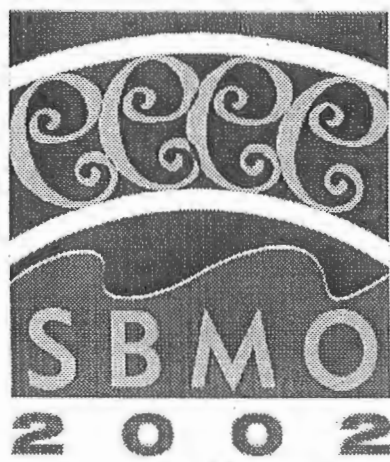




X Simpósio Brasileiro
de Microondas
e Optoeletrônica

12 a 16 de agosto Mar Hotel

Microondas e Optoeletrônica: Evolução, Tendências e Perspectivas

PROMOÇÃO

Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletrônica

REALIZAÇÃO

Grupo de Fotônica
Dep. de Eletrônica e Sistemas
Universidade Federal de Pernambuco

EDITORES

Eduardo Fontana
Antonio Jeronimo Belfort de Oliveira

Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletrônica

Campus do Instituto Mauá de Tecnologia - IMT
Praça Mauá I, São Caetano do Sul - São Paulo 09.580-900
Tel/Fax.: +5511-42388988
E-mail: sbmo@netabc.com.br
<http://www.ufpa.br/sbmo>

Grupo de Fotônica, Dep. de Eletrônica e Sistemas Universidade Federal de Pernambuco

Rua Acadêmico Hélio Ramos s/n
Cidade Universitária, Recife - Pernambuco 50.740-530
Tel/Fax: +5581-32718995
E-mail: fotonica@npd.ufpe.br
<http://www.fotonica.ufpe.br>

Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica. 10. : S612a 2002, Recife.

Anais / X Simpósio Brasileiro de Microondas e
Optoeletrônica, Recife, 12-16 de agosto de 2002 ; editado
por Eduardo Fontana e Antonio Jeronimo Belfort
de Oliveira. – Recife : Sociedade Brasileira de Microondas
e Optoeletrônica, 2002.
758 p.

1. Microondas (Engenharia eletrônica) – Congressos.
2. Optoeletrônica – Congressos. – I. Fontana, Eduardo, ed. -
II. Oliveira, Antonio Jerônimo Belfort de, ed. - III. Título.

621.3813 - CDD 21.ed.
621.38152 - CDD 21.ed.

UFPE-CTG /2002

Recife, Pernambuco, Brasil
12 de agosto de 2002

ST16 - MATERIAIS ÓPTICOS

Terça-feira, 13/08/02

Salão Manuel Bandeira II

Coordenador: João Tavares Pinho

**ST16.1 All-Optical Deflection Induced by Cross-Phase Modulation
16:40h in Solutions of Beta-Carotene with CW Lasers**

Gerson Silva Paiva, Bruno Moura Cavalcanti, Frederico Dias Nunes

**ST16.2 Low-cost Polymeric Microlenses Array Fabricated by
17:00h Silicon Wet-etch Micromachining and Polymer Spin Casting**

Antonio Carlos dos Santos Arruda, Giuseppe A. Cirino, Ronaldo Domingues Mansano, Patrick Verdonck, Luiz Gonçalves Neto, Ronaldo Ruas

ST16.3 Optical Properties of L-Threonine Crystals

17:20h *J. J. Rodrigues Jr., L. Misoguti, F. D. Nunes, C. R. Mendonça, S. C. Zilio*

**ST16.4 Projeto de um Dispositivo Híbrido Chave-Isolador Óptico
17:40h Utilizando o Método FD-BPM de Ângulo Largo**

Licinius Dimitri Sá de Alcantara, Fernando L. Texeira, Amílcar Careli César, Ben-Hur Viana Borges

**ST16.5 Lasers de Neodímio em Cristais Mistos de LuYLF e
18:00h GdYLF, Bombeados por Diodo de 20 Watt**

Niklaus Ursus Wetter, Izilda Márcia Ranieri, Paulo Sergio Fabris de Matos, Lilia Coronato Courrol, Spero Penha Morato, Nilson Dias Vieira Jr.

Projeto de um Dispositivo Híbrido Chave-Isolador Óptico Utilizando o Método FD-BPM de Ângulo Largo

Licinius D. S. Alcantara*, Fernando L. Teixeira*, Amílcar C. Cesar* e Ben-Hur V. Borges*

A 347-P

Resumo — O projeto de um novo dispositivo óptico capaz de operar simultaneamente como chaveador e isolador óptico é apresentado neste artigo. Este projeto foi possível com o auxílio do método de propagação de feixe baseado em diferenças finitas (FD-BPM) de ângulo largo. Este método foi desenvolvido com o objetivo de investigar simultaneamente estruturas constituídas por materiais não-lineares e anisotrópicos. Os resultados demonstram que o dispositivo proposto é uma ótima alternativa para futuras aplicações em sistemas de comunicações ópticas por acumular as funções de dois dispositivos distintos.

Palavras Chaves — método FD-BPM, material não-linear, material anisotrópico, modos TM, dispositivos ópticos integrados.

1. INTRODUÇÃO

A crescente demanda por um maior volume de informações transportado pelos sistemas de comunicações atuais vem exigindo o desenvolvimento de componentes ópticos cada vez mais sofisticados. Esse avanço passa, necessariamente, pelo projeto de dispositivos ópticos tais como lasers, moduladores, isoladores ópticos, filtros, chaves ópticas, etc. Em sua grande maioria, esses dispositivos estão disponíveis individualmente. A utilização desses dispositivos ao longo de um enlace de comunicações pode, muitas vezes, introduzir uma perda considerável de inserção. Portanto, o projeto de dispositivos ópticos que incorporem funções antes desempenhadas pela associação de dois ou mais desses dispositivos permitirá um considerável aumento na eficiência dos sistemas ópticos, com uma consequente redução nos custos de implantação e manutenção. Uma forma de projetar dispositivos com características híbridas, ou seja, capazes de desempenhar mais de uma função simultaneamente, pode ser conseguida por meio da combinação de materiais com propriedades ópticas distintas. Um bom exemplo é a combinação de materiais não-lineares e anisotrópicos em um mesmo dispositivo.

A idéia de combinar material anisotrópico e não-linear em um mesmo dispositivo foi proposta originalmente por Gnia-

dek [1], o qual desenvolveu uma relação de dispersão para um guia não-linear e magnetoóptico de três camadas. Com isso, foi possível analisar as propriedades de isolamento e chaveamento óptico da estrutura em função da potência óptica de excitação. Técnicas mais elaboradas de análise, tais como o FDTD [2] e FD-BPM [3], foram então introduzidas na literatura com o objetivo de investigar geometrias mais sofisticadas para esses dispositivos.

Um novo dispositivo capaz de desempenhar as funções de um chaveador e isolador óptico simultaneamente é proposto neste trabalho. Este dispositivo foi projetado para modos com polarização TM e é, basicamente, um acoplador direcional, no qual a transferência de energia entre os guias é controlada pela densidade de potência óptica aplicada em sua entrada. A este aspecto foi adicionado o fenômeno da não-reciprocidade, proporcionando a característica híbrida ao dispositivo, que será descrita em detalhes nas próximas seções. A análise da estrutura é feita com o auxílio do formalismo FD-BPM de ângulo largo, o qual é detalhado em [3]. Este formalismo possui a grande vantagem de poder considerar qualquer mecanismo de não-linearidade, além de permitir variações longitudinais do índice de refração.

A próxima seção deste trabalho descreve o procedimento resumido para o desenvolvimento da formulação FD-BPM a partir da equação de onda. A Seção III expõe o procedimento proposto ao projeto do dispositivo chave-isolador óptico. A Seção IV ilustra os resultados obtidos para a estrutura híbrida. Finalmente, a Seção V apresenta as principais conclusões.

II. METODOLOGIA

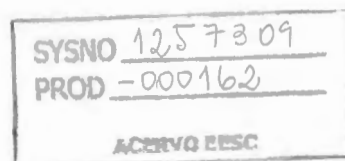
Em meios magnetoópticos, a anisotropia é induzida pela presença de um campo magnetostático (H_{DC}) que, quando convenientemente orientado, torna possível separar as soluções da equação de Maxwell em modos TE e TM. Dependendo da orientação escolhida para o campo H_{DC} , o efeito de não-reciprocidade será observado apenas para modos TM. Em se tratando de meios não-lineares, a análise de modos TM é muito mais complexa se comparada à de modos TE. Adicionalmente, os mecanismos de não-linearidade não vinham sendo considerados de forma ampla na literatura, que usualmente limitava-se à análise do mecanismo que proporciona o formalismo mais simples. Todas estas limitações foram devidamente levadas em consideração no formalismo proposto em [3].

Este trabalho é financiado pela FAPESP Processos No. 00/06304-1, 97/12996-9, e CNPq Processo No. RD-300834/97-7.

* Escola de Engenharia Elétrica da USP, São Carlos, SP, Depto. de Engenharia Elétrica, Av. Dr. Carlos Botelho, 1465, 13560-250 São Carlos, SP, Brasil. Fone: +55 - 16 - 273 - 9363, Fax: +55 - 16 - 273 - 9372, e-mail: benhur@sel.escsc.usp.br.

* Department of Electrical Engineering and ElectroScience Laboratory, The Ohio State University, 1320 Kinnear Rd., Columbus, OH, 43212, USA.

1257309
290802



Nesta seção será feita uma apresentação básica do formalismo utilizado, uma vez que o mesmo já foi devidamente tratado em [3]. A equação de onda para modos TM (componentes H_y , E_x e E_z) e configuração bidimensional (plano xz) pode ser generalizada de modo a abranger materiais lineares, não-lineares e anisotrópicos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \mu_0 \frac{\partial^2 H_y}{\partial t^2} = & \xi_{xx} \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \left(\frac{\partial \xi_{xx}}{\partial z} + \frac{\partial \xi_{xz}}{\partial x} \right) \frac{\partial H_y}{\partial z} + \\ & \xi_{zz} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial \xi_{zz}}{\partial x} - \frac{\partial \xi_{xz}}{\partial z} \right) \frac{\partial H_y}{\partial x}, \end{aligned} \tag{1}$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo. Devido à sua importância, os parâmetros ξ_{uv} ($u,v=x$ ou z) serão detalhadamente comentados ainda nesta seção.

Supondo que a componente H_y pode ser escrita na forma $H_y(x,z,t) = \Psi(x,z)e^{j(\omega t - n_0 k_0 z)}$, onde k_0 é a constante de propagação no espaço livre e n_0 é o índice efetivo de referência, então (1) torna-se

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - 2j\zeta \frac{\partial \Psi}{\partial z} + P\Psi = 0, \tag{2}$$

onde

$$\zeta = \kappa + \frac{j}{2} \left(\frac{\partial \ln \xi_{xx}}{\partial z} + \frac{1}{\xi_{xx}} \frac{\partial \xi_{xz}}{\partial x} \right), \tag{3}$$

$$\begin{aligned} P = & \frac{\xi_{zz}}{\xi_{xx}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{\xi_{xx}} \left(\frac{\partial \xi_{zz}}{\partial x} - \frac{\partial \xi_{xz}}{\partial z} \right) \frac{\partial}{\partial x} - \\ & j\kappa \left(\frac{\partial \ln \xi_{xx}}{\partial z} + \frac{1}{\xi_{xx}} \frac{\partial \xi_{xz}}{\partial x} \right) + \frac{\omega^2 \mu_0}{\xi_{xx}} - \kappa^2, \end{aligned} \tag{4}$$

com $\kappa = k_0 n_0$.

A Equação (2) pode ser facilmente decomposta em duas equações independentes isolando suas soluções em função da direção de propagação. Para a direção $+z$, obtém-se

$$\frac{\partial \Psi}{\partial z} = -j \left(\sqrt{P + \zeta^2} - \zeta \right) \Psi. \tag{5}$$

Para resolver o radical existente em (5) são utilizados os aproximantes de Padé de ordem (1,1) [4]. A expansão de (5) em diferenças finitas é descrita em [3]. A TABELA I mostra as expressões para ξ_{uv} em cada meio envolvido.

Foi considerado que o campo magnetostático (H_{DC}) está aplicado ao longo da direção y , o que resulta na seguinte expressão para a permissividade do meio magnetoóptico

$$\overline{\overline{\epsilon}}^{nr} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & j\delta \\ 0 & n_z^2 & 0 \\ -j\delta & 0 & n_y^2 \end{bmatrix}, \tag{6}$$

onde δ é a constante magnetoóptica.

Em relação ao meio não-linear descrito na TABELA I, γ é um coeficiente que depende do mecanismo de não-linearidade [5], ou seja, $\gamma = 1$ para efeitos térmicos ou eletrostrição, $\gamma = 1/3$ para distorção eletrônica e $\gamma = -1/2$ para orientação molecular. O parâmetro ϵ_c^{nl} é a permissividade estática relativa do material não-linear. α é o coeficiente não-linear dado por $\alpha = \epsilon_c^{nl} n_{2s} c \epsilon_0$, onde c é a velocidade da luz no vácuo e $n_{2s} = 10^{-9} \text{ m}^2/\text{W}$ (meio focalizador) [6].

Conforme mostrado na TABELA I, as expressões para o tensor permissividade na região não-linear dependem da intensidade de campo. Isto requer a adoção de um procedimento iterativo para a convergência do campo elétrico e a distribuição de permissividade elétrica em $z=(m+1)\delta z$ quando a região não-linear é envolvida [3].

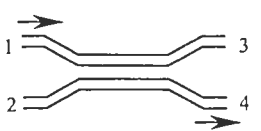
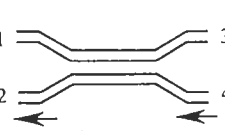
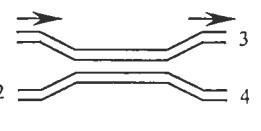
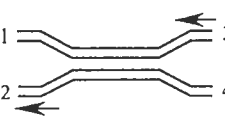
TABELA I – Elementos da matriz permissividade inversa.

	Isotrópico	Magnetoóptico	Não-linear
ξ_{xx}	$\frac{1}{\epsilon_0 n^2}$	$\frac{1}{\epsilon_0 \frac{n_x^2}{n_z^2} n_z^2 - \delta^2}$	$\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{xx}^{nl}} = \frac{1}{\epsilon_0 \left[\epsilon_c^{nl} + \alpha \left(E_x ^2 + \gamma E_z ^2 \right) \right]}$
ξ_{zz}	$\frac{1}{\epsilon_0 n^2}$	$\frac{1}{\epsilon_0 \frac{n_z^2}{n_x^2} n_x^2 - \delta^2}$	$\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_{zz}^{nl}} = \frac{1}{\epsilon_0 \left[\epsilon_c^{nl} + \alpha \left(\gamma E_z ^2 + E_x ^2 \right) \right]}$
ξ_{xz}	0	$-\frac{j\delta}{\epsilon_0 \frac{n_x^2}{n_z^2} n_z^2 - \delta^2}$	0

III. APLICAÇÃO

O formalismo numérico apresentado na seção anterior é agora empregado na análise de um acoplador direcional constituído de três tipos de materiais diferentes, ou seja: linear, não-linear e magnetoóptico. O perfil da estrutura é ilustrado na TABELA II juntamente com o comportamento esperado para o fluxo de potência óptica (setas). Os números de 1 a 4 identificam as portas de entrada/saída.

TABELA II – Requisitos do projeto.

	Propagação +z	Propagação -z
Baixa densidade de potência (P_1)		
Alta densidade de potência (P_2)		

O que se pretende com este dispositivo é utilizar a propriedade não-linear do acoplador a ser projetado para proporcionar um chaveamento sempre que houver um aumento da densidade de potência de entrada (de P_1 para P_2). Ao mesmo tempo, a porta onde se encontra a excitação deve estar isolada de qualquer reflexão que por ventura ocorra nas portas de

saída. Este comportamento evita que a luz refletida na saída seja novamente acoplada na porta de entrada. Caso contrário, poderá haver um desvio (indesejável) de frequência (chirping) no laser. Por exemplo, no caso de potência baixa (P_1) e propagação no sentido $+z$, a potência é excitada na porta 1 e deixa o dispositivo via porta 4. Em caso de reflexão (propagação $-z$), a potência refletida retorna pela porta 2, proporcionando o isolamento da porta 1.

Por se tratar de um acoplador direcional, o projeto da estrutura deve levar a condição de casamento de fase entre os guias A e B de modo a permitir máxima transferência de potência entre ambos para uma dada condição. Isto exige que os guias A e B sejam projetados considerando um isolado do outro (separados de uma distância infinita). Portanto, o projeto do acoplador deve ser realizado em duas etapas.

Inicialmente foram adotadas as características físicas e geométricas, índices de refração e espessuras, como mostrado na Fig. 1. O índice de refração do núcleo do guia B (n_4) deverá ser definido em função das características de guiamento do guia A. Sendo assim, o índice de refração do núcleo do guia A (n_3) foi escolhido ligeiramente inferior ao índice da camada 1 (n_1) para proporcionar uma maior interação do modo guiado com o meio magnetoóptico. Isto permite uma maior diferença de fase na inversão do sentido de propagação. Com o guia A já especificado e considerado isolado do guia B, o próximo passo foi utilizar o próprio FD-BPM na obtenção do índice efetivo do modo guiado. Lembrar que o guia B deverá ser projetado de modo a produzir o mesmo índice efetivo do guia A, se uma máxima transferência de potência é desejada em um determinado sentido. Consequentemente, devido à não reciprocidade do Guia A, os guias estarão automaticamente descasados para a propagação no sentido oposto. Os detalhes da discretização utilizada, bem como o tamanho da janela computacional são descritos na próxima seção.

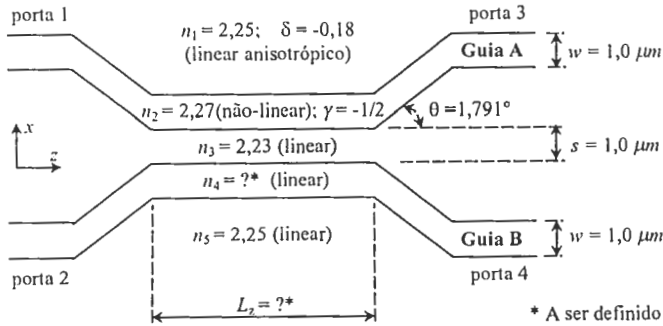


Fig. 1. Esboço inicial do dispositivo. O comprimento de onda é $\lambda = 1,32 \mu\text{m}$.

Primeiramente a densidade de potência óptica de excitação P_1 deve ser ajustada para 1 mW/mm de modo que a região não-linear não produza nenhum efeito no guiamento modal. Assim, foram realizadas medidas de índice efetivo para uma distância longitudinal de $250 \mu\text{m}$. O índice efetivo computado para o guia não-linear e não-recíproco isolado (guia A) foi $neff^+(P_1) = 2,2552641$ para o sentido $+z$ e $neff^-(P_1) = 2,2514585$ para o sentido $-z$.

Uma vez conhecido o índice efetivo do guia A, o próximo passo é projetar o guia linear e recíproco (guia B) de modo

que seu índice efetivo seja o mais próximo possível de $neff^+(P_1)$. Esta condição permite que toda energia do guia A seja transferida para o guia B (veja a condição para baixa densidade de potência (P_1) ilustrada na TABELA II). Fazendo $n_4 = 2,2737$, a relação de dispersão para o guia linear e recíproco de três camadas fornece $neff_B = 2,2552323 \approx neff^+(P_1)$.

Retornando ao guia A isolado, é sabido que o índice de refração dependente da intensidade de campo na região não-linear provoca o aumento do índice efetivo com a potência óptica. O que se pretende é estimar a potência P_2 que proporcione o casamento de fase com o guia linear no sentido $-z$, ou seja, $neff^-(P_2) \approx neff_B \approx neff^+(P_1)$. Consequentemente, isto deverá provocar um descasamento de fase modal entre os guias no sentido $+z$, garantindo o funcionamento em P_2 mostrado na TABELA II. A Fig. 2 ilustra a variação do índice efetivo modal do guia A isolado em função da potência de excitação para o sentido $-z$.

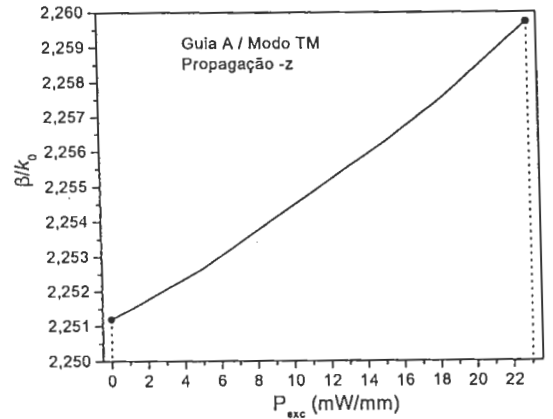


Fig. 2. Índice efetivo em função da densidade de potência óptica de excitação para o guia não-linear e não-recíproco isolado (guia A).

Quando há transferência de potência para outro guia, torna-se mais conveniente basear-se em um índice efetivo médio. Considerando transferência total de energia, a expressão para o índice efetivo médio utilizado é

$$neff_{avg}^-(P_2) = \frac{1}{P_2} \int_0^{P_2} neff^-(P_2) dP.$$

Através do gráfico da Fig. 2, e adotando $P_2 = 23,0 \text{ mW/mm}$, obtém-se $neff_{avg}^-(P_2) \approx 2,2551946$, que é similar ao índice efetivo do guia linear ($neff_B$). Os resultados obtidos com o FD-BPM para a estrutura completa são discutidos na próxima seção.

IV. RESULTADOS

Nesta seção são exibidos os resultados referentes à estrutura ilustrada na Fig. 1 para a validação do projeto. Nas simulações envolvendo o FD-BPM foram atribuídos um passo transversal $\delta x = 0,02 \mu\text{m}$ e um passo longitudinal $\delta z = 0,2 \mu\text{m}$.

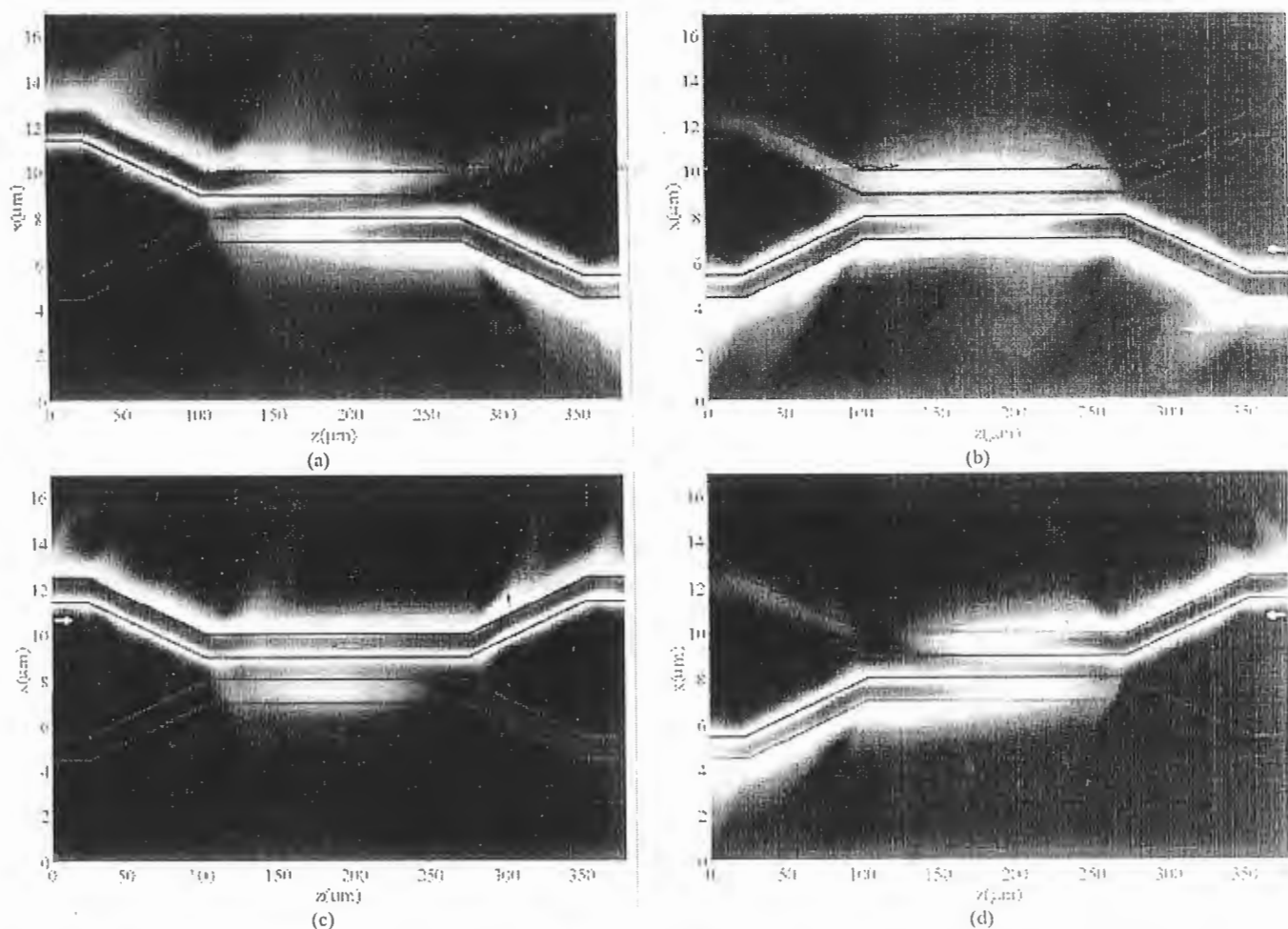


Fig. 3: Fluxo de intensidade de campo para: (a) $P_1=1,0\text{mW/mm}$ e propagação $+z$, (b) $P_1=1,0\text{mW/mm}$ e propagação $-z$, (c) $P_2=23,0\text{ mW/mm}$ e propagação $+z$, (d) $P_2=23,0\text{ mW/mm}$ e propagação $-z$. Comparar com o diagrama da Tabela II.

Para limitar transversalmente o domínio espacial numérico foi aplicada a condição de contorno transparente (TBC) [7]. O comprimento de interação entre os guias, L_z (Fig. 1), é ajustado convenientemente de acordo com as distâncias de acoplamento observadas. No caso deste projeto, $L_z = 170\mu\text{m}$.

A Fig. 3 mostra o fluxo da intensidade de campo para cada situação, indicando que o dispositivo atende às especificações de projeto. Observe que no caso de uma densidade de potência óptica P_1 , a função de isolamento do acoplador deve-se mais à alteração da distância de acoplamento no sentido $-z$ do que ao descasamento de fase entre os guias. No caso de uma densidade de potência P_2 , o efeito mencionado acontece na transmissão (sentido $+z$). Isto implica em uma dificuldade no ajuste da distância de interação L_z . Contudo, intuitivamente, se uma maior diferença de fase não-recíproca em P_1 for atingida, então esta dificuldade pode ser amenizada, pois nos casos $(-z, P_1)$ e $(+z, P_2)$ os descasamentos de fase seriam enfatizados.

V. CONCLUSÃO

Um novo dispositivo que opera simultaneamente como chave óptica e isolador óptico foi projetado com o auxílio do método FD-BPM com formulação de ângulo largo. Foi

comprovado que este método numérico pode ser utilizado eficazmente na análise de dispositivos contendo simultaneamente materiais não-lineares e anisotrópicos.

REFERÊNCIAS

- [1] K. Gnideck, "TM waves in magneto-optic-nonlinear waveguide", *Optica Applicata*, vol. XXIV, n. 4, pp. 281-286, 1994.
- [2] L. D. Alcantara, F. L. Teixeira, A.C. César, and B.V. Borges, "FDTD analysis of nonlinear and nonreciprocal integrated optical waveguides", *2001 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference - IMOC*, August 6-10, 2001, Belém-PA, Brazil.
- [3] L. D. Alcantara, F. L. Teixeira, A.C. César, and B.V. Borges, "A novel wide-Angle FD-BPM for nonlinear and nonreciprocal waveguides", *Submitted to 2002 IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation - CEFC*, June 16-19, 2002, Perugia, Italy.
- [4] R. S. Flaminio, "Método da propagação de feixe de ângulo largo para análise de guias de ondas ópticos não-lineares", *Dissertação de Mestrado*, EESC/USP, Setembro de 2001, São Carlos, SP.
- [5] K. Ogusu, "TM waves guided by nonlinear planar waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.37, pp. 941-946, Jun 1989.
- [6] H. Yokota, M. Hira, and S. Kurazono, "Iterative finite-difference beam-propagation method analysis of nonlinear-optical waveguide excitation problem", *Electronics and Communications in Japan Part II-Electronics*, vol.78, pp. 73-80, Jan 1995.
- [7] G. Hadley, "Transparent boundary condition for beam propagation", *Optics Letters*, vol. 16, n. 9, pp. 624-626, May 1991.