

Estudo do dispositivo não-linear formado com acopladores de fibra de cristal fotônico dual-core.

ARAÚJO, A. A. R., NETO, A. H. O., NASCIMENTO, J. C. e FRAGA, W. B.

Resumo— Este artigo apresenta o estudo de desempenho de um dispositivo totalmente óptico baseado em acopladores direcionais não-lineares baseados em fibra de cristal fotônico de núcleo duplo. Foi analisado o fator de transmissão de energia entre os guias de onda baseado em três principais fatores: potência de entrada, deslocamento de fase e comprimento dos acopladores. O estudo numérico utilizou o método de Runge-Kutta de quarta ordem para resolver o par de equações de modo acoplado considerando os efeitos não-lineares de automodulação de fase, modulação de fase cruzada, efeito Raman e auto-inclinação. Além dos efeitos lineares de dispersão de segunda e terceira ordem.

Palavras-Chave— fibra de cristal fotônico; acoplador direcional não-linear; transmissão de energia; comutação.

Abstract— This paper presents the study of performance of a all-optical device based on nonlinear directional couplers based on photonic crystal fiber dual-core. It analyzed the power transmission factor between the waveguides based on three main factors: input power, phase offset and length of the couplers. The numerical study used the Runge-Kutta fourth order to solve the pair of coupled mode equations considering the nonlinear effects of selfphase modulation, cross phase modulation, Raman intrapulse, selfsteepening. In addition to the linear effects of second and third order dispersion.

Keywords— photonic crystal fiber; nonlinear directional coupler; power transmission; switching.

I. INTRODUÇÃO

As fibras de cristal fotônico (PCF - do inglês *Photonic Crystal Fiber*) constituem uma categoria de fibras ópticas na qual sua seção transversal possui uma matriz regular de furos. Ela é formada pela combinação de materiais de baixo e alto índice de refração. A região do núcleo da PCF é composta por sílica não-dopada. Enquanto que a região de baixo índice de refração é composta por furos que se estendem ao longo de todo o seu comprimento. Devido a essas características as PCF têm sido aplicadas em importantes aplicações tais como controle de dispersão [1], operação de monomodo infinito [2], geração de supercontínuo [3] e desenvolvimento de portas lógicas totalmente óptica [4].

Estudos teóricos e experimentais vêm mostrando que as fibras de cristal fotônico de núcleo duplo usam duas regiões centrais acopladas para formar um acoplador óptico direcional [5], [6]. O acoplador direcional não-linear (NLDC - do inglês *nonlinear directional coupler*) são constituídos dessas PCF de núcleo duplo e tem atraído atenção considerável por causa de suas diversas possibilidades para comutação de energia óptica,

ARAÚJO, A. A. R., Curso de Sistemas de Informação, Centro Universitário Católica de Quixadá, Quixadá-CE, Brasil, E-mails: alana-raujo.eng@gmail.com. Este trabalho foi parcialmente financiado pelo Centro Universitário Católica de Quixadá.

roteamento e modulação de sinais ópticos através da interação não-linear na região acoplada, ou seja, entre os guias de onda [7], [8]. A Fig. 1 mostra a seção transversal da estrutura de uma fibra de cristal fotônico de núcleo duplo. Os núcleos são separados pela distância C , o espaço entre o centro dos furos é determinado por Λ , enquanto que d é a medida do diâmetro do furo.

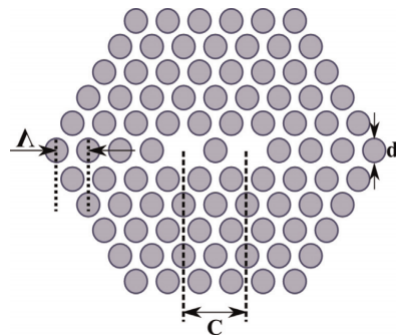


Fig. 1. Esquemático da seção transversal de uma fibra de cristal fotônico de núcleo duplo.[4]

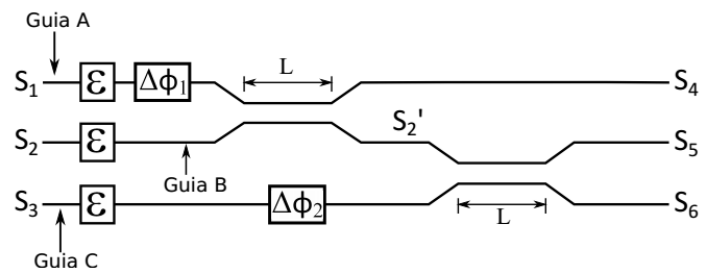


Fig. 2. Ilustração esquemática do dispositivo proposto. Um interferômetro constituído de fibra de cristal fotônico.

Neste artigo foi feita uma investigação numérica do comportamento do interferômetro mostrado na Fig. 2. Este dispositivo é composto pelo cascadeamento de dois acopladores não-lineares (NLDC) de fibra de cristal fotônico. Foi analisada a transmissão de energia entre os núcleos dos NLDC em dois cenários: o primeiro variando a potência de entrada e o comprimento de acoplamento (L); já o segundo e o terceiro cenários foram variadas a potência de entrada e as diferenças de fase $\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$, respectivamente.

Este trabalho está organizado da seguinte forma: a seção II apresenta um estudo analítico do par de equações de modo acoplado, efeitos lineares, efeitos não-lineares, além da transmissão de energia entre os guias de onda. A seção III mostra os

parâmetros utilizados no método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem. Já a seção IV explana os resultados adquiridos neste artigo e a seção V as conclusões do trabalho.

II. MODELO TEÓRICO

Neste estudo, para formar o dispositivo proposto na Fig 2. foi necessário cascatear dois acopladores não-lineares. O primeiro acoplador divide o sinal óptico que fora inserido na entrada S_1 em duas partes. Uma das partes será encaminhada para a saída S_4 enquanto que a outra encaminha-se para S'_2 . Então, o segundo acoplador realiza a interação do pulso que entra através da Guia C e de S'_2 . Note que os dois moduladores de fase ($\Delta\phi_1$ e $\Delta\phi_2$) atuam na entrada de cada NLDC-PCF. Por fim, os três pulsos ópticos serão roteados para as saídas S_4 , S_5 e S_6 . Entretanto, o dispositivo é formado por três guias de onda sendo três entradas, três saídas, três moduladores de amplitude (ε) e dois moduladores de fase.

A. Par de equações de modo acoplado

O par de equações de modo acoplado que governa a propagação de pulsos eletromagnéticos em um acoplador com alta não-linearidade e efeitos dispersivos de alta ordem é mostrada na Equação (1). Ela é baseada na equação não-linear de Schrödinger (NLSE). Então, para a propagação de um envelope em um acoplador direcional não-linear baseado em fibra de cristal fotônico (NLDC-PCF) e operando sem perdas (devido ao pequeno comprimento de propagação), nós temos

$$\begin{aligned} & i \frac{\partial a_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_1}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_1}{\partial t^4} + \\ & + \gamma (|a_1|^2 + \eta |a_2|^2) a_1 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_1|^2 a_1)}{\partial t} - \\ & - \gamma a_1 T_r \frac{\partial |a_1|^2}{\partial t} + \kappa_0 a_2 + i \kappa_1 \frac{\partial a_2}{\partial t} = 0 \\ & i \frac{\partial a_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 a_2}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 a_2}{\partial t^4} + \\ & + \gamma (|a_2|^2 + \eta |a_1|^2) a_2 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|a_2|^2 a_2)}{\partial t} - \\ & - \gamma a_2 T_r \frac{\partial |a_2|^2}{\partial t} + \kappa_0 a_1 + i \kappa_1 \frac{\partial a_1}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Na Equação (1) os pulsos inseridos no dispositivo tem formato de secante hiperbólica definido como $a(z, t) = a_0 \text{sech}(t)$. Onde z é a distância ao longo da fibra; t é a coordenada de tempo com referência ao tempo de deslocamento dos pulsos; a_1 e a_2 são os envelopes dos pulsos propagados nos dois núcleos, respectivamente; β_2 , β_3 e β_4 são a dispersão de velocidade de grupo (GVD), dispersão de terceira ordem (TOD) e a dispersão de quarta ordem, respectivamente; γ é o parâmetro de não-linearidade; γ/ω é o coeficiente que corresponde à automodulação de fase (SPM); η é uma pequena proporção que mede a importância relativa da modulação de fase cruzada (XPM) em relação à SPM; o termo de variação temporal próximo aos termos de SPM e XPM representa a auto-inclinação (onde ω é a frequência angular óptica); T_R é o coeficiente de espalhamento Raman; κ_0 é o coeficiente de acoplamento, e κ_1 é o coeficiente de acoplamento dispersivo

dado por $\kappa_1 = \partial\kappa_0/\partial\omega$. O coeficiente de dispersão de acoplamento κ_1 é a dependência do coeficiente de acoplamento com o comprimento de onda. Isto é equivalente à dispersão intermodal da estrutura composta de dois modos da fibra [9], [10], [11].

B. Estudo da não-linearidade

Os efeitos não-lineares surgem como uma resposta de um dielétrico a um pacote de luz. A sílica, material que constitui a fibra de cristal fotônico, não possui grandes não-linearidades. O que justifica a atuação desse tipo de efeito em PCF é a geometria do guia de onda, ou seja, quanto menor for a sua seção transversal, mais relevantes serão os efeitos não-lineares. A interação entre o campo eletromagnético e a matéria criam vibrações na rede de átomos que a constitui. Essas vibrações geram uma nova onda que podem deslocar o espectro do campo inserido em todas as direções, tanto no sentido de propagação como em sentido contrário.

A propagação em PCF de pulsos ultracurtos com largura temporal de 100 fs em altas potências torna relevante o estudo dos efeitos não-lineares de alta ordem como a Automodulação de Fase (SPM - *Self Phase Modulation*), a Modulação de Fase Cruzada (XPM - *Cross Phase Modulation*), a Auto-inclinação (SS - *Self-Steepening* e o *Intrapulse Raman Scattering*). Todos esses efeitos são provenientes do Efeito Kerr Óptico. Em que a dependência do índice de refração com a intensidade do campo incidente.

Tratando a sílica como um material homogêneo, a susceptibilidade de terceira ordem χ é tomada como o menor coeficiente a dar origem a uma forte dependência do coeficiente não-linear com o índice de refração do material [12]. A equação que representa o índice de refração não-linear em uma fibra de cristal fotônico é dada por [13]

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\eta_2}{A_{eff}} \quad (2)$$

onde A_{eff} é a área efetiva e λ é o comprimento de onda da luz. As características não-lineares assumidas neste trabalho permanecem constantes ao longo da propagação do pulso. Além disso, os efeitos de saturação não serão considerados [12]. De acordo com a Equação (2) é possível aumentar o parâmetro de não-linearidade diminuindo a área efetiva, ou seja, diminuindo o diâmetro do núcleo. Esta propriedade não é possível para fibras ópticas convencionais. Uma vez que estas fibras precisam de um diâmetro mínimo no núcleo para ter a abertura numérica (NA - do inglês *Numerical Aperture*) suficiente para confinar o modo. Em PCF constituídas de sílica e furos de ar, a área efetiva é dada por [13].

$$A_{eff} = \frac{\eta_2 \left[\iint E(x, y) \cdot E^*(x, y) dx dy \right]^2}{\iint \bar{\eta}_2(x, y) [E(x, y) \cdot E^*(x, y)]^2 dx dy}, \quad (3)$$

onde $E(x, y)$ é o campo elétrico transversal, $\bar{\eta}_2$ é o coeficiente não-linear do material na posição (x, y) . A não-linearidade efetiva de uma fibra de cristal fotônico de núcleo sólido foi demonstrada com $640 W^{-1} km^{-1}$ [14].

C. Estudo da dispersão

O fenômeno da dispersão ocorre na propagação de campos eletromagnéticos em meios materiais causando-lhes espalhamento. A dispersão cromática em fibras ópticas é o resultado de duas partes, a dispersão material e a dispersão de guia de onda. A dispersão material está relacionada com a dependência do índice de refração com o guia de onda. Por outro lado, a dispersão de guia de onda depende da geometria do guia e pode ser ajustado com o controle do raio do núcleo e pela contraste do índice de refração da casca e do núcleo. Nas fibras de cristal fotônico a dispersão de guia de onda é influenciado por fatores como o diâmetro do furo d e o espaçamento entre os furos Λ . A dispersão em PCF pode ser melhor estudada com diversas aplicações específicas em [15]. A definição do coeficiente de dispersão é dado por [16]

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \eta_{eff}(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (4)$$

onde β_2 é a dispersão de velocidade de grupo, $\eta_{eff}(x, y) \beta[\lambda, \eta_m(\lambda)] \kappa_0$ é o índice de refração efetivo, β é a constante de propagação, $\kappa_0 = 2\pi/\lambda$ é o número de onda no espaço livre e $\eta_m(\lambda)$ é a dispersão cromática do material. A Equação (4) apresenta que a dispersão da fibra é determinada por dois tipos, β e λ . O primeiro tipo é originado pela dependência direta da constante de propagação com o comprimento de onda (λ). Nas PCF, esta dispersão é produzida pela distribuição geométrica do índice de refração $\eta_g(\lambda)$ que determina a relação de dispersão do modo guiado. Ela é chamada de dispersão geométrica

$$D_g = -\left(\frac{\lambda}{c}\right) \frac{d^2 \eta_g(\lambda)}{d\lambda^2}.$$

A dispersão material, outra parte da dispersão cromática, tem origem com dependência indireta da constante de propagação β com λ . A dispersão material é definida como

$$D_m = -\left(\frac{\lambda}{c}\right) \frac{d^2 \eta_m(\lambda)}{d\lambda^2}.$$

Dessa forma, a dispersão total D é definida como a soma da dispersão de guia de onda, D_g com a dispersão material D_m [17]

$$D \approx D_g + D_m. \quad (5)$$

D. Potência crítica e transmissão de energia

O NLDC é constituído por dois guias de onda com núcleos bastante próximos. A potência óptica trocada está relacionada com a potência crítica, P_C . Para o NLDC-PCF a potência crítica é dado por

$$P_C = \frac{A_{eff} \lambda}{n_{NL} L_C} \quad (6)$$

onde A_{eff} é a área efetiva da seção transversal do guia de onda; λ é o comprimento de onda; n_{NL} é o índice de refração não-linear e L_C é o comprimento do acoplador necessário para a transferência completa de energia de um guia para o outro.

O fator de transmissão de energia entre os guias de onda é influenciado pelos seguintes parâmetros: potência do pulso,

comprimento do acoplador e o deslocamento de fase. A transmissão é definida como função do sinal de entrada e é dada por

$$T_k = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |S_k(Z, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |S_1(0, t)|^2 dt}, \quad (7)$$

onde $S_k(Z, t)$ são os sinais de saída ($k = 4, 5, 6$) em que o sinal $S_1(0, T)$ é inserido na porta S_1 . O parâmetro T_k é uma relação entre a energia do sinal de entrada e a energia do sinal de saída (S_4, S_5 e S_6). Portanto, será analisado na escala de 0 a 1 quanto de energia estará emergindo nas portas portas de saída em proporção à quantidade de energia inserida na porta S_1 .

III. ESTUDO NUMÉRICO

De acordo com o par de equações de modo acoplado apresentado na Equação (1) a janela de referência se move com a velocidade de grupo (v_g), então o tempo é $t = t' - \frac{z}{v_g}$ [9]. Foi usada a propagação de soliton fundamental, ou seja, soliton de primeira ordem. Dessa forma, o comprimento de não-linearidade é igual ao comprimento de dispersão ($L_{NL} = L_D$). A largura temporal do pulso (TFWHM - do inglês *full temporal width at half maximum*) do pulso de entrada é $\Delta t = 100$ fs. A dispersão de quarta ordem foi negligenciada e o sistema operou em regime sem perdas devido ao pequeno comprimento de propagação.

O estudo partiu da análise de um acoplador constituído de uma PCF *dual core* de sílica com o diâmetro dos furos de ar $d = 2 \mu m$, distância entre os furos $\Lambda = d/0,9$, distância entre os núcleos $C = 2\Lambda$, comprimento de acoplamento $L_C = 1,8$ cm, comprimento de onda na região de $\lambda = 1,55 \mu m$ e uma área efetiva $A_{eff} = 41 \mu m^2$. Os parâmetros correspondentes para o par de equações de modo acoplado são $\beta_2 = -47 ps^2/km$, $\beta_3 = 0,1 ps^3/km$, $\gamma = 3 \times 10^{-3} Wm^{-1}$ e $\gamma/\omega = 2,6 \times 10^{-18} s/Wm$ [9]. A amplitude é definida como $\sqrt{P_{in}}$ (onde P_{in} é a potência de pico do pulso de entrada) e o cascadeamento dos acopladores é resolvido numericamente a partir do par de equações de modo acoplado utilizando o método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem. A potência crítica é $P_C = 109$ KW e a potência de pico para a propagação do *soliton* de primeira ordem é $P_0 = 4,56$ KW.

IV. RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nós investigamos a performance do dispositivo mostrado na Fig. 2. O sistema é composto por dois NLDC-PCF, três moduladores de amplitude (PAM-ASK) e dois moduladores de fase.

Analisando a Fig. 3 é possível verificar que as curvas de transmissão mudam de acordo com o comprimento dos acopladores como uma função da potência de entrada. Para realizar este estudo foi aplicado um pulso óptico na entrada S_1 . Em seguida foram analisadas as saídas S_4, S_5 e S_6 . Neste experimento os controles de fase foram fixados ($\Delta\phi_1 = 0$ e $\Delta\phi_2 = 0$) e potência dos pulsos de entrada foi variada, $4,56 kW < P_{in} < 327,0 kW$. As três simulações

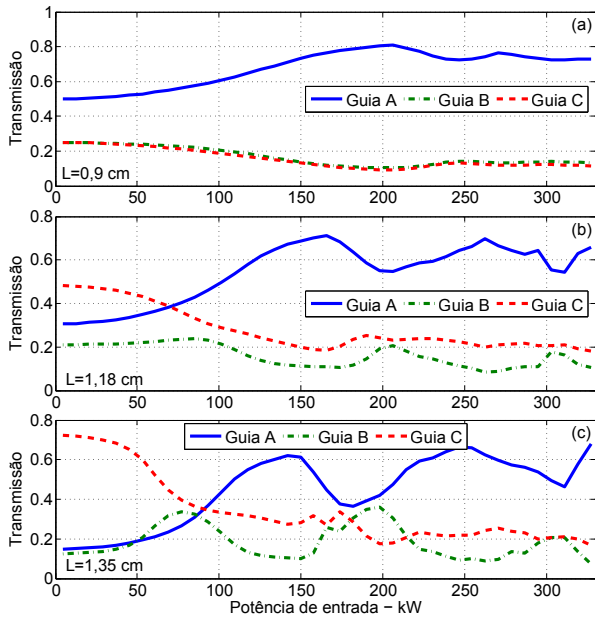


Fig. 3. Transmissão de energia entre os guias A, B e C do interferômetro como uma função da potência de entrada. Os ajustes de fase foram fixados em $\Delta\phi_1 = \Delta\phi_2 = 0$ nas três simulações. O comprimento do par de acopladores é $L = 0,9 \text{ cm}$ (a), $L = 1,18 \text{ cm}$ (b) e $L = 1,35 \text{ cm}$ (c)

foram efetuadas com diferentes comprimentos de acoplador ($L = 0,9 \text{ cm}$, $L = 1,18 \text{ cm}$ e $L = 1,35 \text{ cm}$). A Fig. 3 (a) mostra as transmissões dos guias A, B e C em que $L = 0,9 \text{ cm}$. Quando a potência de entrada é $5,564 \text{ kW}$ têm-se a transmissão no Guia A = $0,5004$, Guia B = $0,251$ e no Guia C = $0,2486$. Isso mostra que há conservação de energia uma vez que a soma da energia que emerge nos três guias é 1. De acordo com o aumento da energia inserida na entrada o pulso tende a se transmitir menos para outro guia de onda. O valor máximo de energia no Guia A é $0,8115$ quando a potência inserida é $206,2 \text{ kW}$. Em Fig. 3 (b), as curvas de transmissão entre o Guia A, Guia B e Guia C são mostradas para $L = 1,18 \text{ cm}$. Neste experimento a energia emergida na saída dos três guias de onda é diferente do que se encontrou na Fig. 3 (a). Quando a potência de entrada é $4,564 \text{ kW}$ foram obtidos $0,3061$, $0,2107$ e $0,4833$, para os guias A, B, e C, respectivamente. Perceba que para este comprimento de acoplador, quando a potência de entrada é menor que $69,1 \text{ kW}$, a maior porção de energia sai do interferômetro por meio do Guia C. O valor de pico da Fig. 3 (b) é quando a energia de saída no Guia A está em $0,7106$. Este valor é adquirido para uma potência de entrada de $165,9 \text{ kW}$. Em Fig. 3 (c) foram utilizados dois acopladores com comprimento $L = 1,35 \text{ cm}$. Note que para uma potência de entrada de $4,564 \text{ kW}$ já é possível encontrar o pico de energia em uma das saídas para este experimento. A saída do Guia B apresenta $72,5\%$ de toda a energia inserida. Já o Guia A e o Guia C possuem $14,93\%$ e $12,57\%$, respectivamente. Porém, quando a potência de entrada ultrapassa $93,3 \text{ kW}$ o Guia A passa a emergir maior parte da energia.

Na Fig. 4 é possível verificar que as curvas de transmissão também variam de acordo com a diferença de fase aplicada entre os guias do NLDC-PCF como uma função da potência

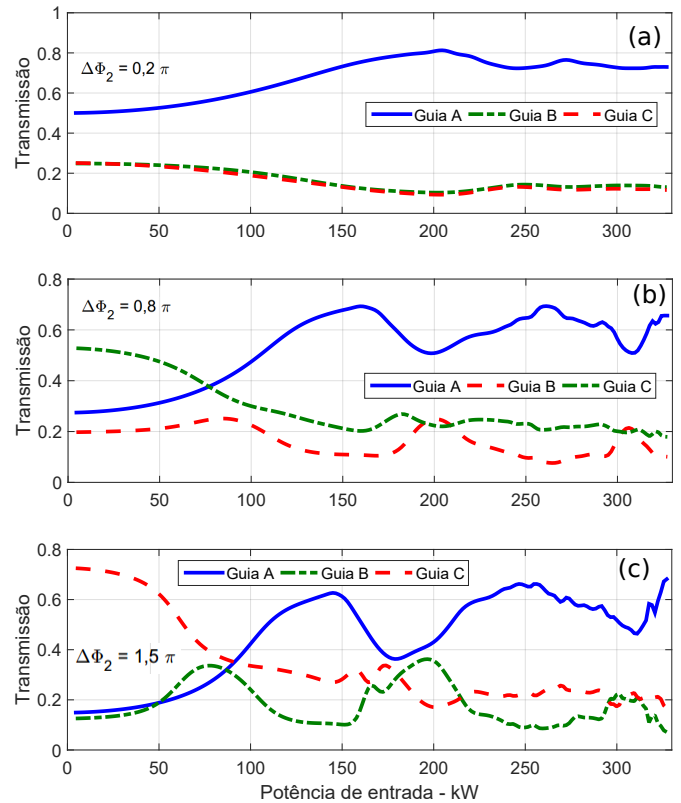


Fig. 4. Transmissão de energia entre os guias A, B e C do interferômetro como uma função da potência de entrada. O ajuste de fase foi fixado em $\Delta\phi_1 = 0$ e $\Delta\phi_2 = 0,2\pi$ (a), $\Delta\phi_2 = 0,8\pi$ (b), e $\Delta\phi_2 = 1,5\pi$ (c). O comprimento do par de acopladores foi fixado em $L = 1,18 \text{ cm}$

de entrada. Para realizar este estudo foi aplicado um pulso óptico na entrada S_1 . Em seguida foram analisadas as saídas S_4 , S_5 e S_6 . Neste experimento foi considerado uma variação de $\Delta\phi_2$ e a potência dos pulsos de entrada foi aplicada no intervalo $4,56 \text{ kW} < P_{in} < 327,0 \text{ kW}$. As três simulações foram efetuadas com diferentes comprimentos de acoplador. A Fig. 4 (a) mostra as transmissões dos guias A, B e C em que $\Delta\phi_2 = 0,2\pi$. A energia emergida nas saídas S_5 e S_6 são bastante semelhante ao longo de todas as potências de entrada. Enquanto que a saída S_4 sempre contém maior potência. Analisando a Fig. 4 (b) nota-se que quando a potência inserida é menor que $77,17 \text{ kW}$ a porta S_6 emerge a maior concentração de energia. A saída S_5 emerge potência maior que S_6 apenas quando $P_{in} = 200 \text{ kW}$ e $P_{in} = 306 \text{ kW}$. Em Fig. 4 quando $P_{in} > 91,70 \text{ kW}$ o guia A passa a emergir a maior parte da energia.

V. CONCLUSÕES

Este artigo apresentou um estudo numérico da propagação e comutação de sinais ópticos no dispositivo da Fig. 2 constituído de acopladores direcionais não-lineares baseados em fibra de cristal fotônico. Foi explorado o potencial do dispositivo operando com *soliton* fundamental de largura temporal em 100 fs , atuando com a influência dos efeitos lineares e não-lineares de alta ordem.

Analisamos o fator de transmissão avaliando dois cenários. O primeiro variando o comprimento do acoplador e o segundo

variando a o modulador de fase $\Delta\phi_2$, ambos em função da potência inserida na porta S_1 . Os resultados apresentados aqui abrem uma perspectiva de uma aplicação do dispositivo para o processamento de sinal totalmente óptico. A variação de energia pode ser associada com a definição de um sinal binário a partir de um modulador de sinal ASK (ε).

AGRADECIMENTOS

Este trabalho tem o apoio do Centro Universitário Católica de Quixadá, do Instituto Federal de Educação do Ceará e da Universidade Federal do Ceará.

REFERÊNCIAS

- [1] J.C. Knight, *Photonic crystal fibres*, Nature 424, (2003), 847-851.
- [2] D.V. Skryabin, F. Luan, J.C. Knight, and P.S. Russell, *Soliton self-frequency shift cancellation in photonic crystal fibers*, Science 301, (2003), 1705-1708.
- [3] J. Herrmann, U. Griebner, N. Zhavoronkov, A. Husakou, D. Nickel, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russell, G. Korn, *Experimental Evidence for Supercontinuum Generation by Fission of Higher-Order Solitons in Photonic Fibers*, in: Summaries of Papers Presented at the Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2002. QELS'02. Technical Digest, IEEE, Long Beach, CA, 2002, pp. 165-166.
- [4] Araujo, A., Oliveira, A., Martins, F., Coelho, A., Fraga, W., Nascimento, J., *Two all optical logic gates in a single photonic interferometer*. Optics Communications, 355, (2015) 485-491.
- [5] J. Menezes, W. de Fraga, G. Guimarães, A. Ferreira, H. Rocha, M. Da Silva, A. Sombra, *Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers*, Optics Communications, 276 (1), (2007), 107-115.
- [6] B. H. Lee, J. B. Eom, J. Kim, D. S. Moon, U.-C. Paek, and G. H. Yang, *Photonic crystal fiber coupler*, Optics Letters, 27, (2002), 812-814.
- [7] W. Fraga, J. Menezes, M. Da Silva, C. Sobrinho, A. Sombra, *All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler*, Optics Communications, 262 (1), (2006), 32-37.
- [8] Q. Lai, M. Lanker, W. Hunziker, H. Melchior, *Tunable wave length selection switch and multiplexer/demultiplexer based on asymmetric silica-on-silicon Mach-Zehnder interferometer*, Electron. Lett. 34 (3) (1998) 266-267.
- [9] M. Liu, K. S. Chiang, *Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two-core photonic crystal fiber*, Appl. Phys. B98 (4) (2010) 815-820.
- [10] W. Shin, Y. L. Lee, B. A. Yu, Y. C. Noh, T. J. Ahn, *Highly sensitive strain and bending sensor based on inline fiber Mach-Zehnder interferometer in solid core large mode area photonic crystal fiber*, Opt. Commun. 283 (10) (2010) 2097-2101.
- [11] K. S. Chiang, *Propagation of short optical pulses in directional coupler with Kerr nonlinearity*, J. Opt. Soc. Am. B14 (6) (1997) 1437-1443.
- [12] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, third edition edition, 2001.
- [13] P. I. Chiang, X. Sang and C. Yu., *Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications*. Optical and Quantum Electronics, 37: 965 - 994 (2005).
- [14] A. Kumar, A.K. Sarma, *Femtosecond-soliton switching in a three-core coupler*, Jpn. J. Appl. Phys. 44 (12R) (2005) 8498.
- [15] T. Hasegawa K. Saitoh, M. Koshiba and E. Sasaoka. *Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: Application to ultra-flattened dispersion*. Optics Express, 11:843-852, (2003)
- [16] P. I. Chiang X. Sang and C. Yu. *Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications*. Optical and Quantum Electronics, 37: 965-994, (2005).
- [17] J. J. Miret A. Ferrando, E. Silvestre and P. Andres. *Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers*. Optics Letters, 25:790-792, (2000).