

# ANÁLISE NÚMERICA DA PERFORMANCE DE FILTROS ACÚSTICOS ÓPTICOS SINTONIZÁVEIS (AOTF) ATRAVÉS DA MODULAÇÃO PAM(MODULAÇÃO POR AMPLITUDE DE PULSO) QUE TEVE COMO A FORMAÇÃO DE PORTA LÓGICA OU NAS SAÍDAS TE E TM

**Juscelino Chaves SALES (1); Sebastião Pereira MARCIANO (2); Antônio Sergio Bezerra SOMBRA (3)**

(1) Av. da Universidade, 850, Betânia CEP: 62.040-370 - Sobral (CE), (085)36774243, E-mail: [juscelinochaves@hotmail.com](mailto:juscelinochaves@hotmail.com)

(2) Universidade Federal do Ceará, e-mail: [teletiao@yahoo.com.br](mailto:teletiao@yahoo.com.br)

(3) Universidade Federal do Ceará, e-mail: [sombral@ufc.br](mailto:sombral@ufc.br)

## RESUMO

Neste trabalho são investigadas as características de transmissão de um dispositivo (AOTF = filtro acústico óptico sintonizável), operando com pulsos ultra curtos (2ps), utilizando-se do método de Ruge-Kutta de quarta ordem. Esta pesquisa foi realizada em duas situações diferentes para um dispositivo que apresenta as seguintes situações  $\xi L = L/10$ ;  $\xi L = L/3$ ;  $\xi L = L$ ;  $\xi L = 3L$ ; onde  $L = 0,76\text{mm}$  é o comprimento de referência padrão para o (AOTF),  $L_{NL}$  é o comprimento de não linearidade. Na primeira situação o comprimento de dispersão LD apresentou fraco efeito dispersivo em relação ao comprimento do dispositivo ( $L_{NL} \leq \xi L \leq LD$ ). Na segunda situação o (AOTF) apresentou não linearidade com auto modulação de fase (SPM) e dispersão de velocidade de grupo (GVD) em um regime de sóliton  $L_{NL} = LD \leq \xi L$ . Inicialmente considera-se o funcionamento do dispositivo sem perdas e logo após com perdas, conforme as características do (AOTF), com quatro comprimentos e operando nos dois regimes de propagação também foi observado que o efeito da não linearidade e dispersão tem forte influência na propagação do pulso quando há um crescimento do comprimento do (AOTF); já para dispositivos mais curtos, o pulso chaveado apresentou quebra para o regime de não sóliton e deslocamento temporal para o regime de sóliton. Para produzirmos as portas lógicas foi necessário que se fixasse uma amplitude de referência padrão  $A_r = 1$  e este sinal entrou em duas entradas diferentes do (AOTF) onde cada entrada apresentava uma variação  $(-\epsilon)$  na primeira entrada e  $(+\epsilon)$  na segunda entrada, este valor varia  $0.0 < \|\epsilon\| < 1.0$  tendo como resultado a formação das portas lógicas AND & OU nas saídas.

**Palavras-chave:** Portas Lógicas, filtros acústicos-ópticos, amplitude.

## 1 INTRODUÇÃO

### 1.1 Amplificadores e solitons

Como qualquer outro material as fibras ópticas atenuam a transmissão da luz durante a propagação desta em seu interior, sendo que experimentos mostram que em distâncias da ordem de 1 km tal atenuação pode ser ignorada, no caso de fibras ópticas de silício. Uma exceção importante ocorre em sistemas de fibras ópticas de longo alcance, o que engloba distâncias superiores a 100 km. Nestas circunstâncias a atenuação é compensada por uma regeneração periódica do sinal óptico em dispositivos regeneradores, onde um sinal óptico é convertido em sinal elétrico, este é amplificado e novamente convertido em óptico, dando continuidade ao pulso óptico. Tais aparelhos regeneradores são complexos e caros, especialmente em sistemas de transmissão por fibras ópticas. Estes sistemas de transmissão podem ser muito beneficiados se estes dispositivos regeneradores forem substituídos por amplificadores ópticos amplificam o sinal óptico diretamente. Estes sistemas seriam mais simples e bem menos caros, quando produzidos em escala industrial que os utilizados atualmente. O uso de amplificadores ópticos é particularmente atrativo em sistemas de fibra óptica multicanal, pois nestes os regeneradores eletrônicos realizam um processo de demultiplexação dos canais antes da regeneração de cada canal, usando neste processo receptores e um transmissor separado. Um amplificador óptico pode amplificar todos os canais simultaneamente, sendo que o espectro combinado esteja

na largura de banda do amplificador. Amplificadores ópticos podem ser usados para aumentar o poder de transmissão, dispondo um amplificador em seguida a um transmissor, neste caso, eles são chamados de amplificadores de potência ou "boosters" e seu propósito fundamental é aumentar o poder de transmissão.

## 1.2 Temas correlatos a serem abordados

### 1.2.1- CÓDIGO PPM EM FIBRAS ÓPTICAS

Recentemente foram reportados alguns resultados na literatura, contendo simulações de trens de pulsos isolados (finitos), com vários números de solitons fundamentais, sujeitas a certas condições iniciais: Amplitudes dos solitons iguais ou diferentes, fase inicial diferente entre os pulsos. De qualquer modo para se ter uma situação mais realista, com vistas a possibilidade de aplicações em telecomunicações, é indicado tratar-se de um trem infinito de pulsos. Também Recentemente, simulações sobre o estudo de trens de pulsos finitos e infinitos, em fibras ópticas, foram modulados por PPM, em fibras do tipo monomodo. As simulações numéricas usam as características básicas do método de propagação, ao qual produz realmente solitons periódicos. Na simulação numérica, a seqüência de pulsos é criada em uma janela numérica, como entrada da equação não-linear de Schröndiger, a qual pode ser resolvida para um trem infinito numericamente, escolhendo-se uma seqüência de entrada com um número finito de solitons que se ajusta a janela numérica. Se a janela computacional é muito larga, a seqüência de entrada será de solitons isolados. Usando este procedimento é possível estudar o comportamento de um grupo de solitons numa célula unitária de um trem de pulsos periódicos.

Baseado na equação não-linear de Schröndiger, chega-se a solução para a propagação do trem periódico de solitons na fibra óptica. As condições iniciais  $u(T, \xi=0)$ , para a evolução de  $M$  solitons para uma célula unitária, com período  $M\tau_s$  são mostradas nas equações (1.01) e (1.02):

$$u(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\theta_k} \operatorname{sech}\left(\tau - \frac{1}{2}\tau_s - \tau_k\right), \text{ para } \mathbf{M} \text{ par} \quad (1.01)$$

$$u(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\theta_k} \operatorname{sech}(\tau - \tau_k), \text{ para } \mathbf{M} \text{ ímpar} \quad (1.02)$$

onde  $\theta_k$  é a fase de cada pulso com  $r_{k+M} = r_k$  ( $r = \theta$ ), e  $\tau_{k+M} = \tau_k$ . A seqüência de  $M$  solitons é escolhida para ajustar-se exatamente na janela numérica, para se obter condições de contorno periódicas.

No código PPM de um trem de pulsos, as posições dos pulsos são variadas por pequenas quantidades de suas posições do período regular. Esta modulação quebra a periodicidade, por uma pequena perturbação na estabilidade dos pulsos.

Geralmente em uma seqüência de pulsos o posicionamento se dá em iguais intervalos, na célula unitária. O pulso está codificado por deslocamentos ( $\pm\epsilon$ ), onde um deslocamento de  $-\epsilon$  representa o dígito binário **0** e o deslocamento  $+\epsilon$  representa o dígito binário **1**. Durante a propagação ocorre um erro quando o sóliton é deslocado para fora da posição por um deslocamento maior que  $\epsilon$ . Neste caso o 1 vira 0 ou vice-versa.

É também possível considerar a configuração de três pulsos, onde entre dois solitons com fases opostas é acoplado um terceiro pulso não-soliton, no regime de dispersão normal da fibra óptica. Re-escrevendo a equação não-linear de Schron diger ,conforme as equações (1.03) e (1.04) :

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + \left( |u_1|^2 + 2\gamma |u_2|^2 \right) u_1 = 0 \quad (1.03)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + \left( |u_2|^2 + 2\gamma |u_1|^2 \right) u_2 = 0 \quad (1.04)$$

Onde  $u_1$  e  $u_2$  são as amplitudes modais do campo elétrico, para fontes de luz operando no regime anômalo (normal) de dispersão. O "cross-phase modulation" (XPM) está presente, com as duas ondas apresentando a mesma polarização e frequências diferentes,  $\gamma = 1$  para este caso. E quando  $\gamma = 0$  não temos XPM. As condições iniciais para  $u_1(\tau, \xi = 0)$  e  $u_2(\tau, \xi = 0)$ , para a evolução de  $M$  solitons periódicos em uma unidade de célula, com período  $M\tau_s$  e a evolução de  $N$  pulsos, com período  $N\tau_s$  são respectivamente dadas pelas equações (1.05) e (1.06) :

$$u_1(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\theta_k} \operatorname{sech}\left(\tau - \frac{1}{2}\tau_s - \tau_k\right), \text{ para } M \text{ par} \quad (1.05)$$

$$u_1(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\theta_k} \operatorname{sech}(\tau - \tau_k), \text{ para } M \text{ ímpar} \quad (1.06)$$

$$u_2(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_k} \operatorname{sech}\left(\tau - \frac{1}{2}\tau_s - \tau_k\right), \text{ para } N \text{ par} \quad (1.07)$$

$$u_2(T, \xi = 0) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_k} \operatorname{sech}(\tau - \tau_k), \text{ para } N \text{ ímpar} \quad (1.08)$$

Onde  $\theta_k$  e  $\alpha_k$  são as fases de cada pulso com  $r_{k+M} = r_k$  ( $r = \theta, \alpha$ ) e  $\tau_{k+M} = \tau_k$ .

### 1.2.2 CÓDIGO PAM EM FIBRAS ÓPTICAS

Em se tratando de modulação PAM (Modulação por Amplitude de Pulsos), esta consiste em pequenas variações da amplitude dos pulsos, denominadas de  $\varepsilon$ . Esse deslocamento pode se dar por acréscimo ( $+\varepsilon$ ), ou por decréscimo ( $-\varepsilon$ ), representando os dígitos binários 0 e 1 de acordo com o critério a ser adotado no sistema de transmissão. Caso haja, durante a propagação, um deslocamento considerável em relação a  $\varepsilon$ , então o pulso em questão será recebido de forma errada, ou seja, o bit 0 pode ser interpretado como 1, ou vice-versa. Devido a este fato é que a estabilidade do pulso durante a propagação torna-se tão relevante.

Em PAM, um dos parâmetros que tem de ser cuidadosamente tratado é o aumento dado na amplitude dos pulsos ( $+\varepsilon$ ), uma vez que ao se aumentar a amplitude de um dos pulsos, a separação temporal entre o mesmo e o pulso vizinho é sensivelmente reduzida durante a propagação.

## 2 MATERIAIS E MÉTODOS

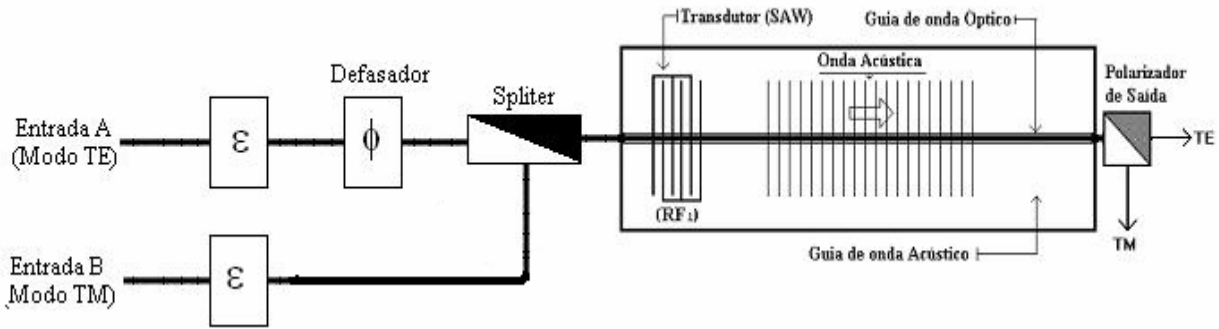


Figura 1- Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF)

### - Procedimento numérico

A Figura 1 mostra o Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF).

Utilizamos o método de Runge Kutta de 4ª ordem para resolver as equações acopladas. Observando as equações acopladas, podemos notar o seguinte:

$\frac{dA_1}{dz} =$	$-i\kappa_{12}A_2 - i\Delta\beta A_1$	$-\frac{\alpha}{2}A_1$	$+i\gamma A_1 ^2A_1$	$-\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2}$
$\frac{dA_2}{dz} =$	$-i\kappa_{12}^*A_1 + i\Delta\beta A_2$	$-\frac{\alpha}{2}A_2$	$+i\gamma A_2 ^2A_2$	$-\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2}$
	Acoplamento TE e TM	Perda considerada nula	Não Linearidade	Dispersão

Discriminação das equações acopladas para um AOTF não linear e dispersivo (SOBRINHO, 2002). Vale salientar que nesta simulação numérica, fizemos uso das seguintes considerações:

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm \kappa \quad (1.09)$$

onde  $\beta_1 = (\omega/c) \cdot n_o \cdot \sin(\theta_o)$  e  $\beta_2 = (\omega/c) \cdot n_e \cdot \sin(\theta_e)$ .  $\beta_1$  e  $\beta_2$  são as componentes dos vetores de onda do feixe incidente e difratado, respectivamente, ao longo da direção de propagação da onda acústica. O valor de  $\kappa$  é dado pela seguinte relação:

$$\kappa = \frac{2\pi}{v} f_A \quad (1.10)$$

onde  $f_A$  e  $v$  representam a frequência e a velocidade da onda acústica no cristal, respectivamente (ABLOWITZ, 1981). Como estamos admitindo que o filtro AOTF já se encontra sintonizado na frequência  $\omega$  pulsos de entrada, o termo referente a  $\kappa$  pode ser desprezado.

Assim, o valor de  $\Delta\beta$  pode ser calculado por:

$$\Delta\beta = \frac{\omega}{c} (n_o \sin(\theta_o) - n_e \sin(\theta_e)) = \frac{\omega}{c} \cdot |\Delta n| \quad (1.11)$$

Para calcularmos valor de  $L_{AOTF}$ , utilizaremos a relação abaixo (ABLOWITZ,1991):

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{0.8\lambda^2}{|\Delta n|L_{AOTF}} \quad (1.12)$$

Sabemos que:

$$c = \lambda \cdot f \quad (1.13)$$

Assim, temos:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{c}{\Delta f} \quad (1.14)$$

Logo:

$$L_{AOTF} = \frac{0.8(c^2 / f^2)}{|\Delta n| \frac{c}{f}} = \frac{0.8c}{f \cdot |\Delta n|} = \frac{5c}{2\pi \cdot F_{FWHM} \cdot |\Delta n|} \quad (1.15)$$

Onde  $c$  representa a velocidade da luz e  $\Delta n$  representa a birrefringência. Em um material cúbico centrossimétrico, como o  $\text{LiNbO}_3$ , os três principais eixos são fisicamente equivalentes, portanto, o cristal cúbico é opticamente isotrópico e não possui uma birrefringência característica. A birrefringência que surge no cristal é devido ao campo acústico que se propaga no material. Através do efeito Acústico-óptico, os índices de refração podem ser calculados pelas seguintes equações (SOBRINHO,2002):

$$n_x = n \quad (1.16)$$

$$n_y = n - \frac{1}{2}n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz) \quad (1.17)$$

$$n_z = n + \frac{1}{2}n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz) \quad (1.18)$$

onde  $n$  representa o índice de refração linear do material,  $p_{44}$  representa uma componente do tensor de tensão-óptico derivado da simetria  $m3m$  do cristal,  $S$  é definido como  $K \cdot A$  ( $A$  é a amplitude de oscilação e  $K$  é o número de onda) e  $\Omega$  é a frequência do som. Assim, a birrefringência  $\Delta n$  do material pode ser definida como [2]:

$$|\Delta n| = \frac{1}{2}n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz) \quad (1.19)$$

Em nossas simulações, nós adotamos um valor parametrizado para a birrefringência induzida do material, fazendo então  $\Delta n = 0.07$ . Esta parametrização nos permite calcular  $\Delta\beta$  (equação 1.11) e o valor para  $L_{AOTF}$ . Continuando, temos que:  $F_{FWHM} = 0.315/T_{FWHM} = 0.315/2 \text{ ps} = 0.157 \text{ THz}$ .

Assim,  $L_{AOTF} = 21.7687074829931 \text{ mm}$ . Podemos calcular as constantes de acoplamento, conforme a equação (1.20):

onde  $\xi_L = L_{AOTF}/10$ .

$$K_{12} = K_{12}^* = \left( \frac{\pi/2}{\xi_L} \right) \text{ Condição de operação (BOYCE,1994)} \quad (1.20)$$

Voltando às equações de acoplamento,  $\frac{da_1}{dz} = -i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12} a_2 \exp(i2\Delta\beta z)$  e

$$\frac{da_2}{dz} = -i \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{12}^* a_1 \exp(-i2\Delta\beta z), \text{ tal que: } a_1 = A_1 \text{ representa o pulso soliton polarizado no modo TE e } a_2 =$$

$A_2$  no modo TM, nas entradas A e B da porta lógica (Figura 1).

Como dito anteriormente, os pulsos de entrada  $A_1(z,t)$  e  $A_2(z,t)$  são dados pela equação (1.21):

$$u(\xi, \tau) = A_{\text{input}} \cdot N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}} \operatorname{sech}(A_{\text{input}} \tau) \exp\left(\frac{-i A_{\text{input}}^2 \xi}{2} + i\phi\right) \quad (1.21)$$

com  $A_r = (P_0)^{1/2}$  que é o valor da amplitude referência e amplitudes  $A_{\text{input}} = (A_r \pm \varepsilon) = (P_0 \pm P)^{1/2}$ , ou seja,  $\varepsilon = A_{\text{input}} - A_r$ ; onde  $P$  é uma potencia qualquer que poderá ser acrescida a potencia inicial quando tiver sinal (+) e uma redução quando tiver um sinal (-) e  $A_{\text{input}}$  é amplitude de entrada nos modos TE ou TM, no caso de  $\varepsilon' = (A_s - A_r)$  é o deslocamento de amplitude na saída,  $A_s$  é a amplitude na saída nos modos TE ou TM; lembremos que quando  $\varepsilon' = 0.0$  não significa ausência de sinal nas entradas, mas simplesmente  $A_s = A_r$  no qual  $\varepsilon' = A_s - A_r = 0.0$  e  $\varepsilon = 0.0$ ,  $N=1$ ,  $\beta_2$  e  $\gamma$  calculados na seção anterior,  $T_0 = 1.763 \cdot T_{\text{FWHM}}$ . A janela numérica de simulação é de 100ps. Os pulsos do tipo soliton são construídos com 2048 pontos.

Inicialmente, realizamos a simulação com os pulsos de entrada com um deslocamento de amplitude de entrada ( $\varepsilon$ ) variando de  $0.0 \leq \varepsilon \leq 1.0$  e sem defasagem. O pulso propaga-se dentro do cristal de comprimento  $\xi_L$ . Após a propagação dentro do cristal, medimos o deslocamento de amplitude de saída ( $\varepsilon'$ ) experimentado pelo pulso no seu ponto de máxima intensidade. Repetimos este procedimento foi feito com deslocamento de amplitude de entradas com TE e TM com a fase variando de  $0.0 \text{ radianos} \leq \Delta\theta \leq 2\pi \text{ radianos}$  na entrada do modo TE, de acordo com a modulação PAM até o valor máximo de deslocamento de 1.0 (1000 interações e 10000 passos), após algumas observações fixamos o valor de ( $\varepsilon$ ) e variamos a fase de  $0.0 \text{ radianos} \leq \Delta\theta \leq 2\pi \text{ radianos}$  na entrada do modo TE obedecendo as quatro condições estabelecidas das possíveis combinações para obtenção das portas: E( AND ) e OU ( OR ) medindo cada deslocamento de amplitude experimentado pelo pulso na saída da porta, novamente no ponto de máxima intensidade.

### 3 RESULTADOS E DISCUSSÕES

A título de esclarecimento, realizamos simulações com comprimento de filtro igual a ( $\xi_L = L_{\text{AOTF}}/10$ ), conforme mostra melhor desempenho da modulação PAM.

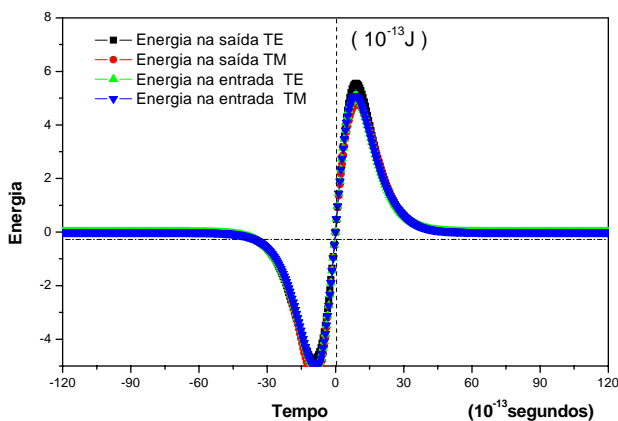


Figura 2(Energia)

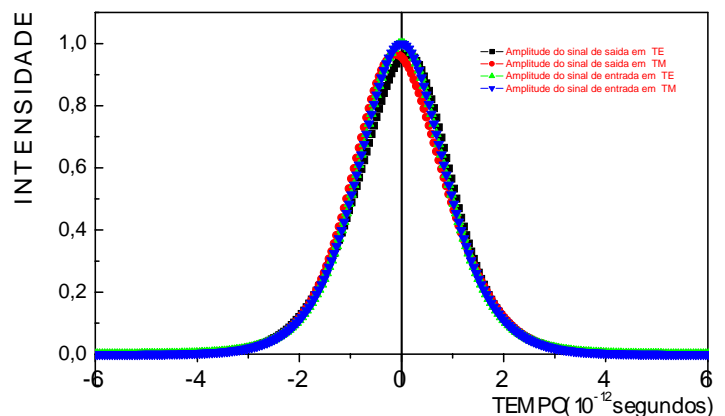


Figura 3

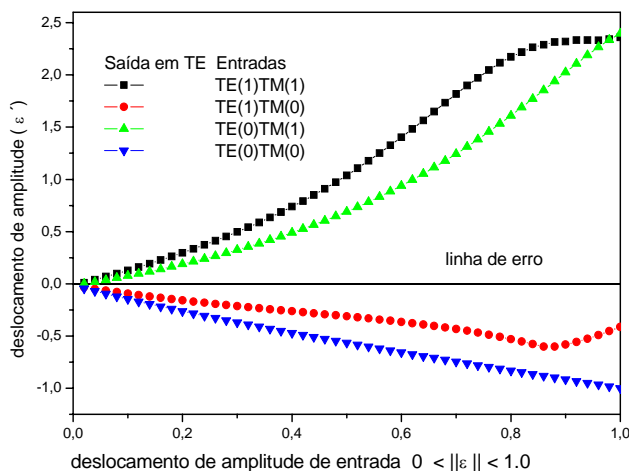


Figura 4

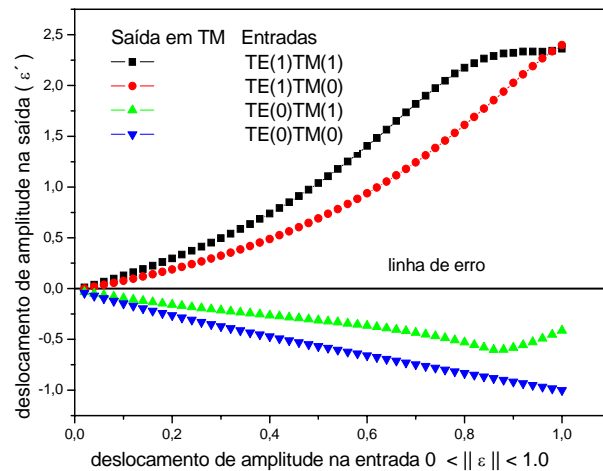


Figura 5

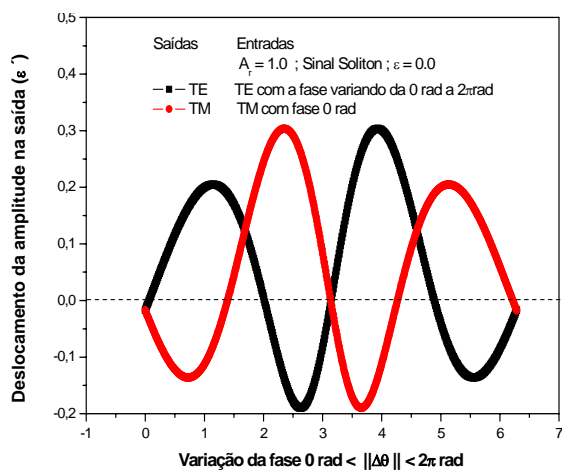


Figura 6

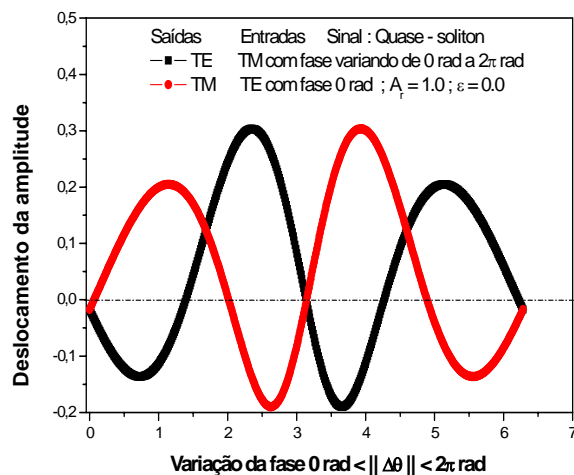


Figura 7

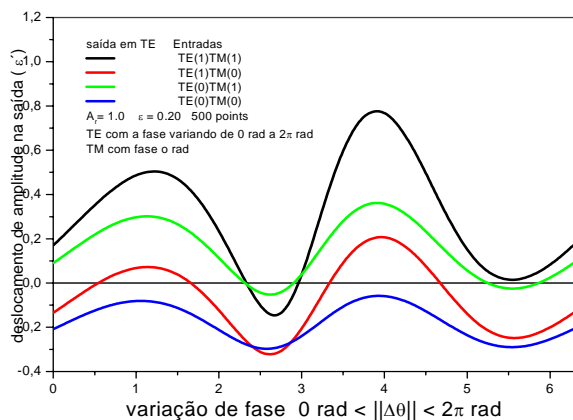


Figura 8

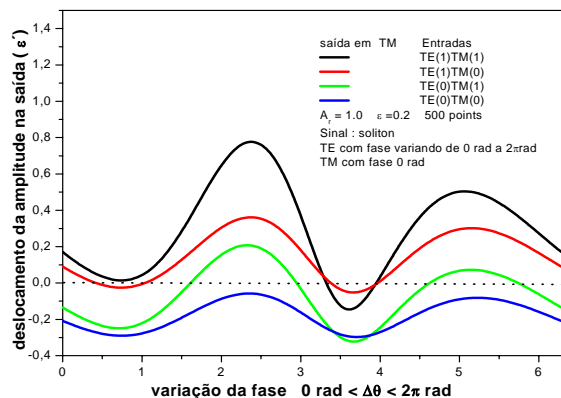


Figura 9

Os resultados obtidos para a porta AND podem ser resumidos na tabela abaixo:

Entrada A(TE) Porta A	Entrada B(TM) Porta B	Saída na porta (TE) Porta S = porta AND	$ \varepsilon $	Defasamento $\Delta\theta$ em TE
0	0	0	0.20	$5.28 \text{ rad} < \Delta\theta < 5.83 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
0	1	1	0.20	$5.28 \text{ rad} < \Delta\theta < 5.83 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
1	0	1	0.20	$5.28 \text{ rad} < \Delta\theta < 5.83 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
1	1	1	0.20	$5.28 \text{ rad} < \Delta\theta < 5.83 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)

**Tabela (2)- Tabela verdade para a porta lógica AND através da modulação PAM e da mudança de fase no modo TE com sinal soliton aplicado nas entradas.**

Os resultados obtidos para a porta OR podem ser resumidos na tabela abaixo:

Entrada A(TE) Porta A	Entrada B(TM) Porta B	Saída Porta OR (TE) Porta S	$ \varepsilon $	Defasamento $\Delta\theta$ em TE
0	0	0	0.20	$0.553 \text{ rad} < \Delta\theta < 1.65 \text{ rad}$ $3.36 \text{ rad} < \Delta\theta < 4.65 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
0	1	1	0.20	$0.553 \text{ rad} < \Delta\theta < 1.65 \text{ rad}$ $3.36 \text{ rad} < \Delta\theta < 4.65 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
1	0	1	0.20	$0.553 \text{ rad} < \Delta\theta < 1.65 \text{ rad}$ $3.36 \text{ rad} < \Delta\theta < 4.65 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)
1	1	1	0.20	$0.553 \text{ rad} < \Delta\theta < 1.65 \text{ rad}$ $3.36 \text{ rad} < \Delta\theta < 4.65 \text{ rad}$ (Na Entrada TE)

**Tabela (1)- Tabela verdade para a porta lógica OR através da modulação PAM e da mudança de fase no modo TE com sinal soliton aplicado nas entradas.**



Os resultados obtidos para a porta OR podem ser resumidos na tabela abaixo:

Entrada A(TE) Porta A	Entrada B(TM) Porta B	Saída Porta OR (TM) Porta S	$ \varepsilon $	Defasamento $\Delta\theta$ em TE
0	0	0	0.20	1.63 rad < $\Delta\theta$ < 2.92 rad (Na Entrada TE)
0	1	1	0.20	1.63 rad < $\Delta\theta$ < 2.92 rad (Na Entrada TE)
1	0	1	0.20	1.63 rad < $\Delta\theta$ < 2.92 rad (Na Entrada TE)
1	1	1	0.20	1.63 rad < $\Delta\theta$ < 2.92 rad (Na Entrada TE)

**Tabela (3)- Tabela verdade para a porta lógica OR através da modulação PAM e da mudança de fase no modo TE com sinal soliton aplicado nas entradas.**

Os resultados obtidos para a porta AND podem ser resumidos na tabela abaixo:

Entrada A(TE) Porta A	Entrada B(TM) Porta B	Saída na porta (TM) Porta S = porta AND	$ \varepsilon $	Defasamento $\Delta\theta$ em TE
0	0	0	0.20	0.48 rad < $\Delta\theta$ < 0.98 rad (Na Entrada TE)
0	1	1	0.20	0.48 rad < $\Delta\theta$ < 0.98 rad (Na Entrada TE)
1	0	1	0.20	0.48 rad < $\Delta\theta$ < 0.98 rad (Na Entrada TE)
1	1	1	0.20	0.48 rad < $\Delta\theta$ < 0.98 rad (Na Entrada TE)

**Tabela (4)- Tabela verdade para a porta lógica AND através da modulação PAM e da mudança de fase no modo TE com sinal soliton aplicado nas entradas.**

O fator de compressão temporal ( $C_T$ ) é definido como a razão da largura temporal ( $\tau_{2FWHM}$ ) do pulso na saída da porta, pela largura temporal ( $\tau_{0FWHM}$ ) do pulso na entrada da porta (YARIV,1994 ).

$$C_T = \frac{\tau_{2FWHM}}{\tau_{0FWHM}} \quad (1.22)$$

A Figura 2 mostra a energia do pulso, enquanto que a figura 3 mostra a intensidade. As Figuras 4 e 5 mostram os resultados da possível formação de portas lógicas com  $0 < \varepsilon < 1$ .

## 4 CONCLUSÕES

Segundo ilustrado nas Figuras 4 e 5, constata-se a impossibilidade de formação de portas lógicas. A Figura 6 mostra-nos a possível formação de porta lógica OU nos seguintes intervalos 0 radianos <  $\Delta\theta$  < 1,61 radianos e 3,19 radianos <  $\Delta\theta$  < 4,5 radianos obteremos porta OU na saída de TE ; 1,5 radianos <  $\Delta\theta$  < 3,0 radianos e 4,5 radianos <  $\Delta\theta$  < 6,17 radianos obteremos porta OU na saída de TM. Na figura 7 mostra-nos a possível formação de porta lógica OU nos seguintes intervalos 0.1 radianos <  $\Delta\theta$  < 1,61 radianos e 3,16 radianos <  $\Delta\theta$  < 4,5 radianos obteremos porta OU na saída de TM ; 1,7 radianos <  $\Delta\theta$  < 3,0 radianos e 4,68 radianos <  $\Delta\theta$  < 6,2 radianos obteremos porta OU na saída de TE. Para encontrarmos o ponto ótimo foi necessário escolhermos dois ponto de máximo relativos encontrados nos modos de TE e de TM obtidos na saída que foram 0,2 e 0,3, para a amplitude conforme as figuras 6 e 7 e observamos claramente que  $\varepsilon'$  será maior que zero ou equivalente ao bit 1 nas seguintes condições:  $1.4 \leq \theta \leq 2.0$  e  $4.3 \leq \theta \leq 4.8$ . O melhor resultado para formação da porta lógica “AND” e “OR” foi  $\varepsilon = 0.2$ , apresentando uma mudança de fase na entrada TE do AOTF (Figura 1), lembrando também que o dispositivo exerce a função de um multiplexador por divisão de comprimento de onda (WDM). Portanto, podemos utilizar este conhecimento para transmissão e recepção de dados codificados mediante modulação por amplitude de pulso (PAM).

## **REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

ABLOWITZ, M., J. e SEGUR, H., **Solitons and the inverse Scattering Transform**. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1991.

BOYCE, W., E. e DI PRIMA, R., C. **Equações Diferenciais Elementares e Problemas de Valores de Contorno**. LTC, 5ª Edição. Capítulo 8, 1994.

SOBRINHO, C., S., LIMA, J., L., ALMEIDA, S., E., F. e SOMBRA, A., S., B. **Picosecond Pulse Switching in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Loss**. Nonlinear Optics, Vol. 29(1), págs. 79-97, 2002.

YARIV, A., YEH, P. **Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation**. John Wiley & Sons. Capítulo 10, 1984.

YARIV, A., YEH, P. **Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation**. John Wiley & Sons. Capítulo 9, 1984.

YEH, P., YARIV, A. e HONG, C., S. **Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory**. J. Opt. Soc. Am. Vol. 67, páginas 423 a 437.