. N.; SOMBRA, A. S. B. Integrated Acousto-Optical Temperature Sensor. **Fiber and Integrated Optics**, [S.I.], v. 25, n. 6, p. 387-402, Nov. 2006.
- [41]. JUNG, Y. *et al.* Bandwidth control in a hybrid fiber acousto-optic filter. **Optics Letters**, [S.I.], v. 30, n. 1, p. 84-86, Jan. 2005.
- [42]. YARIV, Amnon; YEH, Pochi. **Optical Waves in Crystal**: Propagation and Control of Laser adiation, New York: John Wiley and Sons, 1984.
- [43]. XU, Jieping; STROUD, Robert. **Acousto Optical Devices**: Principles, Design and Applications, New York: Wiley-Interscience, 1992.
- [44]. XIE, X. *et al.* Wideband tunable optoelectronic oscillator based on a phase modulator and a tunable optical filter. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 38, n. 5, p. 655-657, Mar. 2013.
- [45]. BENMOSTEFA, N.; MELIANI, M.; OUSLIMANI, H. Metamaterial Tunable Filter Design. **Journal of Electromagnetic Analysis and Applications**, [S.I.], v. 5, n. 6, p. 250-254, June 2013.
- [46]. ZHANG, C.; WANG, H.; QIU, Y. Analysis of the Spectral Resolution of a TeO₂ based Noncollinear Acousto-Optic Tunable Filter. **Engineering**, [S.I.], v. 3, n. 3, p. 233-235, Mar. 2011.

- [47]. SOBRINHO, C. S.; LIMA, J. L. S.; SOMBRA, A. S. B. Interchannel Crosstalk on the Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) for Network Applications. **Microwave and Optical Technology Letters**, [S.I.], v. 35, n. 3, p. 230-235, Nov. 2002.
- [48]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Numerical Analysis of the Crosstalk on an Integrated Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) for Network Applications. **Fiber and Integrated Optics**, [S.I.], v. 23, n. 5, p. 345-363, Mar. 2004.
- [49]. Gao, L.; Herriot, S. I.; Wagner, K. H. Novel Approach to RF Photonic Signal Processing Using an Ultrafast Laser Comb Modulated by Traveling-Wave Tunable Filters. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, [S.I.], v. 12, n. 2, p. 315-329, Mar./Apr. 2006.
- [50]. LI, Q. *et al.* Demonstration of narrow-band acousto-optic tunable filters on dispersion enhanced single-mode fibers. **IEEE Photonics Technol. Lett.** [S.I.], v. 14, n. 11, p. 1551-1553, Nov. 2002.
- [51]. MAHIEUX, A. *et al.* A new method for determining the transfer function of an Acousto-optical tunable filter. **Optics Express**, [S.I.], v. 17, n. 3, p. 2005-2014, Feb. 2009.

6 REALIZAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS SOB MODULAÇÃO ODSB-PPFDM EM UM AOTPF BASEADO EM PCF

Este capítulo mostra a possibilidade de realização de portas lógicas ópticas através da propagação de pulsos ultracurtos em um filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibras de cristal fotônico (PCF) com onda acústica torcional, resolvendo um par de equações de modos acoplados que inclui todos os termos lineares e não lineares significativos.

6.1 Acoplamento Acústo-Óptico em PCF por Onda Acústica Torcional

A maioria dos dispositivos acústo-ópticos (AO) baseados em fibra são caracterizados pela seletividade do comprimento de onda devido ao acoplamento AO entre os vários modos espaciais de propagação da luz em uma fibra óptica, usando a propagação da onda acústica flexural. Por outro lado, também se sabe que o acoplamento AO entre dois modos de polarização óptica em fibras ópticas altamente birrefringentes (HB) pode ser realizada utilizando a propagação da onda acústica torcional, que é um dos três modos de propagação acústica numa fibra óptica cilíndrica sem corte, quando o comprimento de onda acústica é muito maior do que a dimensão do núcleo da fibra (EBENDORFF-HEIDEPRIEM *et al.*, 2004), (LÆGSGAARD; BJARKLEV, 2006) [1-2].

Recentemente Lee, Park e Kim (2007) [3], relataram um filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibra, operando no modo de acoplamento de polarização do modo LP_{01} numa fibra óptica convencional altamente birrefringente (HB) usando a propagação da onda acústica torcional. Lee *et al.* (2008) [4], também demonstraram o acoplamento AO entre dois modos de polarização óptica no modo de propagação LP_{01} em uma PCF HB, onde o acoplamento total entre dois modos de polarização foi realizado ao longo do intervalo de comprimento de onda de 1530 nm a 1620 nm em um AOTPF baseado em fibra usando o modo acústico torsional de menor ordem.

6.1.1 Propriedades acústicas e ópticas da PCF HB

Uma fibra óptica cilíndrica, cujo diâmetro é muito menor que os comprimentos de onda acústica, pode suportar modos fundamentais acústicos longitudinais, flexural e torcional que se propagam ao longo da fibra sem corte (ENGAN *et al.*, 1988) [5]. Relato recente mostra

que a presença da estrutura de buraco de ar em uma PCF altera ligeiramente as propriedades acústicas da fibra em comparação ao caso de uma fibra sólida convencional. Por exemplo, o comprimento de onda acústica flexural numa PCF torna-se menor, cerca de 1%, que o de uma fibra convencional, com o mesmo diâmetro exterior (HAAKESTAD; ENGAN, 2006) [6]. Já para o modo acústico torcional de menor ordem com propriedades dispersivas, pode-se produzir eficientemente um acoplamento AO entre dois modos de polarização em uma PCF HB. A Figura 6.1 mostra o diagrama esquemático da PCF HB sujeita a torques nas extremidades oscilantes. A equação do movimento para o modo acústico torcional de menor ordem e a sua velocidade de propagação na fibra podem ser expressas como,

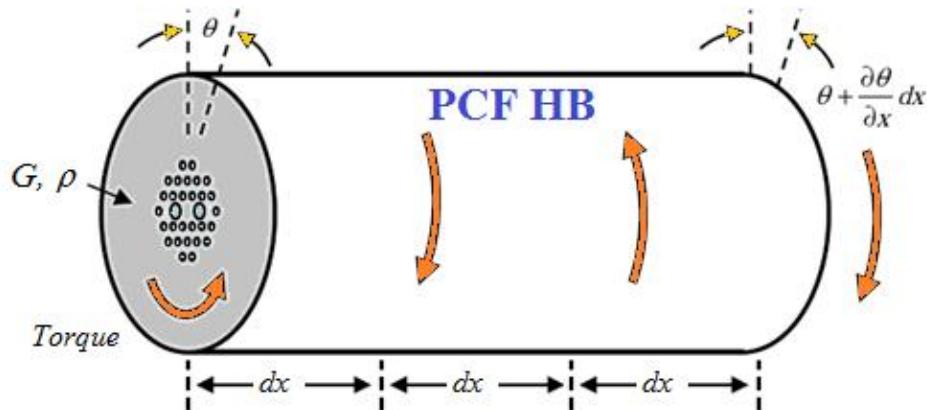
$$C \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \rho J \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \quad (6.1)$$

e

$$V_s = \sqrt{\frac{C}{\rho_d J}}, \quad (6.2)$$

respectivamente (GRAFF, 1975, cap. 2) [7]. Aqui, C , J e ρ_d denotam a rigidez torcional, o momento de inércia polar e a densidade da fibra, respectivamente.

Figura 6.1 – Elemento diferencial da PCF HB sujeita a torque nas extremidades. θ indica o ângulo de torção.



Fonte: Adaptada de Lee *et al.* (2008) [4].

A rigidez torcional significa a resistência da fibra a torção e, para um cilindro de seção transversal circular, é dado pelo produto entre o momento de inércia polar (J) e o módulo de cisalhamento (G). O momento de inércia polar e o módulo de cisalhamento denotam o fator geométrico capaz de resistir à torção e o correspondente fator material, respectivamente. No caso do cilindro circular, com seção transversal radialmente não homogênea, tal como a PCF,

o módulo de cisalhamento e a densidade das fibras são dados por Haakestad e Engan (2006) [6]:

$$G(\vec{r}) = \begin{cases} G, \text{ região de sílica pura} \\ 0, \text{ região de buracos de ar} \end{cases} \text{ e } \rho_d(\vec{r}) = \begin{cases} \rho_d, \text{ região de sílica pura} \\ 0, \text{ região de buracos de ar} \end{cases} \quad (6.3)$$

respectivamente. Portanto, a rigidez torcional e o denominador de (6.2) são expressos por:

$$C \equiv \int_S G(\vec{r}) r^2 dA = G \int_{S'} r^2 dA \quad (6.4)$$

e

$$\rho_d J \rightarrow \int_S \rho_d(\vec{r}) r^2 dA = \rho_d \int_{S'} r^2 dA, \quad (6.5)$$

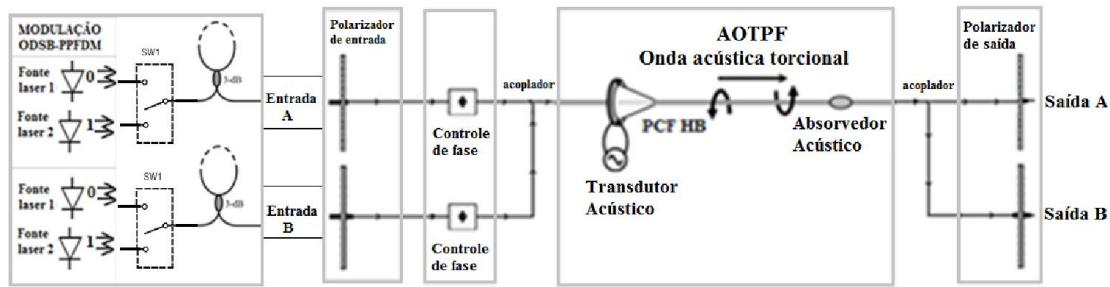
na área de toda a seção transversal S e na área da região de sílica pura S' , respectivamente (TIMOSHENKO; GOODIER, 1970, cap. 10) [8]. Aqui, dA e r denotam uma área elementar e a distância radial do centro da fibra ao elemento dA , respectivamente. Se substituirmos (6.4) e (6.5) em (6.2), os fatores geométricos são cancelados e a velocidade de propagação no modo acústico torcional de menor ordem na PCF é reduzida para $V_s = (G/\rho_d)^{1/2}$, que é igual a velocidade de onda de cisalhamento constante. Como resultado, a presença da estrutura de buracos de ar na seção transversal da fibra não altera as propriedades de dispersão no modo acústico torcional de menor ordem da PCF, e a velocidade de propagação depende apenas dos fatores relevantes, tais como a densidade da fibra e o módulo de cisalhamento. Portanto, como é o caso da fibra óptica convencional, o modo acústico torcional de menor ordem pode propagar-se ao longo da PCF para todas as frequências acústicas e números de onda, com uma velocidade constante igual a velocidade de onda de cisalhamento, dada pelo produto entre a frequência acústica e o correspondente comprimento de onda da onda acústica torcional.

6.1.2 Acoplamento entre os Modos de Polarização na PCF HB e Propriedades de Transmissão

No caso dos AOTFs baseados em fibra usando a propagação das ondas acústicas flexurais, há duas possíveis origens para a deterioração no espectro do filtro (LEE *et al*, 2008) [4]. A primeira é de origem acústica, devido à variação do comprimento de onda acústica causada pela não uniformidade do diâmetro exterior da fibra. A outra é de origem óptica, devido à variação do comprimento de batimento óptico causada pela não uniformidade do perfil do índice de refração na fibra óptica. Em contraste com um AOTF baseado em fibra utilizando ondas acústicas flexurais, os dispositivos de ondas acústicas torcionais não apresentam o desvio de ressonância no acoplamento ou a deterioração no espectro do filtro

provocada pela falta de uniformidade axial no diâmetro exterior da fibra ou a elipticidade indesejável da fibra de seção transversal (HAAKESTAD; ENGAN, 2006), (LANGLI; BLØTEKJÆR, 2003) [9-10]. Isto provém do fato do comprimento de onda acústica no modo acústico torcional de menor ordem, que fornece condição correspondente ao casamento de fase para um acoplamento de polarização eficiente, é independente do diâmetro da fibra (ENGAN, 1996) [11]. Portanto, os filtros acústo-ópticos com polarização sintonizável (AOTPFs) baseados em fibra usando propagação de onda acústica torsional não possuem princípios de deterioração acústica no espectro do filtro. Além disso, o AOTPF pode facilmente ser operado como um tipo de filtro rejeita faixa ou passa-banda por meio de ajuste da direção dos polarizadores de saída, sem qualquer modificação adicional na sua configuração (LEE; PARK; KIM, 2007) [3].

Figura 6.2 – Figura esquemática do filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibra de cristal fotônico (PCF) altamente birrefringente (HB).



Fonte: Elaborada pelo autor.

O esquema de um AOTPF é mostrado na Figura 6.2 e a sua configuração é baseada em Lee, Park e Kim (2007) [3]. O dispositivo é composto por quatro fontes lasers, duas para cada entrada (usando a técnica ODSB-PPFDM, cada um dos lasers é modulado com certa frequência que corresponderá o bit 0 ou bit 1, e uma chave óptica selecionará o sinal desejado), fibras em anel para formação de pulsos sólitos, um transdutor acústico torsional, quatro polarizadores (dois na entrada e dois na saída do AOTPF), dois acopladores e uma PCF HB. Os estados de polarização dos dois modos LP_{01} de entrada são alinhados com um dos autoestados de polarização (TE_x e TE_y). A onda acústica torsional é gerada pela combinação de dois modos de cisalhamento por uma placa transdutora piezoelétrica (PZT) unida à extremidade de uma corneta acústica. A onda acústica torcional gerada é acoplada ao contorno da PCF HB ligada ao orifício central da corneta acústica, e é absorvida por um absorvedor acústico, no final da região de interação.

A onda acústica torsional tem apenas o componente de deslocamento angular circunferencial na seção transversal da fibra. Os giros periódicos dos autoeixos da polarização óptica na PCF HB, induzidos pela onda acústica torsional, perturbam os autoestados de polarização incidente dos modos LP_{01} , causando a transferência de energia de forma eficiente entre dois automodos de polarização. O acoplamento AO entre dois modos de polarização é causado principalmente, por este efeito de torção geométrica, e que é reduzido até 8% devido ao efeito elasto-óptico (LEE; PARK; KIM, 2007), (ENGAN, 1996) [3,11]. A autopolarização incidente do modo de núcleo LP_{01} é convertida para outra autopolarização do mesmo modo do núcleo, no comprimento de onda de ressonância que satisfaz a condição de casamento de fase. Neste caso, o comprimento de onda acústico deve ser o mesmo que o comprimento de batimento entre os dois automodos de polarização, como a seguir:

$$|\beta_{01,x} - \beta_{01,y}| = 2\pi/L_B, \quad (6.6)$$

onde L_B é o comprimento de batimento e β representa o número de onda para duas autopolarizações do modo LP_{01} . O comprimento de batimento é uma função do comprimento de onda e, para uma dada frequência acústica, um componente de comprimento de onda específico vai ser filtrado no aparelho. O comprimento de onda de ressonância e a potência de transmissão do filtro podem ser sintonizados através do ajuste da frequência e da amplitude do sinal elétrico aplicado, respectivamente. Como o modo de polarização convertido pode ser selecionado ou removido ajustando o sentido de polarização do polarizador de saída, o filtro fabricado também pode ser operado como o tipo de filtro rejeita-faixa ou do tipo passa-banda.

Lee *et al.* (2008) [4] mostraram o espectro de transmissão medido de um AOTPF operando como um filtro rejeita-faixa e passa-banda. Foi apresentada uma largura da banda óptica aumentada e uma forte assimetria nos espectros do lóbulo lateral devido à indesejável falta de uniformidade na birrefringência modal, causada pela fraca irregularidade axial na estrutura dos buracos de ar na PCF HB. Os mesmos fenômenos são observados em vários dispositivos ópticos baseados no acoplamento entre duas polarizações ortogonais em um meio birrefringente, tais como os filtros AO integrados (SMITH *et al.*, 1993), (CHOLLET; GOEDGEBOER; RAMANTOKO, 2001), (HERRMANN; SCHMID, 1992) [12-14], os filtros eletro-ópticos (WARZANSKYJ; HEISMANN; ALFERNES, 1988) [15] e o gerador de segundo harmônico não linear óptico (LAURELL; ARVIDSSON, 1988) [16].

O grau de não uniformidade axial na birrefringência modal que contribuiu para a assimetria observada em Lee *et al.* (2008) [4], pode ser estimado através da seguinte abordagem. A condição de ressonância para o casamento de fase entre dois modos de

polarização é satisfeita quando o comprimento de onda acústica corresponde ao comprimento de batimento da polarização óptica $L_B = \lambda/\Delta n$, onde Δn é a birrefringência modal entre dois automodos de polarização. Se Δn é ligeiramente não uniforme ao longo do eixo longitudinal z da fibra, a variação axial da birrefringência modal pode ser expressa como a seguinte série de Taylor, aproximadamente no centro do comprimento de interação acústo-óptica ξ_L (LEE *et al.*, 2008) [4]:

$$\Delta n = \Delta n_0 + \sum_{l=1} \frac{\partial^{(l)}}{\partial z^{(l)}} \Delta n \cdot \frac{(z - \xi_L/2)^l}{l!}, \quad (6.7)$$

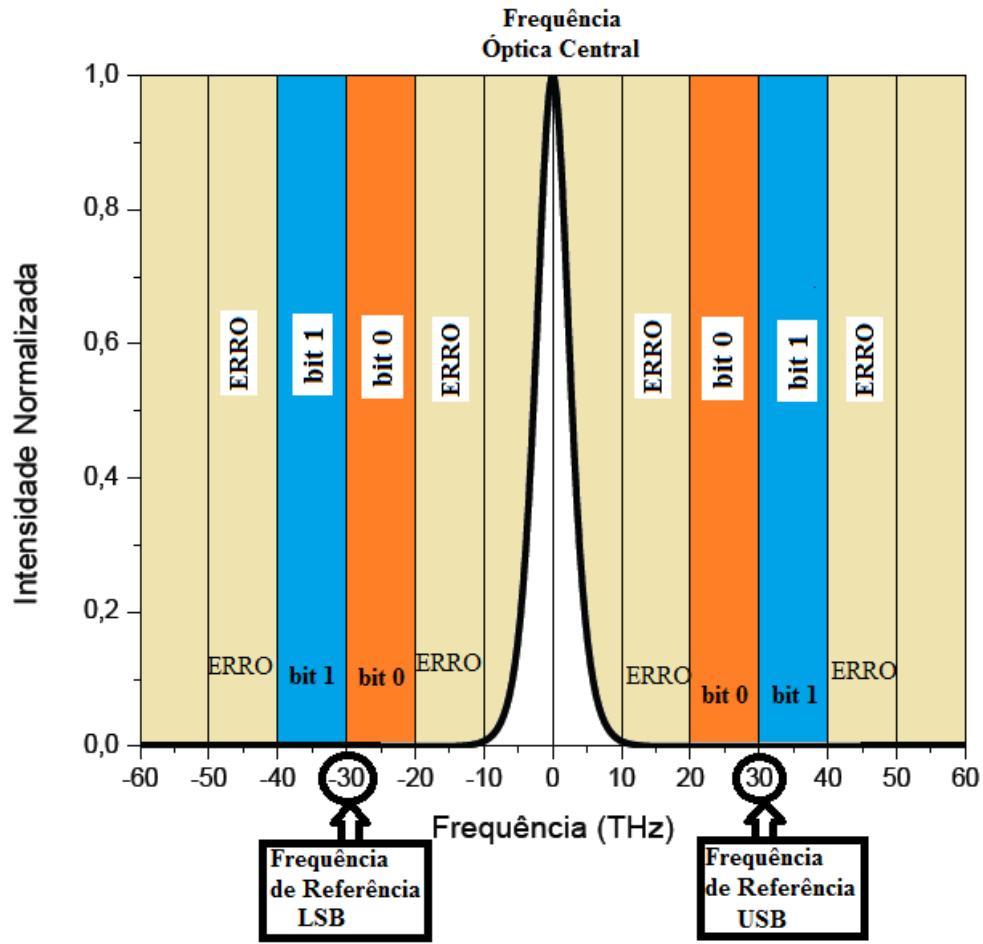
onde Δn_0 representa a birrefringência modal no comprimento de onda central λ_0 quando não existe a birrefringência não uniforme. No caso em que a onda acústica torsional é aplicada ao dispositivo com comprimento de onda constante, se Δn não é uniforme, mas, parcialmente aumenta ao longo do eixo da fibra em comparação a Δn_0 , a condição correspondente à fase de ressonância é satisfeita para $\lambda > \lambda_0$ e o acoplamento da polarização é reforçado para comprimentos de ondas maiores no espectro de transmissão do filtro. Caso contrário, se Δn diminui parcialmente ao longo do eixo da fibra em comparação a Δn_0 , a condição correspondente à fase de ressonância é satisfeita para $\lambda < \lambda_0$ e o acoplamento da polarização é reforçado para comprimentos de ondas menores no espectro de transmissão do dispositivo. No entanto, foi relatado que a assimetria nos níveis dos lóbois secundários varia não só com a magnitude do desvio de birrefringência, mas também com a sua distribuição axial ao longo do comprimento de interação AO do filtro (SMITH *et al.*, 1993), (CHOLLET; GOEDGEBUER; RAMANTOKO, 2001), (HERRMANN; SCHMID, 1992) [12-14].

6.2 Estrutura Teórica para a Modulação ODSB-PPFDM

A seguir, consideraremos dois pulsos sólito ultracurtos polarizados. Um dos pulsos está no modo transverso elétrico (TE_x), enquanto o outro está no modo transverso elétrico (TE_y), que são modulados seguindo os critérios da modulação ODSB-PPFDM. Estes pulsos, na forma binária, são sobrepostos antes de entrar em um AOTPF. O papel do modulador ODSB-PPFDM é atuar nas duas fontes lasers e gerar uma luz modulada com frequência da sub-portadora deslocada para mais ($+\epsilon_{cod}$) em relação a uma frequência de referência f_r (correspondendo o bit 0) e gerar outra luz modulada com frequência da sub-portadora deslocada para menos ($-\epsilon_{cod}$) em relação a uma frequência de referência f_r (correspondendo o bit 1), onde $f_r = 30$ THz. Em seguida observamos o deslocamento frequencial respectivo, ϵ_{out} ,

em ambas saídas do AOTPF comparando com a frequência de referência. Em outras palavras, a modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM) consiste de um deslocamento, quantificado por ε_{cod} , da frequência de referência do pulso modulado (ou sub-portadora). Para deslocamento para mais (incremento positivo na frequência), a modulação representa o nível lógico 1, ou simplesmente o bit 1, enquanto que o deslocamento para menos representa a modulação do nível lógico 0, ou simplesmente o bit 0 (ver Figuras 6.3 e 6.4).

Figura 6.3 – Linhas de erro ODSB-PPFDM. Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTPF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $|30\text{ THz}|$.



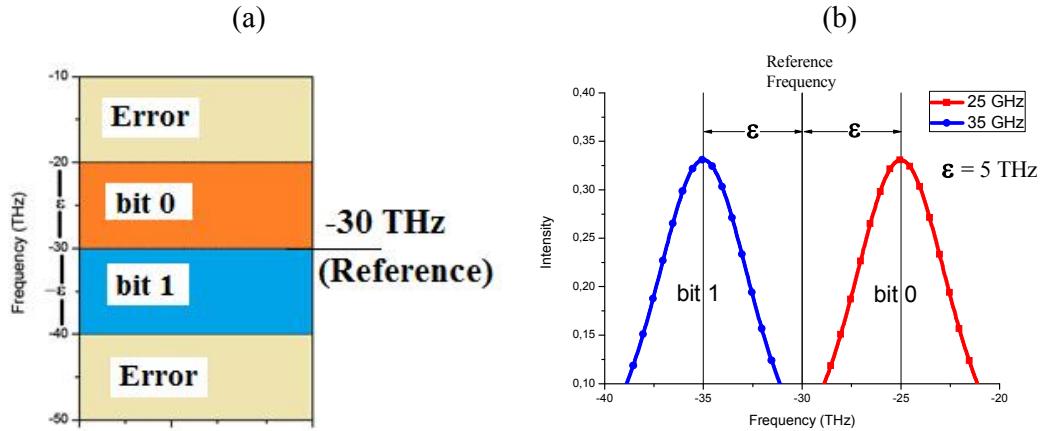
Fonte: Elaborada pelo autor.

O pulso de saída representa o bit 1, na modulação PPFDM, quando a seguinte relação é satisfeita, $0 < \varepsilon_{out} < +2\varepsilon_{cod}$. O bit 0 ocorre quando $-2\varepsilon_{cod} < \varepsilon_{out} < 0$. Consideraremos como erro todos os casos onde o pulso apresenta deslocamento maior que $2\varepsilon_{cod}$ (para o nível lógico 1) ou menor que $-2\varepsilon_{cod}$ (para o nível lógico 0) (SOBRINHO *et al.*, 2008) [17]. Considerando $|2\varepsilon_{cod}|$

como critério de erro, para um maior intervalo de possibilidade de realização de portas lógicas, durante a propagação do pulso. Estas regras para definir o bit 1 e bit 0 são usadas para a banda lateral inferior. Para a banda lateral superior, relatamos que não foi observada nenhuma situação para a realização da porta lógica.

Observamos o deslocamento do maior pico da sub-portadora no domínio da frequência, ϵ_{out} , no pulso de saída, obedecendo ao critério de precisão descrito acima, de $-2\epsilon_{\text{cod}} \leq \epsilon_{\text{out}} \leq 2\epsilon_{\text{cod}}$. Em seguida, testamos se estes pulsos de saída produzem as funções lógicas E ou OU de acordo com as regras da tabela verdade, onde o bit de entrada no modo TE_x (canal 1) é representado por A_{TE_x} e no modo TE_y (canal 2) por B_{TE_y} . A função lógica E é obtida quando as seguintes combinações de A_{TE_x} e B_{TE_y} , (0,0), (0,1), (1,0) e (1,1) apresentam os bits de saída (0), (0), (0) e (1), respectivamente. Por outro lado, a função lógica OU é obtida quando essas combinações de bits de entrada apresentam os bits de saída (0), (1), (1) e (1), respectivamente.

Figura 6.4 – (a) Forma das linhas de erro ODSB-PPFDM na banda lateral inferior em função de algum dos parâmetros (ϵ_{cod} , P_o , $\Delta\phi$). Ela determina a região onde o pulso na saída do AOTPF aparece modulado como 0, 1, ou em erro, em torno da frequência de referência de $|30 \text{ THz}|$. (b) Sub-portadora modulada na frequência $[30 \text{ THz} + \epsilon_{\text{cod}}]$ (bit 1) e $[30 \text{ THz} - \epsilon_{\text{cod}}]$ (bit 0).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Consideramos os efeitos em relação aos coeficientes $\beta^{(2)}$ e γ , chamados de coeficiente de dispersão de segunda ordem e não linearidade dos materiais, respectivamente, no pulso propagado através da PCF HB. Estas propriedades intrínsecas do material do guia de onda estão relacionadas à ordem do sóliton (N) por meio da Equação (3.18).

Em nossas investigações, os pulsos de entradas são do tipo sóliton com potência $P_0^{(N)} = (P_o^{(1)} N^2)$, onde P_o é potência inicial na entrada, e a largura temporal a meia altura do pulso $\Delta t_{\text{pulse}} = 2\ln(1+\sqrt{2}) \Delta t_0$. Devido o comprimento de não linearidade [$L_{\text{NL}} = 1/\gamma P_0^{(N)}$] ser equivalente a um quarto do comprimento de dispersão [$L_D = \Delta t_0^2/|\beta^{(2)}|$], os efeitos não lineares

são quadruplicados quando comparados ao da dispersão na propagação do pulso para $N = 2$. Observamos aqui que, desde que $\beta^{(2)}$ é negativo, o regime de propagação é anômalo.

A equação diferencial acoplada descrevendo a evolução da lenta variação da amplitude (A_1 e A_2 para sólitos polarizados nos modos TE_x e TE_y , respectivamente) do campo modal complexo no AOTPF são dadas por Sobrinho e Sombra (2002) e Sobrinho *et al.* (2002) [18-19]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta^{(3)}}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma |A_1|^2 A_1 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_1|^2 A_1)}{\partial t} \\ - \gamma A_1 T_R \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + \kappa A_2 + ik_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\Delta\beta}{2} A_1 + i \frac{\alpha}{2} A_1 = 0 \end{aligned} \quad TE_x \quad (6.8)$$

$$\begin{aligned} i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta^{(2)}}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta^{(3)}}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \gamma |A_2|^2 A_2 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_2|^2 A_2)}{\partial t} \\ - \gamma A_2 T_R \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} + \kappa A_1 + ik_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\Delta\beta}{2} A_2 + i \frac{\alpha}{2} A_2 = 0 \end{aligned} \quad TE_y \quad (6.9)$$

Nas equações acima, z é a distância ao longo da fibra, t é a coordenada do tempo com referência ao tempo de trânsito dos pulsos, α é a perda óptica, κ é o coeficiente de acoplamento linear, $\kappa_1 = \frac{\partial k}{\partial \omega}$ é o coeficiente de acoplamento dispersivo, que é uma medida do coeficiente de acoplamento linear dependente do comprimento de onda, e $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm K$ (β_1 e β_2 são os componentes vetores de onda da luz incidente e difratada, respectivamente, ao longo da direção de propagação da onda acústica com vetor de onda K) é a diferença de fase longitudinal entre os modos TE_x e TE_y e a onda acústica. O parâmetro não linear γ representa o coeficiente da auto modulação de fase (SPM), que é proporcional ao índice de refração não linear n_{NL} do material. O termo de variação temporal próximo ao termo de SPM representa a auto inclinação (onde ω é a frequência angular óptica), $T_R (= 0,1 \cdot \Delta t_0)$ é o coeficiente de espalhamento Raman e $\beta^{(2)}$ e $\beta^{(3)}$ representam os parâmetros da dispersão da velocidade de grupo (GVD) e da dispersão de terceira ordem, respectivamente, para o meio óptico. Na interação colinear, a diferença de fase longitudinal dos modos é proporcional à birrefringência óptica ($\Delta n = n_1 - n_2$) do guia de onda (TRAN, 1997) [20]:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi|\Delta n|}{\lambda_o} + \frac{2\pi f_a}{v_a}, \quad (6.10)$$

onde λ_o é comprimento de onda de bombeio, f_a é a frequência acústica e v_a é a velocidade do som no meio óptico. Quando a condição de casamento de fase (condição de Bragg) é satisfeita (ou seja, quando $\Delta\beta = 0$), sabe-se a frequência acústica necessária para a sintonização exata do comprimento de onda de bombeio λ_o . Supomos um filtro acústo-óptico sintonizável ideal,

que é normalmente operado na condição quando $|\kappa_{12}|\xi_L = \pi/2$ (ξ_L é o comprimento de interação acústo-óptico), de modo que temos 100% de conversão de potência (máxima eficiência na conversão de energia entre os modos acoplados) quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Consequentemente, de acordo com (6.10), para a interação colinear, a largura de banda a meia altura no AOTPF (Δf_{aotpf}) é inversamente proporcional à birrefringência (Δn) e ao comprimento de interação acústo-óptico (ξ_L) através da Equação (5.4).

6.3 Procedimento Numérico

O modelo proposto para investigar o desempenho do AOTPF como dispositivo lógico possui a arquitetura mostrada na Figura 6.2. Para o estudo numérico, consideramos as quatro possíveis combinações de dois bits na entrada da porta lógica de duas entradas. Em seguida, permitimos uma variação entre a faixa de 0 a 5 THz no parâmetro de codificação $|\epsilon_{cod}|$ dos pulsos na entrada TE_x e TE_y modulados pela posição da frequência. Em nosso esquema numérico, isso é realizado pelo modulador ODSB-PPFDM. Consideramos que a entrada e a saída de cada polarização TE_x e TE_y são misturadas e divididas em combinações perfeitas. Após ambos os pulsos passarem pelo primeiro polarizador, no lado esquerdo, eles se propagam no AOTPF. Na região de interação, as polarizações TE_x e TE_y são convertidas uma na outra. No segundo polarizador, do lado direito, as polarizações TE_x e TE_y são divididas correspondendo aos pulsos de saída TE_x e TE_y , respectivamente. Depois, calculamos o deslocamento da máxima intensidade do pulso da sub-portadora no domínio da frequência, realizado por cada pulso na sua respectiva polarização, considerando a frequência de referência do pulso da sub-portadora de entrada (f_r).

Nas Equações (6.8) e (6.9), a frequência $f = f_o \pm f_r$ é medida numa estrutura de referência pela modulação ODSB-PPFDM. Uma diferença de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ (na faixa de 0 a 2π) é aplicada entre os pulsos de entrada TE_x e TE_y . Analisamos numericamente a transmissão do pulso ultracurto no regime de propagação de soliton através do AOTPF via (6.8) e (6.9). Consideramos que a largura temporal a meia altura é $\Delta t_{pulse} = 55,5$ fs, correspondendo a uma largura espectral a meia altura de $\Delta f_{pulse} = 5.675$ THz. Após a modulação ODSB-PPFDM, polarização e controle de fase, a forma geral de cada pulso inicial na entrada do AOTPF é dada por:

$$A(0, t) = \sqrt{P_0^{(N)}} \operatorname{sech} \left[\frac{t}{\Delta t_0} \right] \exp \{i[(2\pi f_o)t + m \cos(2\pi(f_r + f_{des})t) + \Delta\phi]\} \quad (6.11)$$

onde $m = 1$ é o valor do índice de modulação, f_o é a frequência da portadora óptica, f_r é a frequência de referência (ou frequência da subportadora) sem o parâmetro de codificação da modulação, $\Delta\phi$ é a fase inserida (controle) e f_{des} é o deslocamento frequencial, que representa o parâmetro de codificação ODSB-PPFDM ($f_{des} = +\varepsilon_{cod}$, para o bit 1 e $f_{des} = -\varepsilon_{cod}$, para o bit 0) para os pulsos de entrada. O deslocamento frequencial [do pulso de entrada (ε_{cod}) e saída (ε_{out})] é calculado na posição da frequência de máxima intensidade ($f_o \pm f_r \pm 2\varepsilon_{cod}$). Para pulsos sóliton ultracurtos de $\Delta t_{pulse} = 55,5$ fs, temos $\Delta t_0 = 31,48$ fs. Os coeficientes $\beta^{(2)}$, $\beta^{(3)}$ e γ são calculados de acordo com as definições do regime de propagação de sóliton, Equação (3.18). Para pulsos sóliton de segunda ondem, tem-se $N = 2$ e $L_D = 4L_{NL}$. Além disso, estamos supondo que a potência necessária para a propagação de sóliton de segunda ordem é $P_0^{(N)} = 59,2$ kW e $L_D = 4L_{NL} = L_{aotpf}$. Aqui, L_{aotpf} é o comprimento necessário para o AOTPF ter a mesma largura espectral (Δf_{aotpf}) de um pulso com $\Delta t_{pulse} = 55,5$ fs. Portanto, de (5.4), $\zeta_L = L_{aotpf} / 4 = 5,285$ mm, com $\Delta f_{aotpf} = \Delta f_{pulse} = 5,675$ THz e $\Delta n = 0,002$ obtido a partir de Haakestad e Engan (2006) [6]. A partir deste ponto, consideramos uma PCF que tem o diâmetro do buraco de ar $d = 2,0$ μm e a distância entre os centros de buracos $\Lambda = d/0,9$. Calculamos os coeficientes de dispersão e não linearidades $\beta^{(2)} = -47$ ps^2/km , $\beta^{(3)} = -0,1$ ps^3/km , $\gamma = 3,2 \times 10^{-3}$ $(\text{Wm})^{-1}$ (para uma área efetiva $A_{eff} = 41 \mu\text{m}^2$) e $\gamma/\omega = 2,6 \times 10^{-18}$ $\text{s}/(\text{Wm})$ (KHAM *et al.*, 2008) [21] e comprimento de onda é 1,55 μm para o estudo numérico do modelo proposto.

Aqui fizemos uma aproximação entre o comprimento de batimento L_B e o comprimento de acoplamento ζ_L , através da relação:

$$\zeta_L = N_b \cdot L_B, \quad (6.12)$$

onde N_b representa o número de batimentos ao longo da fibra. Para Lee, Park e Kim (2007) [3], a relação entre L_B e ζ_L numa fibra convencional é dada por:

$$\zeta_L = \frac{1}{4} \frac{L_B}{\Phi} \left(1 + \frac{1}{2} n^2 p_{44} \right)^{-1}, \quad (6.13)$$

onde Φ indica o deslocamento angular da seção transversal da fibra, n e p_{44} são o índice de refração e o elemento do tensor foto-elástico da sílica, respectivamente. Para o nosso estudo $n = 1,444$ e $p_{44} = -0,075$ (LEE; PARK; KIM, 2007), (HAAKESTAD; ENGAN, 2006) [3,6]. Logo, a partir de (6.12) e (6.13), o número de batimentos será dado por:

$$N_b = \frac{1}{4\Phi} \left(1 + \frac{1}{2} n^2 p_{44} \right)^{-1} \approx \frac{1}{3,687\Phi}, \quad (6.14)$$

ou seja, o número de batimentos é inversamente proporcional ao deslocamento angular da seção transversal da fibra, considerando aqui uma aproximação entre uma fibra convencional e uma PCF.

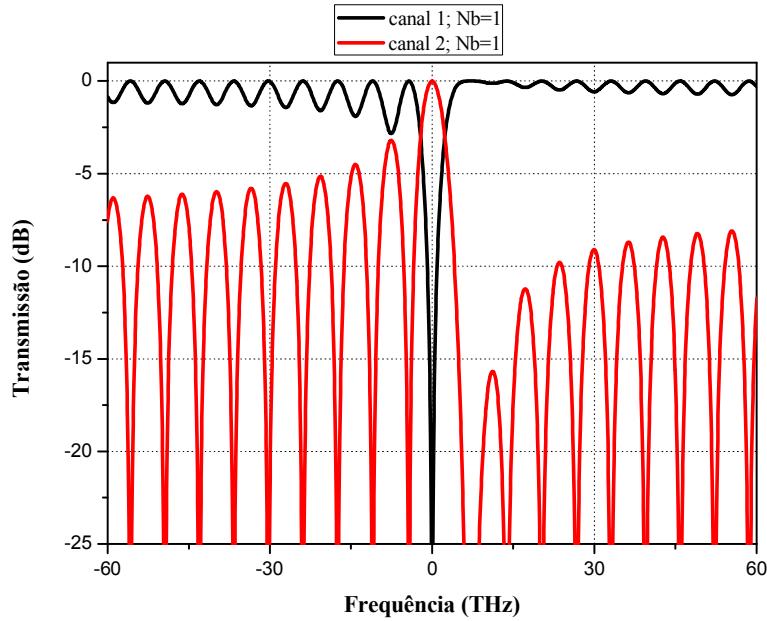
Usando (6.11) e (4.18), conseguimos achar uma relação para k_1 (coeficiente de acoplamento dispersivo) equivalente à:

$$k_1 = \frac{0,8f_o \cdot k}{2\pi \cdot N_b \cdot \Delta f_{aotpf}} \cdot \frac{1}{(f_o + \Delta f_{aotpf}/2)}. \quad (6.15)$$

Após várias análises [ver Figuras 6.5 (a) – 6.5 (d)], encontramos um valor aproximado para N_b (= 5), que corresponde a uma aproximação do comportamento experimental obtido por Lee *et al.* (2008) [4], que apresenta $\Delta\lambda \approx 2$ nm ($\Delta f \approx 0,2$ GHz), o que difere do nosso resultado $\Delta f_{aotpf} = 5,675$ THz, esta diferença ocorre devido trabalharmos com pulso sólito de 55,5 fs e comprimento do dispositivo $\zeta_L = L_{aotpf} = 21,142$ mm. Poderemos ter, a partir de (2.44), uma aproximação da nossa banda, em relação à banda de Lee *et al.* (2008) [4] se aumentarmos o comprimento do nosso dispositivo.

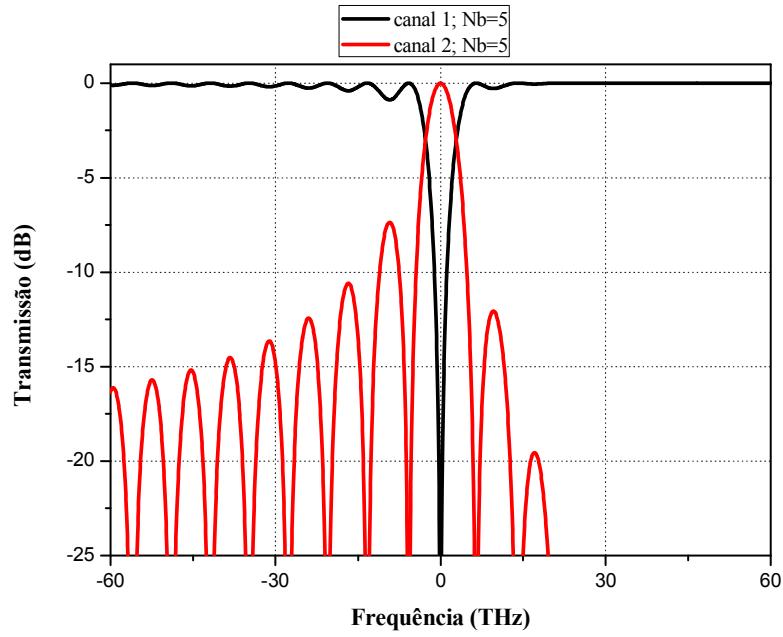
Resolvemos numericamente as equações não lineares de Schrödinger (NLS) acopladas, (6.8) e (6.9) usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem, com 4096 pontos de grade temporal. As condições iniciais são aquelas dadas por (6.11), com $\alpha = 0$ (isto é, sem perda). Nestas equações NLS, consideramos que A_1 e A_2 são funções da frequência, de tal modo que sua segunda derivada (o operador diferencial $\partial^2/\partial t^2$) pode ser substituído por $-\omega^2$, onde ω é a frequência angular no domínio de Fourier. Uma vez que ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo FFT fornece uma avaliação numérica relativamente rápida dos últimos termos de (6.8) e (6.9). Muitas das propriedades da difração da luz, quando é influenciada pelo som em um meio, podem ser deduzidas se considerarmos a natureza dual onda-partícula dos fôtons e fônonos. A difração da luz pode ser descrita como uma soma de colisões simples entre fôtons e fônonos, implicando na aniquilação de um fôton incidente a ω_1 e um fônon a Ω e a criação simultânea de um novo (difratado) fônon a frequência angular $\omega_2 = \omega_1 \pm \Omega$. Assim, o pulso de luz resultante convertido do modo TE_x para TE_y (ou de TE_y para TE_x) sofre um deslocamento na frequência por uma quantidade igual à frequência do som. Uma vez que a gama de interesse da frequência do som está abaixo de 10^{10} Hz e que a luz incidente está geralmente acima de 10^{13} Hz, podemos ter $\omega_2 \approx \omega_1 = \omega = 2\pi c/\lambda_0$. Isso simplifica o estudo computacional de (6.8) e (6.9).

Figura 6.5 (a) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 1$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142$ mm).



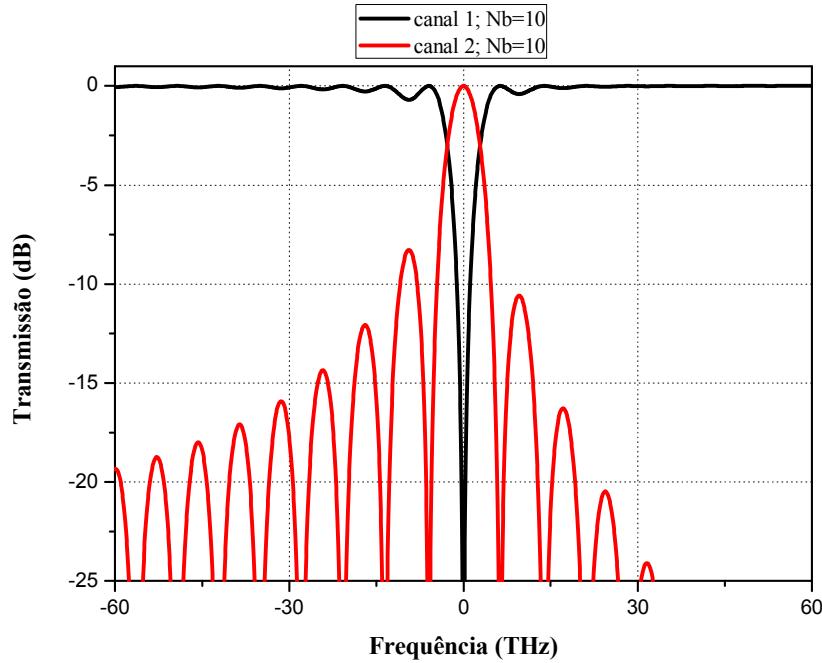
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.5 (b) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 5$, dado em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142$ mm).



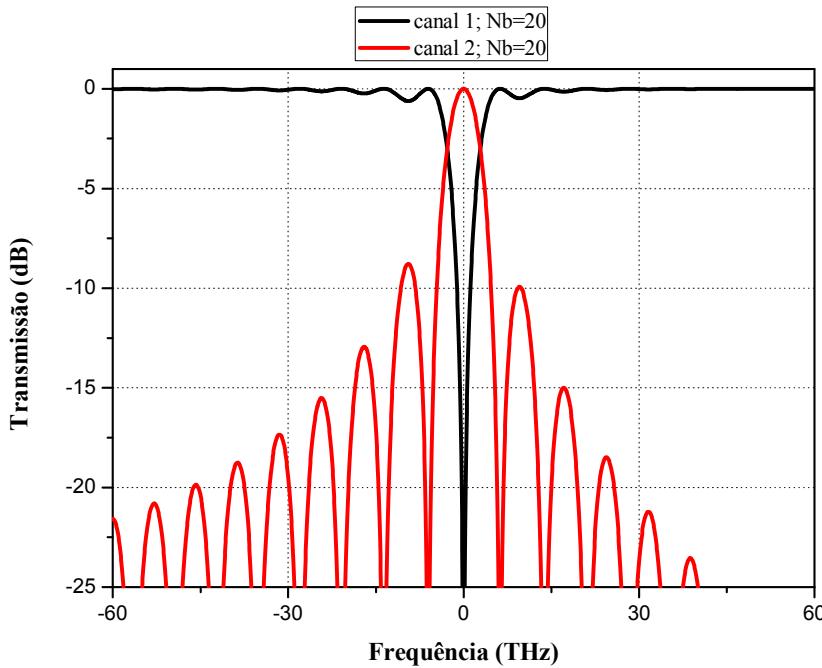
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.5 (c) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 10$, dado em $\xi_L = L_{aotpf}$ ($L_{aotpf} = 21,142$ mm).



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.5 (d) – Espectros de transmissão para os modos TE_x (canal 1) e TE_y (canal 2) do AOTPF baseado em fibra, operando com $N_b = 20$, dado em $\xi_L = L_{aotpf}$ ($L_{aotpf} = 21,142$ mm).

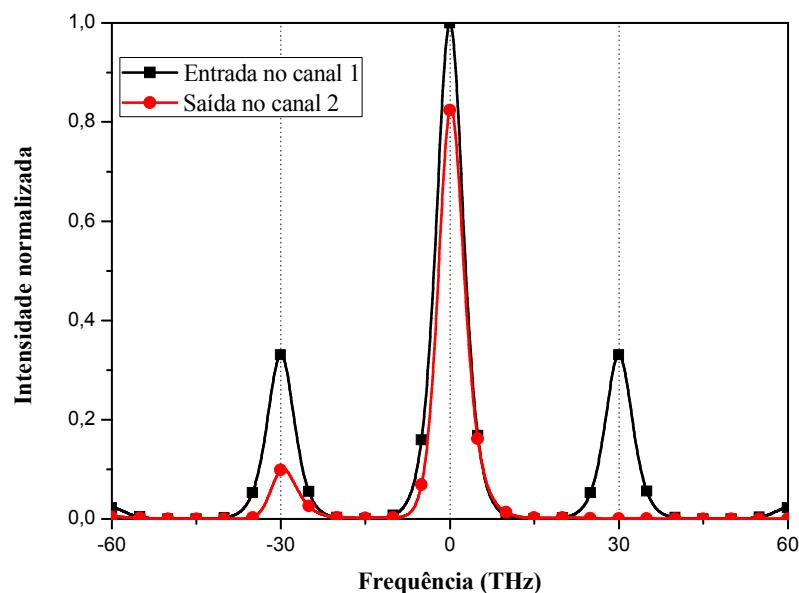


Fonte: Elaborada pelo autor.

6.4 Resultados e Discussões

Primeiramente, observamos o desempenho da conversão de um pulso sólito ultracurto não codificado ($f_{des} = |\epsilon_{cod}| = 0$) que se propaga através de um AOTPF [Figuras 6.6 (a) e (b)]. Neste caso, observando na entrada TE_x (canal 1), a intensidade do pulso no domínio da frequência, enquanto na saída TE_y (canal 2) observamos que depois de modulada o pulso da portadora central permanece quase o mesmo, enquanto somente a banda lateral inferior do pulso é convertido no outro modo, devido a característica do filtro. Também a sub-portadora apresenta um decréscimo na intensidade. Esta perda de intensidade é devido à banda de transmissão ser de, aproximadamente, 40% para a frequência de referência de 30 THz em um dispositivo com um comprimento $\zeta_L = L_{aotpf}/4$ (Figura 6.7). Este comportamento também é observado para pulsos com parâmetro de codificação ($f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 5$ THz), na qual as intensidades dos lóbulos laterais diminuem a medida que apresentam frequência mais distante da frequência de referência da sub-portadora (Figura 6.8). Também foi observado que o pulso da sub-portadora apresenta tendência a convergir à portadora óptica central. Este comportamento pode ser atribuído à propriedade dos pulsos sólitos que tendem a convergir toda energia a uma única portadora óptica.

Figura 6.6 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TE_y (canal 2) e um único pulso de entrada TE_x (canal 1), com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação nulo ($|\epsilon_{cod}|$), $\zeta_L = L_{aotpf}/4$ e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).

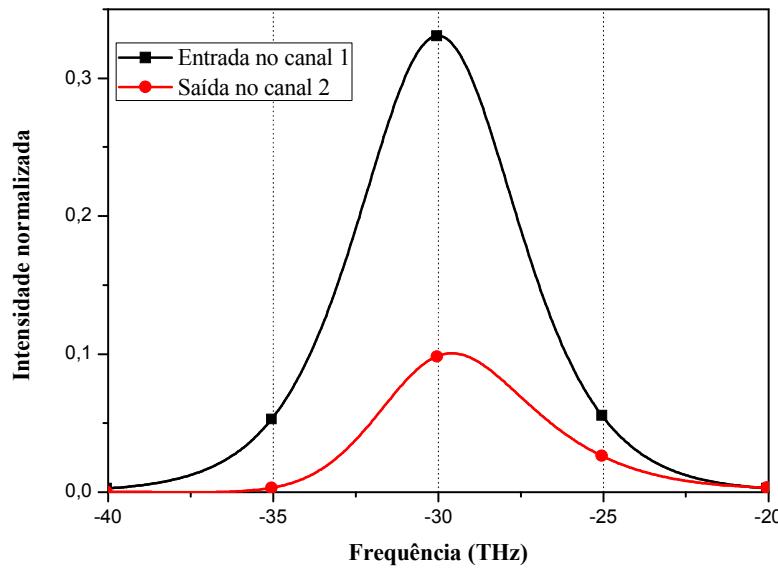


Fonte: Elaborada pelo autor.

Agora, variamos os valores do parâmetro de codificação ODSB-PPFDM ε_{cod} entre 0 e 5 THz, mantendo-se uma diferença de fase nula $\Delta\phi = 0$, e medimos o valor da intensidade máxima das sub-portadoras no domínio da frequência (Figura 6.9). Nossos resultados mostram a possibilidade de realização da porta lógica E na gama $0,9 \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 5$ THz [Figura 6.9 (a)] apenas para banda lateral inferior (LSB) da saída no modo TE_x (canal 1).

A figura 6.10 mostra a intensidade máxima das sub-portadoras no domínio da frequência em ambas saídas TE_x e TE_y como função do parâmetro de codificação no intervalo $0 \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 5$ THz. A diferença de fase é agora mantida como $\Delta\phi = \pi/2$ rad. Com esta nova diferença de fase, observamos a possibilidade de realização uma porta lógica E na banda lateral inferior do modo TE_x (canal 1) na gama de $1,9 \text{ GHz} \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 3,7 \text{ GHz}$ [Figura 6.10 (a)]. Para o modo TE_y (canal 2), por outro lado, também não foi possível obter nenhuma porta lógica [Figura 6.10 (b)].

Figura 6.6 (b) – A banda lateral inferior (LSB) da Figura 6.6 (a) mostrada numa escala ampliada.



Fonte: Elaborada pelo autor.

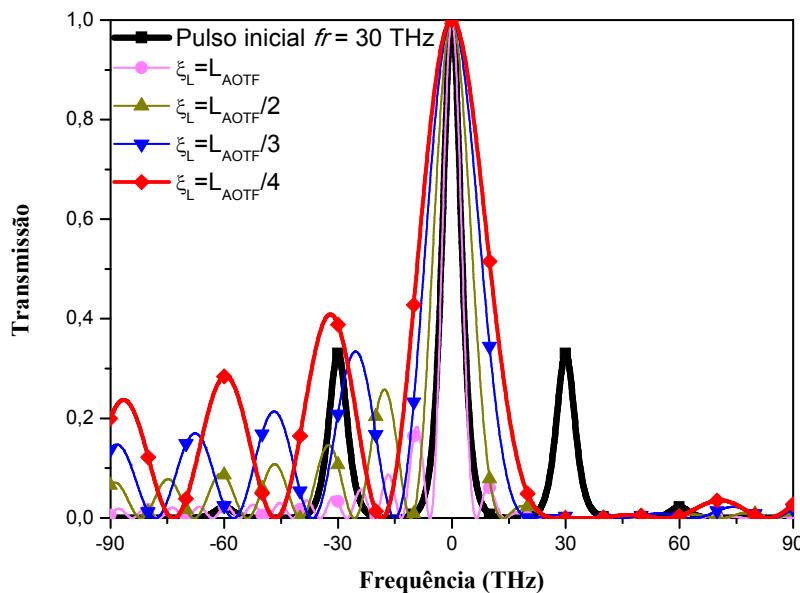
Já para a figura 6.11 temos a intensidade máxima das sub-portadoras no domínio da frequência em ambas saídas TE_x e TE_y como função do parâmetro de codificação no intervalo $0 \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 5$ THz. Mas agora a diferença de fase é de $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad. Com esta nova diferença de fase, observamos que existe a possibilidade de realização uma porta lógica E

agora na banda lateral inferior do modo TE_y (canal 2) na gama de $1,3 \text{ GHz} \leq |\epsilon_{\text{cod}}| \leq 5 \text{ GHz}$ [Figura 6.11 (b)]. E para a banda lateral inferior do modo TE_x (canal 1), é possível obter a porta lógica OU na gama $1,2 \text{ GHz} \leq |\epsilon_{\text{cod}}| \leq 1,6 \text{ GHz}$ e $3,2 \text{ GHz} \leq |\epsilon_{\text{cod}}| \leq 3,6 \text{ GHz}$ [Figura 6.11 (a)].

Na Figura 6.12 é mostrada a intensidade máxima das sub-portadoras no domínio da frequência em ambas saídas dos modos TE_x e TE_y como função da potência óptica de entrada P_o , para pulsos de entrada com parâmetro de codificação dados por $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5 \text{ THz}$ e diferença de fase por $\Delta\phi = \pi/2 \text{ rad}$. No modo TE_x , existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E na banda lateral inferior para $52,6 \text{ kW} \leq P_o \leq 69,2 \text{ kW}$ [Figura 6.12 (a)]. Porém, para o modo TE_y , não existe a possibilidade de realização de uma porta lógica.

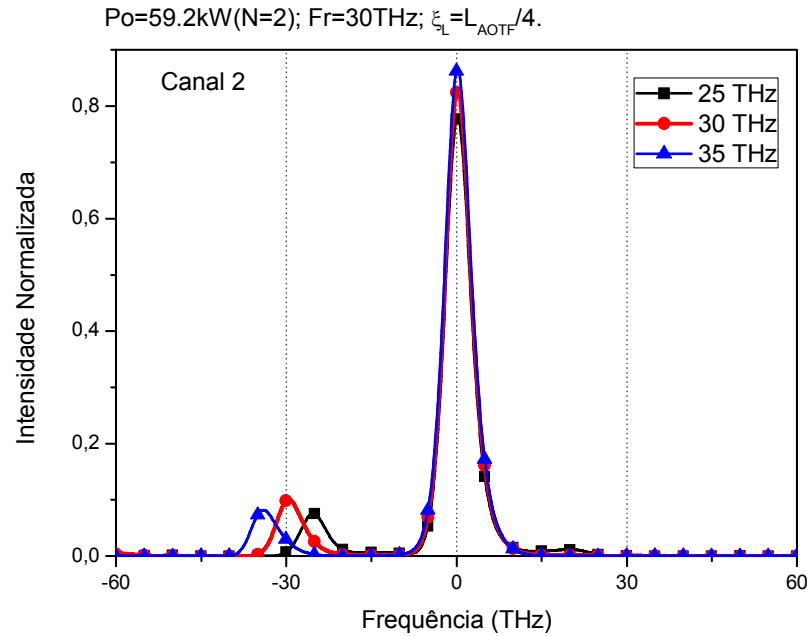
Já na Figura 6.13, temos a intensidade máxima das sub-portadoras em ambas saídas dos modos TE_x e TE_y , como função da potência óptica de entrada P_o , para pulsos de entrada com parâmetro de codificação dados por $f_{\text{des}} = |\epsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5 \text{ THz}$ e, agora, com diferença de fase $\Delta\phi = 1,28\pi \text{ rad}$. No modo TE_x (canal 1), existe a possibilidade de realização da porta lógica OU na banda lateral inferior para $57 \text{ kW} \leq P_o \leq 71,8 \text{ kW}$ [Figura 6.13 (a)]. E para o modo TE_y (canal 2), existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E na banda lateral inferior para $9,8 \text{ kW} \leq P_o \leq 80 \text{ kW}$ [Figura 6.13 (b)].

Figura 6.7 – Espectro do pulso de entrada modulado na frequência de referência de 30 THz e transmissão do AOTPF dados em $\xi_L = L_{\text{aotpf}}$, $L_{\text{aotpf}}/2$, $L_{\text{aotpf}}/3$ e $L_{\text{aotpf}}/4$ ($L_{\text{aotpf}} = 21,142 \text{ mm}$).



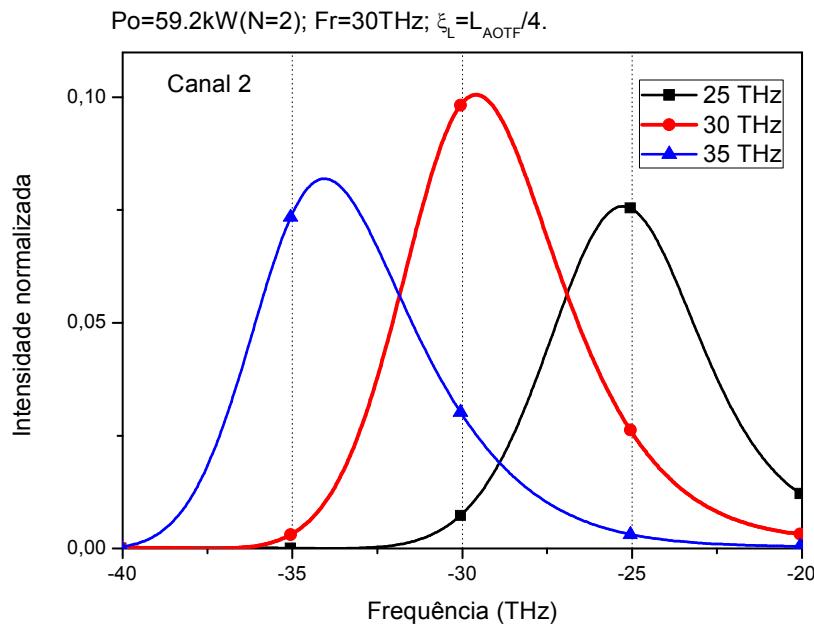
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.8 (a) – Intensidade do pulso, no domínio da frequência, na saída TE_y (canal 2) para um único pulso de entrada TE_x (canal 1) com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30\text{THz}$, parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 5\text{ THz}$, $\xi_L = L_{\text{aotf}}/4$ e $P_o = 59,2\text{ kW}$ ($N = 2$).



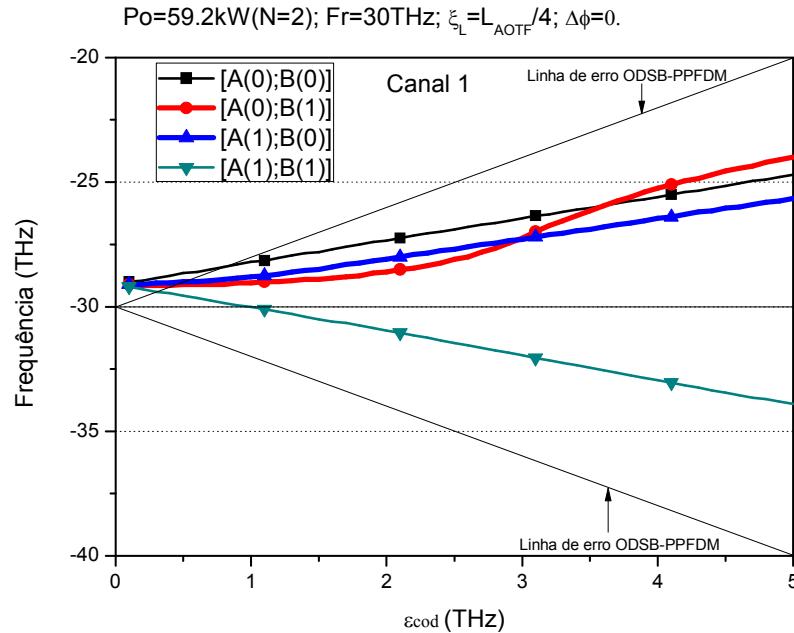
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.8 (b) – A banda lateral inferior (LSB) de 6.8 (a) mostrada numa escala ampliada para destacar a discrepância na frequência.



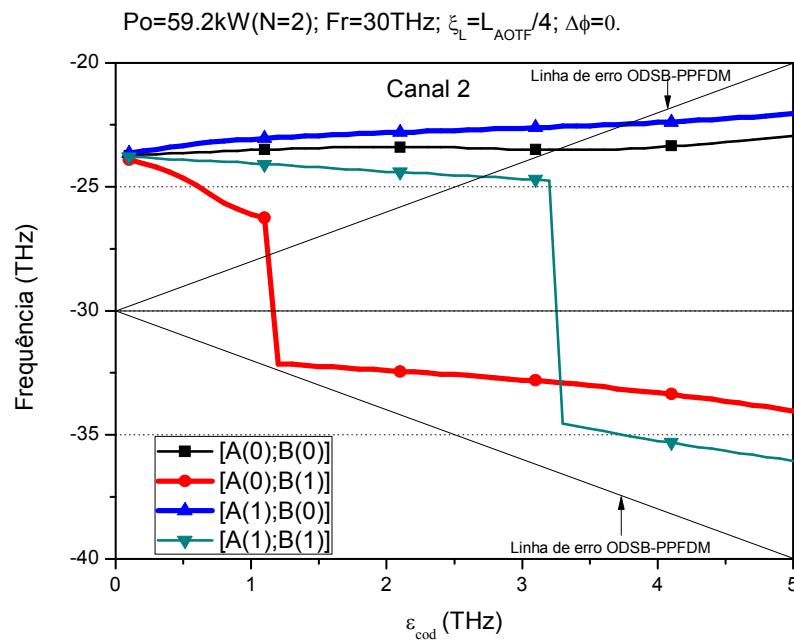
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.9 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1. Neste gráfico, a frequência de referência da sub-portadora é $f_r = 30$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotp}}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



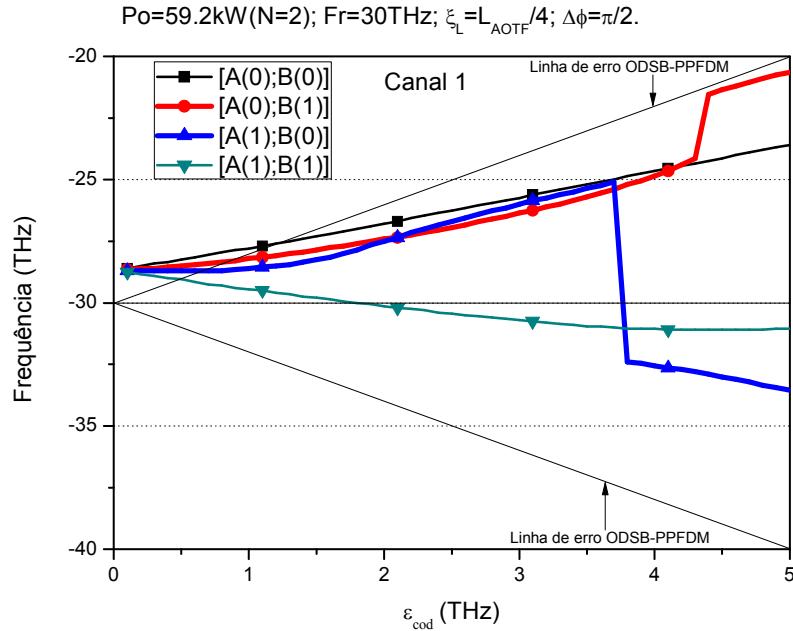
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.9 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função do parâmetro de codificação, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2. Neste gráfico, a frequência de referência da sub-portadora é $f_r = 30$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotp}}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 0$.



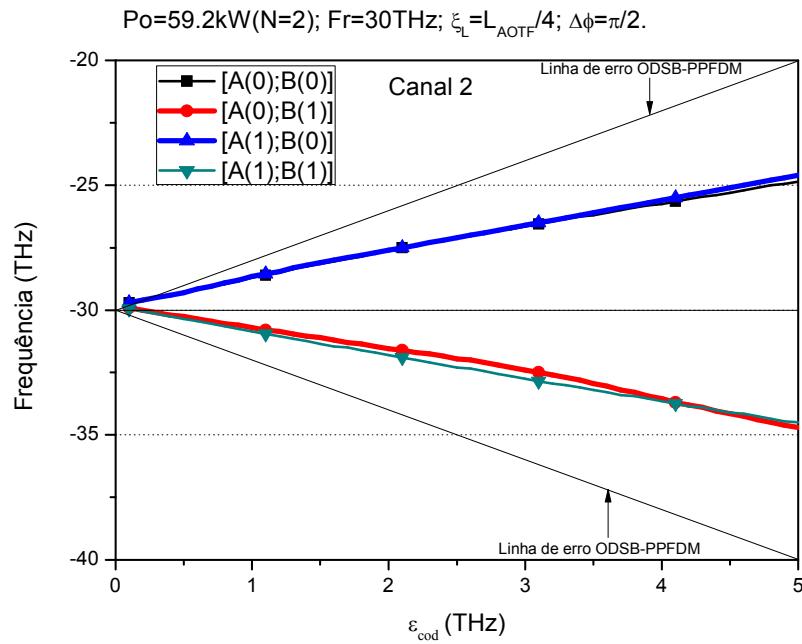
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.10 (a) – O mesmo que o da Figura 6.9 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi/2$.



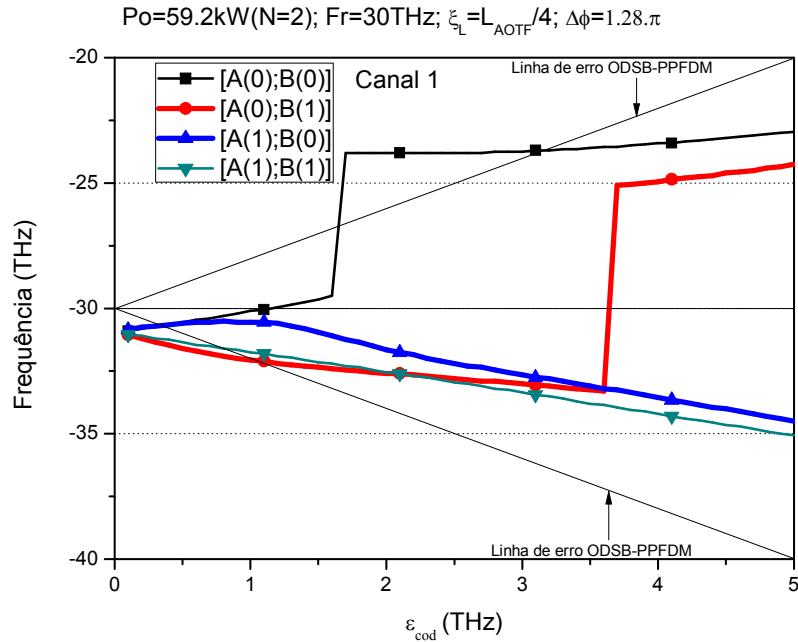
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.10 (b) – O mesmo que o da Figura 6.9 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi = \pi/2$.



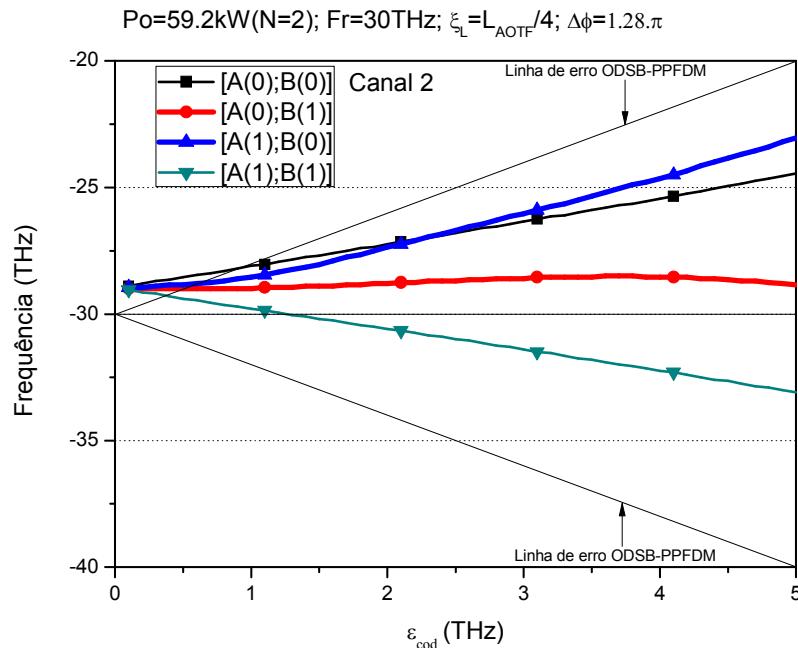
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.11 (a) – O mesmo que o da Figura 6.9 (a), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi=1,28\pi$.



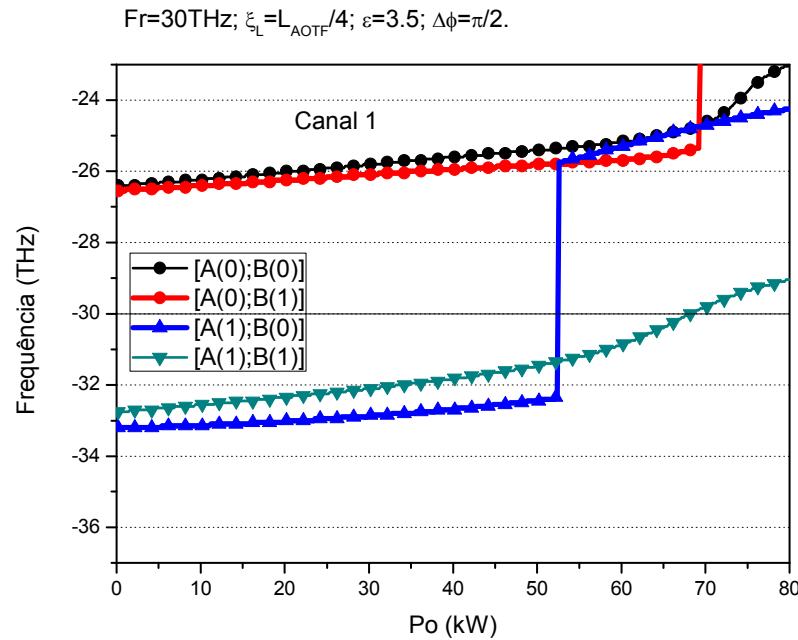
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.11 (b) – O mesmo que o da Figura 6.9 (b), mas agora com diferença de fase dado por $\Delta\phi=1,28\pi$.



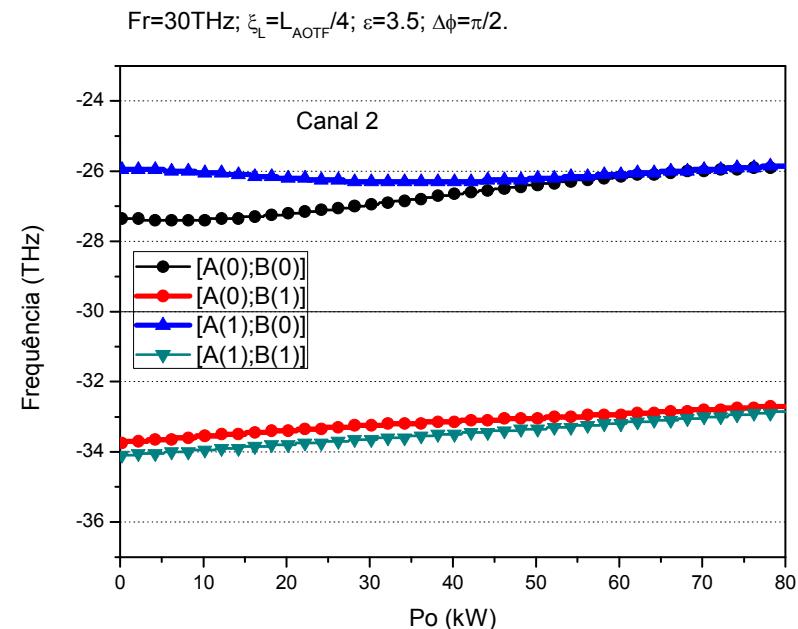
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.12 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/4$ e $\Delta\phi = \pi/2$ rad.



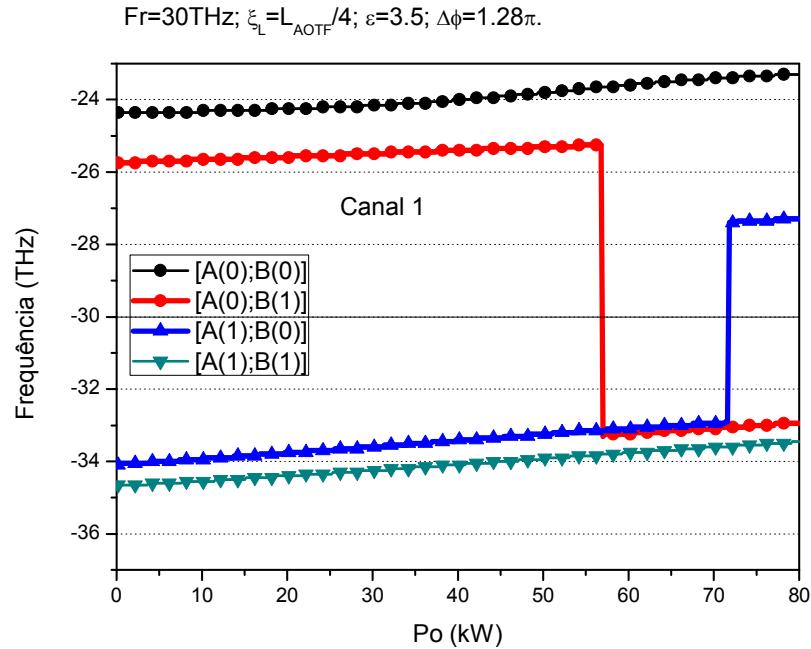
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.12 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da potência óptica de entrada, medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/4$ e $\Delta\phi = \pi/2$ rad.



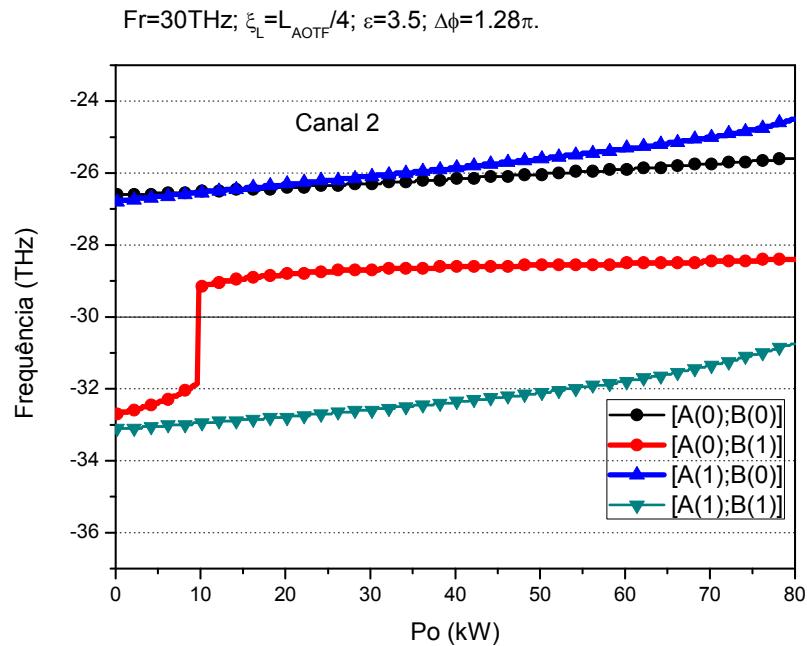
Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.13 (a) – O mesmo que o da Figura 6.12 (a), mas, agora, com diferença de fase dada por $\Delta\phi=1,28\pi$.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.13 (b) – O mesmo que o da Figura 6.12 (b), mas, agora, com diferença de fase dada por $\Delta\phi=1,28\pi$.



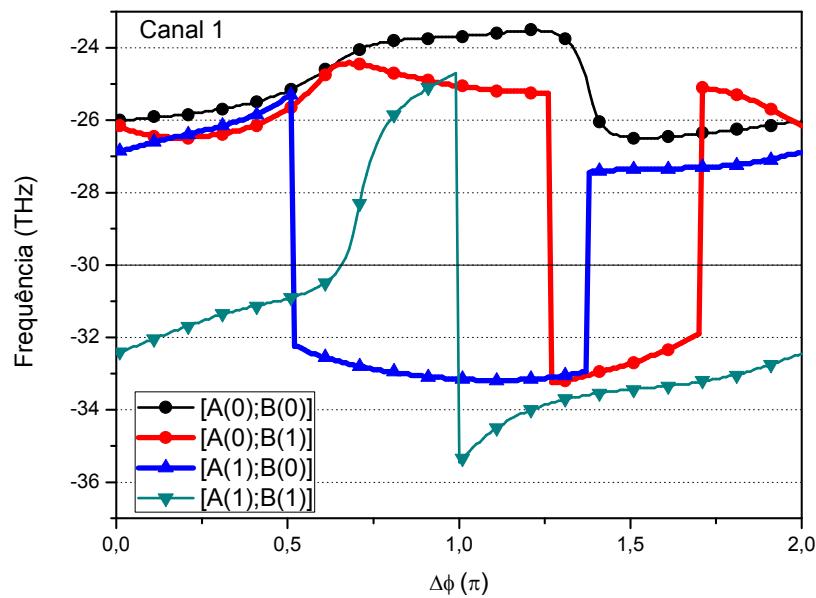
Fonte: Elaborada pelo autor.

Na Figura 6.14, é mostrada a máxima intensidade das sub-portadoras no domínio da frequência como uma função da variação da fase do pulso de entrada TE_x (diferença de fase entre os pulsos de entrada TE_x e TE_y), com parâmetro de codificação dado por $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 3,5$ THz. Diferentemente dos casos anteriores, quando a intensidade foi estudada como uma função de ϵ_{cod} e P_o , aqui é possível obter a porta lógica E para ambos os modos TE_x e TE_y , e a porta lógica OU apenas para o modo TE_x . Na banda lateral inferior do modo TE_x , existe a possibilidade de realização de uma porta lógica E para $-0,29\pi \leq \Delta\phi \leq 0,51\pi$ e de uma porta lógica OU para $1,27\pi \leq \Delta\phi \leq 1,37\pi$ [Figura 6.14 (a)]. Para a banda lateral inferior do modo TE_y , somente a porta lógica E pode ser realizada na faixa $1,01\pi \leq \Delta\phi \leq 1,89\pi$ [Figura 6.14 (b)].

A Figura 6.15 mostra os pulsos de saída nas bandas laterais inferiores de ambos os modos TE_x e TE_y , adotando as mesmas condições observadas nas Figuras 6.10 – 6.14. Neste caso, a situação ideal para a criação de portas lógicas é encontrada para $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 3,5$ THz, $P_o = 59,2$ kW e $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad onde obtemos simultaneamente as portas lógicas E e OU nos modos TE_y [Figura 6.15 (b)] e TE_x [Figura 6.15 (a)], respectivamente.

Figura 6.14 (a) – Deslocamento frequencial máximo (ϵ_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulso de entrada A_1 e A_2 , medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 1, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{des} = |\epsilon_{cod}| = \pm 3,5$ THz, com $\zeta_L = L_{aotf}/4$ e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).

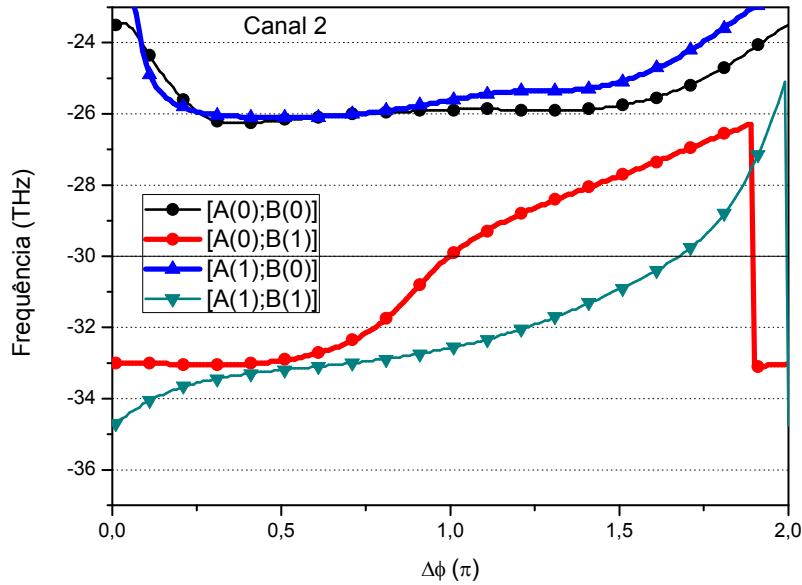
$$P_o=59.2\text{kW}(N=2); F_r=30\text{THz}; \zeta_L=L_{aotf}/4; \epsilon=3.5.$$



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.14 (b) – Deslocamento frequencial máximo (ε_{out}) como função da diferença de fase, entre os pulso de entrada A_1 e A_2 , medido na banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída do canal 2, com frequência de referência da sub-portadora dado por $f_r = 30$ THz e parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5$ THz, com $\xi_L = L_{\text{aotf}}/4$ e $P_o = 59,2\text{kW}$ ($N = 2$).

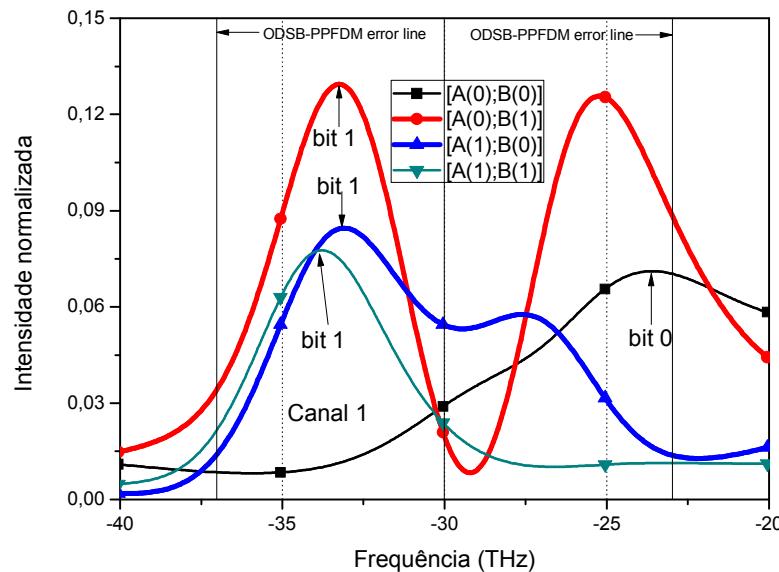
$$P_o = 59,2\text{kW} (N=2); F_r = 30\text{THz}; \xi_L = L_{\text{aotf}}/4; \varepsilon = 3,5.$$



Fonte: Elaborada pelo autor.

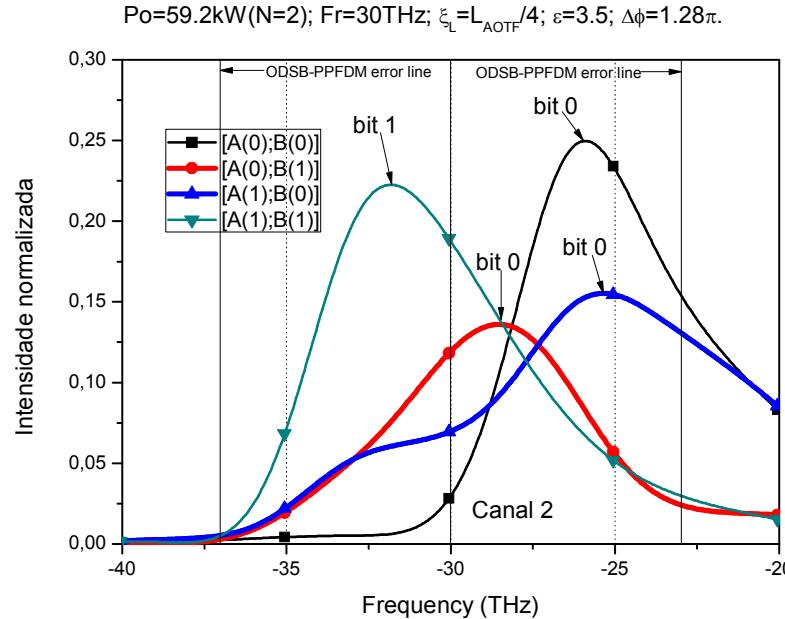
Figura 6.15 (a) – Intensidade do pulso no domínio da frequência para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{\text{TE}}(0), B_{\text{TM}}(0)]$, $[A_{\text{TE}}(0), B_{\text{TM}}(1)]$, $[A_{\text{TE}}(1), B_{\text{TM}}(0)]$ e $[A_{\text{TE}}(1), B_{\text{TM}}(1)]$, obtidos da solução numérica de (6.8) e (6.9) para a banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE_x , com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação $f_{\text{des}} = |\varepsilon_{\text{cod}}| = \pm 3,5$ THz, $\xi_L = L_{\text{aotf}}/4$, $P_o = 59,2\text{kW}$ ($N = 2$) e diferença de fase $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad.

$$P_o = 59,2\text{kW} (N=2); F_r = 30\text{THz}; \xi_L = L_{\text{aotf}}/4; \varepsilon = 3,5; \Delta\phi = 1,28\pi.$$



Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 6.15 (b) – Intensidade do pulso no domínio da frequência para quatro pares de entradas, isto é, $[A_{TE}(0), B_{TM}(0)]$, $[A_{TE}(0), B_{TM}(1)]$, $[A_{TE}(1), B_{TM}(0)]$ e $[A_{TE}(1), B_{TM}(1)]$, obtidos da solução numérica de (6.8) e (6.9) para a banda lateral inferior (LSB) do pulso de saída TE_y , com frequência de referência da sub-portadora $f_r = 30$ THz, parâmetro de codificação $f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = \pm 3,5$ THz, $\zeta_L = L_{AOTP}/4$, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e diferença de fase $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad.



Fonte: Elaborada pelo autor.

Agora vamos nos concentrar em encontrar um deslocamento de frequência ε_{cod} que faz com que as operações lógicas se tornem possíveis, de acordo com as combinações encontradas na tabela verdade. As Tabelas 6.1 e 6.2 mostram os casos quando obtemos as portas lógicas E e OU. No caso quando $|\varepsilon_{cod}| = 3,5$ THz, $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$) e $\Delta\phi = 1,28\pi$ ($\phi_{TM} = 0$), obtemos as portas lógicas E e OU simultaneamente para a configuração da tabela verdade do nosso modelo. A Tabela 6.1 mostra que as condições necessárias para a realização das portas lógicas E e OU são $\Delta\phi = 0$ e $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad, respectivamente, na banda lateral inferior (LSB) do modo TE_x . Na Tabela 6.2, mostramos que as condições na banda lateral inferior (LSB) do modo TE_y para a realização da porta lógica E é $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad. Para o nosso modelo não encontramos nenhuma porta lógica OU na banda lateral inferior (LSB) do modo TE_y .

Tabela 6.1 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE_x), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 3,5$ THz e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).

<i>Entrada A</i> (modo TE_x)		<i>Entrada B</i> (modo TE_y)		<i>Controle de fase</i> $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$		<i>Deslocamento frequencial</i> Máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		<i>Saída</i> (modo TE_x)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTA E		PORTA OU		PORTA E		PORTA OU	
		$\Delta\phi$		$\Delta\phi$		$\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)		$\Delta\varepsilon_{cod}$ (GHz)	
0	0	0		1,28 π		+0,45		+2,9	0
0	1	0		1,28 π		+0,35		+0,25	0
1	0	0		1,28 π		-0,4		+0,4	0
1	1	0		1,28 π		+1,05		-0,3	1

Fonte: Elaborada pelo autor.

Tabela 6.2 – Tabela verdade para a operação das portas lógicas E/OU (pulso de saída na LSB do modo TE_y), no caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 3,5$ THz e $P_o = 59,2$ kW ($N = 2$).

<i>Entrada A</i> (modo TE_x)		<i>Entrada B</i> (modo TE_y)		<i>Controle de fase</i> $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$		<i>Deslocamento frequencial</i> máximo ($\Delta\varepsilon_{cod} = \varepsilon_{out} - \varepsilon_{cod}$)		<i>Saída</i> (modo TE_y)	
ODSB-PPFDM modulador		PORTA E		PORTA OU		PORTA E		PORTA OU	
		$\Delta\phi$		$\Delta\phi$		$\Delta\varepsilon_m$ (GHz)		$\Delta\varepsilon_m$ (GHz)	
0	0	1,28 π		-		+0,6		-	0
0	1	1,28 π		-		-2,05		-	0
1	0	1,28 π		-		+1,15		-	0
1	1	1,28 π		-		+1,7		-	1

Fonte: Elaborada pelo autor.

6.5 Conclusões do Capítulo

Propomos um novo método de modulação óptica usando um filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em fibra de cristal fotônico PCF operando simultaneamente com a modulação da dupla banda lateral óptica (ODSB) e modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Este dispositivo, chamado aqui de modulador ODSB-PPFDM, opera com pulsos sóliton ultracurtos de luz 55,5 fs e foi construído para criar portas lógicas. Inicialmente, observou-se o desempenho da conversão do pulso não codificado ($f_{des} = |\varepsilon_{cod}| = 0$) propagando-se através do AOTPF, considerando um regime de propagação do pulso de entrada no modo TE_x com dispersão (GVD), não linearidade (SPM) e sem perda. Neste caso, a frequência do pulso da portadora central permanece a mesma na saída do modo TE_y após ser modulado, enquanto o pulso da sub-portadora apresenta um decréscimo na intensidade e um pequeno deslocamento no sentido da frequência óptica central. Considerando o AOTPF com comprimento de $\zeta_L = L_{aotpf}/4$, verificamos as quatro situações possíveis para gerar as portas lógicas de duas entradas,

observando o deslocamento da máxima intensidade do pulso da sub-portadora no domínio da frequência ε_{out} como função do parâmetro de codificação ε_{cod} dos pulsos de entrada, no caso onde a diferença de fase é nula. Concluímos que o AOTPF pode realizar as operações lógicas, apenas para o modo TE_x , quando o parâmetro de codificação varia no intervalo de $0,9 \leq |\varepsilon_{\text{cod}}| \leq 5$ THz para $P_o = 59,2$ kW (assumindo uma ordem de sóliton $N = 2$). Além disso, consideramos as diferença de fase $\Delta\phi = \pi/2$ rad e $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad entre ambos os pulsos de entrada. Como resultado, obtivemos vários valores do parâmetro de codificação $|\varepsilon_{\text{cod}}|$ onde as operações lógicas E e OU foram possíveis. De acordo com os critérios de estabilidade da operação, observamos que a diferença de fase ideal que apresenta simultaneamente as operações lógicas E e OU foi $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad, para o caso onde $|\varepsilon_{\text{cod}}| = 3,5$ THz. Neste caso em particular, temos a porta logica OU na banda lateral inferior do pulso de saída TE_x e a porta lógica E na banda lateral inferior do pulso de saída TE_y , respectivamente.

6.6 Referências

- [1]. EBENDORFF-HEIDEPRIEM, H. *et al.* Fundamentals and applications of silica and nonsilica holey fibers. **Proceedings of the SPIE**, San Jose, CA, USA, v. 5350, p. 35-49, June 2004.
- [2]. LÆGSGAARD, J.; BJARKLEV, A. Microstructured optical fibers – fundamentals and applications. **J. Am. Ceram. Soc.**, [S.I.], v. 89, n. 1, p. 2-12, Jan. 2006.
- [3]. LEE, K. J. *et al.* Highly efficient all-fiber tunable polarization filter using torsional acoustic wave. **Opt. Express**, [S.I.], v. 15, n. 19, p. 12362-12367, Sept. 2007.
- [4]. LEE, K. J. *et al.* Polarization coupling in a highly birefringentphotonic crystal fiber by torsional acoustic wave. **Opt. Express**, [S.I.], v. 16, n. 7, p. 4631-4638, Mar. 2008.
- [5]. ENGAN, H. E. *et al.* Propagation and optical interaction of guided acoustic waves in two-mode optical fibers. **J. Lightwave Technol.**, [S.I.], v. 6, n. 3, p. 428-436, Mar. 1988.
- [6]. HAAKESTAD, M. W.; ENGAN, H. E. Acoustooptic properties of a weakly multimode solid core photonic crystal fiber. **J. Lightwave Technol.**, [S.I.], v. 24, n. 2, p. 838-845, Feb. 2006.
- [7]. GRAFF, Karl F. **Wave Motion in Elastic Solids**. London: The Clarendon Press, 1975, cap. 2.
- [8]. TIMOSHENKO, S. P.; GOODIER, J. N. **Theory of Elasticity**. 3. ed. Tokyo: McGraw-Hill Kogakusha Ltd, 1970, cap. 10.

- [9]. HAAKESTAD, M. W.; ENGAN, H. E. Acoustooptic characterization of a birefringent two-mode photonic crystal fiber. **Opt. Express**, [S.I.], v. 14, n. 16, p. 7319-7328, Aug. 2006.
- [10]. LANGLI, B.; BLØTEKJÆR, K. Effect of acoustic birefringence on acoustooptic interaction in birefringent two-mode optical fibers. **J. Lightwave Technol.**, [S.I.], v. 21, n. 2, p. 528-535, Feb. 2003.
- [11]. ENGAN, H. E. Analysis of polarization-mode coupling by acoustic torsional waves in optical fibers. **J. Opt. Soc. Am. A**, [S.I.], v. 13, n. 1, p. 112-118, Jan. 1996.
- [12]. SMITH, D. A. *et al.* Source of sidelobe asymmetry in integrated acousto-optic filters. **Appl. Phys. Lett.**, [S.I.], v. 62, n. 8, p. 814-816, Feb. 1993.
- [13]. CHOLLET, F.; GOEDGEBAER, J. P.; RAMANTOKO, G. Limitations imposed by birefringence uniformity on narrow-linewidth filters based on mode coupling. **Opt. Eng.**, [S.I.], v. 40, n. 12, p. 2763-2770, Dec. 2001.
- [14]. HERRMANN, H.; SCHMID, S. Integrated acousto-optical mode-convertors with weighted coupling using surface acoustic wave directional couplers. **Electron. Lett.**, [S.I.], v. 28, n. 11, p. 979-980, May 1992.
- [15]. WARZANSKYJ, W.; HEISMANN, F.; ALFERNESS, R. C. Polarization-independent electro-optically tunable narrow-band wavelength filter. **Appl. Phys. Lett.**, [S.I.], v. 53, n. 1, p. 13-15, May 1988.
- [16]. LAURELL, F.; ARVIDSSON, G. Frequency doubling in Ti:MgO:LiNbO₃ channel waveguides. **J. Opt. Soc. Am. B**, [S.I.], v. 5, n. 2, p. 292-299, Feb. 1988.
- [17]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Analysis of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM). **Optics Communications**, [S.I.], v. 281, n. 5, p. 1056-1064, Mar. 2008.
- [18]. SOBRINHO, C. S.; SOMBRA, A. S. B. Picosecond Pulse Switching in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Loss. **Nonlinear Optics**, [S.I.], v. 29, n. 1, p. 79-97, Jan. 2002.
- [19]. SOBRINHO, C. S. *et al.* Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Increasing Non-linearity and Loss. **Optics Communications**, [S.I.], v. 208, n. 4-6, p. 415-426, July 2002.
- [20]. TRAN, C. D. Principles and analytical applications of acousto-optic tunable filters, an overview. **Talanta**, [S.I.], v. 45, n. 2, p. 237-248, Dec. 1997.
- [21]. KHAN, K. R. *et al.* Soliton switching and multi-frequency generation in a nonlinear photonic crystal fiber coupler. **Opt. Express**, [S.I.], v. 16, n. 13, p. 9417-9428, June 2008.

7 CONCLUSÕES FINAIS

Propomos um novo método de modulação óptica usando um filtro acústo-óptico sintonizável (AOTF) convencional e um filtro acústo-óptico com polarização sintonizável (AOTPF) baseado em Fibra de cristal fotônico (PCF), operando simultaneamente com a modulação da dupla banda lateral óptica (ODSB) e modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM). Este dispositivo, chamado aqui de ODSB-PPFDM, opera com pulsos sóliton ultracurtos de luz de 100 ps e 55,5 fs para o AOTF convencional e o AOTPF baseado em PCF, respectivamente, e foi construído para criar portas lógicas. Inicialmente, observou-se o desempenho da conversão do pulso não codificado ($f_d = |\varepsilon_{cod}| = 0$) propagando-se através do AOTF e do AOTPF, com dispersão (GVD), não linearidade (SPM) e sem perda. Nos dois casos, a frequência do pulso da portadora central permanece a mesma na saída após ser modulada, enquanto ambos os pulsos sub-portadores apresentam um decréscimo na intensidade. Considerando o AOTF com comprimento de $\zeta_L = L_{aotf}/40$ e o AOTPF com comprimento de $\zeta_L = L_{aotpf}/4$, verificamos as quatro situações possíveis para gerar as portas lógicas de duas entradas, observando o máximo deslocamento de frequência ε_{out} como função do parâmetro de codificação ε_{cod} dos pulsos de entrada, no caso onde a diferença de fase é nula. Concluímos que o AOTF pode realizar as operações lógicas quando o parâmetro de codificação varia no intervalo de $0,4 \text{ GHz} \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 1,1 \text{ GHz}$ para $P_o = 160 \text{ mW}$ (assumindo uma ordem de sóliton $N = 2$). E para o AOTPF, podemos realizar operações lógicas apenas para o modo TE_x , quando o parâmetro de codificação varia no intervalo de $0,9 \text{ GHz} \leq |\varepsilon_{cod}| \leq 5 \text{ THz}$, para $P_o = 59,2 \text{ kW}$ (assumindo uma ordem de sóliton $N = 2$) e também para fase nula.

Para o AOTF convencional, consideramos, na sequência uma diferença de fase de $\Delta\phi = \pi$ rad entre ambos os pulsos de entrada. Como resultado, obtivemos vários valores do parâmetro de codificação $|\varepsilon_{cod}|$ onde as operações lógicas E e OU foram possíveis. Observamos que entre todas as funções lógicas obtidas aqui, a diferença de fase ideal que apresenta a operação mais estável foi $|\Delta\phi| = \pi$ rad, para o caso onde $|\varepsilon_{cod}| = 2 \text{ GHz}$. Neste caso em particular, tem-se a porta lógica E simultaneamente na banda lateral inferior do pulso de saída TE e na banda lateral superior do pulso de saída TM, e a porta lógica OU na banda lateral superior do pulso de saída TE e na banda lateral inferior do pulso de saída TM.

Já para o AOTPF baseado em PCF, consideramos as diferenças de fase $\Delta\phi = \pi/2$ rad e $\Delta\phi = 1,28\pi$ rad entre ambos os pulsos de entrada. Como resultado, obtivemos vários valores

do parâmetro de codificação $|\epsilon_{cod}|$ onde a operação lógica E e OU foi possível. De acordo com os critérios de estabilidade da operação, observamos que a diferença de fase ideal que apresentam a operação lógica E e OU simultaneamente é $\Delta\phi = 1.28\pi$, para o caso onde $|\epsilon_{cod}| = 3,5$ THz. Neste caso, temos as portas lógicas E e OU na banda lateral inferior do pulso de saída TE_y e na banda lateral inferior do pulso de saída TE_x , respectivamente.

7.1 Perspectivas para Trabalhos Futuros

Como sugestão de trabalhos adicionais, fora do escopo da dessa tese é possível enumerar alguns pontos, como segue abaixo.

- a) Analisar a possibilidade de aplicação da modulação ODSB-PPFDM em outros dispositivos ópticos, como o acoplador duplo não linear convencional, o acoplador duplo não linear baseado em fibras de cristal fotônico e o interferômetro de *Mach-Zehnder* (IMZ), entre outros.
- b) Implementação das modulações PPM, PAM e PWM no AOTPF baseado em fibras de cristal fotônico para a obtenção de portas lógicas de duas entradas.
- c) Analisar a possibilidade do AOTPF baseado em fibra de cristal fotônico funcionar num esquema de sensoriamento capaz de medir pressão (tensão) e temperatura.

APÊNDICE A – ONDAS SOLITÁRIAS E SÓLITONS

A primeira observação documentada de uma onda solitária foi feita pelo engenheiro e cientista escocês John Scott Russel, em 1834. Essa observação foi feita em canais estreitos para barcos, onde a onda solitária surgia na forma de uma elevação isolada na superfície da água do canal. A denominação de onda solitária foi dada pelo próprio John Scott Russel e, numa descrição de 1844 ele define onda solitária como sendo uma ondulação isolada, que se propaga sem perder forma ou velocidade durante um longo percurso (DOOD; EILBECK; GIBBON, 1984) [1].

O tratamento teórico do fenômeno observado por John Scott Russel só foi realmente elaborado em 1895, pelos holandeses Korteweg e de Vries. Eles estudaram o fenômeno baseados numa equação diferencial parcial e não linear, hoje denominada equação de Korteweg - de Vries ou simplesmente equação KdV. Uma particularidade dessa equação é que ela apresenta soluções analíticas que são as ondas solitárias de John Scott Russel.

Em 1955, surge o clássico problema FPU, onde Fermi, Pasta e Ulam mostram que a equação KdV pode ser utilizada na descrição de outros fenômenos físicos, mostrando assim certa universalidade do conceito de onda solitária e da equação KdV (DOOD; EILBECK; GIBBON, 1984) [1]. Os conceitos de isolamento, forma, velocidade e propagação, introduzidos na definição de John Scott Russel para a onda solitária, devem agora ser generalizados para que a definição se adapte às diversas situações físicas. Por exemplo, o conceito de forma não representa sempre a forma geométrica espacial. Essa forma poderá ser definida em função de outras grandezas que não sejam as espaciais. Já o conceito de velocidade pode ser substituído por alguma constante de movimento, e.g. a energia. O conceito de propagação ao longo de uma dada direção pode ser substituído pelo conceito de evolução, segundo uma dada variável. O isolamento referido na definição não significa que apenas uma onda solitária existirá em um dado momento da evolução, o que ele se refere é a independência entre duas ondas solitárias (DOOD; EILBECK; GIBBON, 1984) [1].

Algumas ondas solitárias preservam a forma e a energia em uma colisão com outra onda solitária, i.e. os processos de colisão são completamente elásticos. Essas ondas solitárias foram denominadas de sólitos por N. J. Zabusky e M. D. Kruskal (1965) [2]. A denominação dessas ondas solitárias é devido ao seu comportamento ser análogo ao de uma partícula. Salvo lembrar que nem toda onda solitária é um sólito. Desde o seu surgimento em 1965, sólitos foram observados experimentalmente em muitos ramos da Física, e. g. em hidrodinâmica, física de plasma, física do estado sólido, dinâmica de cadeias moleculares, dinâmica de

sistemas magnéticos e em óptica não linear. O conceito de solitons também é muito importante do ponto de vista teórico, aparecendo ainda em teoria de campos (GRANADOS; GARRIDO, 1993) [3].

Além da equação KdV, existem outras equações diferenciais não-lineares que desempenham um papel muito importante na física. Algumas delas surgiram no mesmo período da equação KdV, e.g. a equação de Sine-Gordon foi estudada pelo matemático sueco Bäcklund, em 1875, em problemas de geometria diferencial (KIVSHAR; MALOMED, 1989) [4]. As equações mais importantes que aparecem em problemas de física são:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \varepsilon p(u); \quad (\text{equação de KdV}) \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + u^2 \frac{\partial u}{\partial x} = \varepsilon p(u); \quad (\text{equação KdV modificada}) \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = m^2 \operatorname{sen}(u) + \varepsilon p(u); \quad (\text{equação de sine-Gordon}) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \varepsilon p(u); \quad (\text{equação de Burgers}) \quad (\text{A.4})$$

$$3 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + 6 \frac{\partial u}{\partial x} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \varepsilon p(u); \quad (\text{equação de Boussinesq}) \quad (\text{A.5})$$

$$3 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + 6u \frac{\partial u}{\partial x} \right) = \varepsilon p(u), \quad (\text{equação de Kadomtsev-Petviashvili}) \quad (\text{A.6})$$

e a equação não-linear de Schrödinger:

$$i \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \lambda |u|^2 u = \varepsilon p(u), \quad (\text{A.7})$$

onde $\varepsilon p(u)$ é um termo perturbativo.

As equações (A.1)-(A.7) apresentam algumas características em comum, e.g. solução analítica, constantes de movimento e uma função hamiltoniana associada. O significado físico de t , x e $u(x, t)$ depende do fenômeno que a equação está descrevendo. Uma mesma equação dessas pode descrever fenômenos distintos em ramos distintos da física, mostrando assim um caráter universal. Outra curiosidade que elas possuem é que algumas soluções analíticas são funções que podem ser expressas em termos de funções hiperbólicas, e.g. a equação não linear de Schrödinger não perturbada que tem como uma de suas soluções a função secante hiperbólica.

As equações citadas anteriormente são tratadas pelo método do espalhamento inverso (EI). Esse método foi introduzido por C. S. Gardner, J. M. Green, M. D. Kruskal e R. M.

Miura em (1967) [5]. Posteriormente, P. D. Lax (1968), V. E. Zakharov e A. B. Shabat (1971) e M. J. Ablowitz *et al.* (1973) desenvolveram o método [6]. Com o método EI, é possível determinar as soluções analíticas e infinitas constantes de movimento para as equações diferenciais não lineares já citadas. Esse método bem refinado do ponto de vista matemático. A ideia básica do método EI é determinar o potencial espalhador conhecendo-se os dados das ondas espalhadas. A técnica de raios-X é tipicamente um problema de espalhamento inverso, onde o espectro fornece informações sobre a forma de organização espacial dos átomos espalhadores. P. D. Lax (1968) introduziu os operadores \hat{L} e \hat{A} , que representam a equação de evolução para $u(x,t)$. Esses operadores são lineares, com coeficientes que dependem da função $u(x,t)$ e de suas derivadas e satisfazem a equação de evolução (KIVSHAR; MALOMED, 1989) [4].

$$\frac{\partial \hat{L}}{\partial t} + \left[\hat{L}, \hat{A} \right] = 0. \quad (\text{A.8})$$

Descrever cada equação já citada pode se tornar um trabalho dispendioso, pois cada uma delas aparece em um número grande de problemas tanto físicos quanto matemáticos. Segue alguns comentários apenas da equação não linear de Schrödinger.

A.1 A Equação Não Linear de Schrödinger na Óptica

A equação não linear de Schrödinger (NLS) descreve a evolução de um pacote de onda em um meio dispersivo e não linear. A equação NLS aparece em mecânica quântica não-relativista, descrevendo o efeito de auto interação de um elétron que pode ou não estar submetido a um potencial externo. Além disso, a equação NLS aparece em outros ramos da física teórica, como a física de plasmas, sistemas magnéticos, dinâmica de cadeia molecular, hidrodinâmica, física do estado sólido e, particularmente, em óptica não linear.

Na óptica não linear, a equação NLS descreve os efeitos de auto modulação de fase e dispersão de pulsos em meios com não linearidade do tipo *Kerr*. Em regime espacial, a equação NLS descreve os efeitos de auto focalização e difração de feixes. Os primeiros artigos onde a equação NLS foi aplicada a problemas de óptica não linear foram os trabalhos de Chiao, Garmire e Townes (1964) e Kelley (1965) [7-8]. Esses dois artigos tratam da compensação do efeito da difração em feixes ópticos pelo efeito de auto focalização, em um meio cujo índice de refração depende de intensidade do campo. Nesses artigos, a equação NLS não é mencionada, mas está bem caracterizada no artigo do Kelley (1965) [8]. Contudo,

o grande interesse na aplicação da equação NLS em óptica não linear só foi iniciado em 1973, com Hasegava e Tappert [9-10]; em dois artigos eles tratam da propagação de pulsos ópticos em fibras ópticas em regime de dispersão normal e anômala. Nesses mesmos artigos é previsto a propagação estável de pulsos ópticos sob a influência de pequenas e grandes perturbações, i.e. sólitos ópticos.

Sólitos ópticos também aparecem em processos de interação ressonante de luz com um meio de dois níveis. Nesse caso, a equação de evolução do sistema é a equação de Sine-Gordon, que surge como uma aproximação da equação de Maxwell-Bloch. A previsão e a observação experimental desses sólitos foram feitos por McCall e Hahn (1967, 1969) [11-12]. A equação Sine-Gordon, em certas condições, também descreve sólitos em processos do tipo espalhamento Raman. A observação desses sólitos foi feita por Drühl *et al.* (1983) [13].

A observação experimental de sólitos ópticos em fibras ópticas dependeu da própria evolução das fibras ópticas. Só após a redução nas perdas em fibras ópticas é que foi possível a observação experimental de sólitos ópticos em fibras ópticas. Essa observação foi feita por Mollenauer, Stolen e Gordon (1980) [14]. Após isso Mollenauer e Stolen (1984) [15] introduziram o conceito de sólito a laser, que representa outro passo muito importante na pesquisa desses sólitos.

Os sólitos podem interagir uns com os outros e formar estruturas com algumas propriedades de sólito. Essas estruturas são os estados ligados de sólitos. A observação experimental desses estados ligados em óptica foi feita por Saline *et al.* (1988) [16].

A.2 Referências

- [1]. DOOD, R. K.; EILBECK, J. C.; GIBBON, J. D.; MORRIS, H. C. **Solitons and Nonlinear Wave Equation**. New York: Academic, 1984.
- [2]. ZABUSKY, N. J.; KRUSKAL, M. D. *Phys. Rev. Lett.*, [S.I.], v. 15, p. 240, 1965.
- [3]. GRANADOS, M. A. A.; GARRIDO, A. A. E. Bubble and kind solitons in the ϕ^6 -model of nonlinear field theory. *Phys. Lett. A*, [S.I.], v. 182, p. 294, 1993.
- [4]. KIVSHAR, Y. S.; MALOMED, B. A. Dynamics of solitons in nearly integrable system. *Review of Modern Physics*, [S.I.], v. 61, p. 763, 1989.
- [5]. GARDNER, C.S. *et al.* **Physical Review Letters**, [S.I.], v. 19, p. 1095, 1967.
- [6]. ABLOWITZ, M.J. *et al.* **Physical Review Letters**, [S.I.], v. 30, p. 1462, 1973.

- [7]. CHIAO, R. Y.; GARMIRE, E.; TOWNES, C. H. Self-Trapping of Optical Beams. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 13, p. 479, 1964.
- [8]. KELLEY, P. L. Self-Focusing of Optical Beams. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 15, p. 1005, 1965.
- [9]. HASEGWA, A.; TAPPERT, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 23, p. 142, 1973.
- [10]. HASEGWA, A.; TAPPERT, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Anomalous dispersion. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 23, p. 171, 1973.
- [11]. MACCALL, S. L.; HAHN, E. L. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 18, p. 908, 1967.
- [12]. MACCALL, S. L.; HAHN, E. L. **Phys. Rev.**, [S.I.], v. 183, p. 475, 1969.
- [13]. DRÜHL, K.; WENTZEL, R. G.; CARLSTEN, J. L. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 51, p. 1171, 1983.
- [14]. MOLLENAUER, L. F.; STOLEN, R. H.; GORDON, J. P., **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 45, p. 1095, 1980.
- [15]. MOLLENAUER, L. F.; STOLEN, R. H. **Opt. Lett.**, [S.I.], v. 9, p. 13, 1984.
- [16]. SALIN, F.; GRANGIER, P.; ROGER, G.; BRUN, A. **Phys. Rev. Lett.**, [S.I.], v. 60, p. 569, 1988.