

Análise de Filtro Óptico Ressonante pelo Método das Diferenças Finitas no Domínio do Tempo Bidimensional

João M.D. Ferreira, Licinius D. Sá de Alcântara, Ben-Hur V. Borges e Amílcar C. César

Resumo--Um filtro com anel ressonante para aplicações em sistemas de comunicações ópticas utilizando WDM é investigado neste trabalho. A análise das características de propagação do modo TM é feita utilizando o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD-finite difference time-domain). Características de transmissão como a faixa espectral livre também são analisadas.

Palavras-chave—comunicações ópticas, WDM, filtro com anel ressonante, método numérico, FDTD bidimensional

I. INTRODUÇÃO

OS atuais sistemas de comunicações ópticas têm se valido do esquema de multiplexação por divisão em comprimento de onda (WDM—*wavelength division multiplexing*) para atender à crescente demanda por largura de faixa proveniente dos muitos tipos de serviços oferecidos como, por exemplo, vídeo interativo. Essa demanda têm exigido o desenvolvimento de dispositivos que, além de compactos, sejam também funcionais e de alto desempenho. Os sistemas WDM foram evoluindo à medida que os dispositivos utilizados tiveram seu desempenho melhorado. A partir de 1994, os sistemas evoluíram daqueles de 2 canais para os de 8, 16, 32 e 40 canais. O elevado número de canais foi o responsável pela terminologia WDM de alta densidade (DWDM—*dense wavelength division multiplexing*) usada freqüentemente para designar sistemas a partir de 16 canais. Esquemas DWDM poderão ser compostos por até 80 canais. A implementação do esquema DWDM tem sido possível com a melhoria do desempenho de diversos dispositivos envolvidos em sua

Esta pesquisa foi parcialmente financiada pela FAPESP, processos no.00/08211-0 e 00/06304-1, e CNPq, processo no. RD-300834/97-7.

João M.D. Ferreira, fone:16-273-9366, ramal 217, fax: 16-2739372, e-mail: jmdias@sel.eesc.sc.usp.br; Licinius D. Sá de Alcântara, fone:16-273-9366, ramal 225, e-mail: licinius@sel.eesc.sc.usp.br; A.C. César, fone: 273-9356, e-mail: amfcar@sel.eesc.sc.usp.br; Ben-Hur V. Borges, fone: 16-273-9344, e-mail: benhur@sel.eesc.sc.usp.br;

Licinius D. Sá de Alcântara é aluno do programa de doutorado em eng. Elétrica e João M.D. Ferreira do programa de mestrado; Ben-Hur V. Borges e A.C. César são docentes do Departamento de Eng. Elétrica da EESC-USP em São Carlos, SP.

configuração. Amplificadores ópticos de faixa cada vez mais larga e curva de ganho plana, lasers de largura espectral estreita e componentes passivos de baixa perda e faixa estreita estão reunidos no conjunto de dispositivos-chave para o sucesso da implementação de redes ópticas de alta velocidade.

As redes ópticas WDM fazem uso de dispositivos de derivação ao longo do caminho óptico para inserir ou extrair canais (*add-drop*). O sucesso deste esquema depende do desempenho dos dispositivos utilizados, e a interferência entre os canais adjacentes ao de interesse deve ser a mínima possível. Os filtros de extração de canais (*drop-pass*), que acessam apenas um comprimento de onda do sinal WDM sem perturbar os outros canais, são elementos indispensáveis. Filtros de extração de canais ópticos têm sido implementados usando diferentes abordagens, tais como: interferômetro tipo Mach-Zehnder [1] e acopladores direcionais com e sem rede de difração[2],[3]. Neste contexto, os filtros ressonantes são candidatos atrativos para esta proposta em virtude de oferecerem uma largura de faixa espectral mais estreita. Se os ressoadores são suficientemente pequenos para que o espaçamento entre as freqüências de ressonância acomode a faixa de canais WDM dentro da janela de comunicação, então a proposta de se extrair um canal por meio de um filtro sem afetar os outros canais pode ser realizada [2].

Anéis e discos ressoadores suportam modos ressonantes de ondas propagantes. Os filtros ressoadores baseados em ondas propagantes apresentam um desempenho superior quando comparados a ressoadores de ondas estacionárias. Isto se deve ao fato de que apenas um elemento ressonante é necessário para remover toda a potência do sinal na freqüência de ressonância. Os ressoadores de ondas estacionárias, por sua vez, requerem dois elementos, onde o segundo age como refletor. Anéis acoplados lateralmente ao sinal do guia de onda fornecem filtros compactos, com largura de banda estreita e grande faixa espectral livre (FSR—*free spectral range*) [4]. Quando se utiliza ressoadores ópticos em sistemas WDM, o número de canais ópticos é determinado pela FSR e pela *finesse* do ressoador. A *finesse* é expressa pela razão entre a faixa espectral livre (FSR) e a largura de banda de 3dB do pulso de ressonância.

Esta proposta de filtros ressoadores em anel foi elaborada primeiramente em 1969 por Marcatili, na qual a transmissão da luz através de um guia dielétrico curvo foi analisada [5]. Desde então, vários trabalhos têm sido desenvolvidos na busca de novas configurações, que possam oferecer melhor desempenho e baixas perdas dielétricas. O estudo das características de acoplamento entre guias de onda dielétricos, aliado às configurações em anel dos circuitos ressoadores são estudados em [6]-[8], visando obter uma maior FSR e melhor *finesse*.

A proposta deste artigo é analisar uma estrutura ressonante, composta por um esquema de acoplamento assimétrico entre guias de onda, utilizando o método de diferenças finitas no domínio do tempo

II. FILTROS RESSONANTES

Anéis e discos ópticos ressoadores podem ser utilizados em componentes que desempenham funções importantes como filtragem, roteamento, multiplexação e demultiplexação de comprimentos de onda. Os ressoadores ideais para sistemas WDM devem ter uma grande FSR e alta *finesse* para acomodar vários canais, além de valores elevados de transmissão na ressonância para minimizar perdas por inserção, e grande razão de extinção para minimizar a diafonia [7]. Anéis ressoadores baseados em estruturas de guias de onda com fraco confinamento lateral exibem baixas perdas de propagação, porém o pequeno contraste de índice de refração acarreta grandes perdas por curvatura em anéis com diâmetros inferiores a 1 milímetro [9]. Anéis semicondutores com alto contraste de índice de refração tem atraído muita atenção, pois as vantagens deste tipo de ressoador, compacto e fortemente guiante, incluem grande espaçamento longitudinal do modo e grande potencial para integração com outros dispositivos semicondutores [9].

A Fig. 1 mostra a geometria típica de um anel ressoador. Os guias de onda retos exercem a função de guias de entrada e saída. O coeficiente de acoplamento entre os guias de onda e o anel é controlado pela separação entre eles, o que determina o comprimento de acoplamento. O coeficiente de acoplamento determina a a velocidade com a qual a energia em um guia de onda é transferida para o outro. Quanto maior este coeficiente, mais rápida é a transferência. Duas características do acoplamento entre guias podem ser destacadas. Primeiro, em uma dada frequência, o nível de acoplamento diminui conforme a separação entre os guias aumenta. Segundo, para uma separação fixa, o nível de acoplamento diminui em frequências maiores onde a separação efetiva aumenta [9]. A fim de se conseguir boas características de transmissão e grande razão de extinção, a eficiência de acoplamento do ressoador precisaria ser maior que as perdas em uma volta

completa da cavidade.

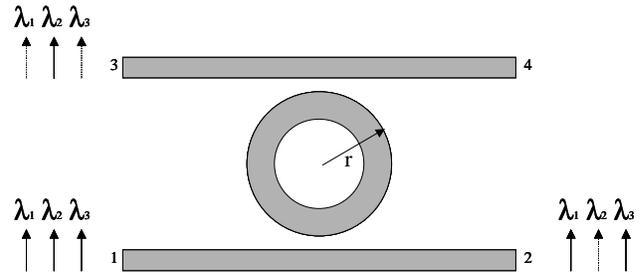


Fig. 1. Filtro óptico com anel como elemento ressonante onde o acoplamento com os guias é obtido por meio de campo evanescente. Apenas o comprimento de onda λ_2 (para o qual o anel foi projetado) acopla-se ao guia de saída via anel ressonante. Os outros comprimentos de onda não sofrem alteração de trajetória. A janela antes ocupada por λ_2 pode ser ocupada por outros sinais da rede pela inserção de novo comprimento de onda.

Para ilustrar o princípio de operação do filtro, considere o esquema mostrado na . No guia de entrada estão presentes três comprimentos de onda: λ_1 , λ_2 e λ_3 . Se λ_2 é o comprimento de onda que satisfaz as condições de ressonância desejadas, ele é transferido para o guia de saída por meio do elemento ressonante. O acoplamento de sinal é realizado via campo evanescente. No outro extremo da linha principal os comprimentos de onda λ_1 e λ_3 emergem sem alteração.

III. MÉTODO FDTD

Uma grande variedade de métodos numéricos e analíticos tem sido empregada na análise de anéis ressoadores tanto em microondas quanto em frequências ópticas [2],[7],[10],[11]. A abordagem feita por meio do método das diferenças finitas no domínio do tempo, devido à sua flexibilidade, tem se constituído na ferramenta mais adequada para aplicações em problemas gerais de eletromagnetismo. Ele é conceitualmente simples, pois é aplicado diretamente nas equações de Maxwell no domínio do tempo. Uma das suas características é o tempo de processamento que, em geral, pode ser elevado em comparação com outros métodos numéricos, uma vez que todo o domínio espacial discretizado precisa ser atualizado a cada passo de tempo. O crescente aumento na velocidade de processamento dos computadores, por sua vez, tem tornado esta limitação cada vez menos severa. Os bons resultados obtidos geralmente justificam a demora de processamento, já que não há uma restrição específica quanto a este método quando comparado com outras técnicas numéricas onde aproximações paraxiais são frequentemente utilizadas. No caso do FDTD podem ser

obtidas soluções detalhadas para os campos com uma precisão determinada principalmente pela resolução do domínio espacial numérico. Além disso, para muitos dos dispositivos ópticos compactos atuais, cujas dimensões se estendem por apenas alguns comprimentos de onda, a quantidade de processamento requerida pelo método FDTD não é proibitiva [12], e a evolução dos sistemas computacionais tende a tornar o método cada vez mais praticável.

A. Formulação

A estrutura em análise, mostrada na Fig. 1 tem H_y , E_x e E_z (modos TM) como componentes de campo envolvidas. O problema tratado é bidimensional, pois a variação dos campos ao longo do eixo y é nula.

1) Equações de Maxwell

As equações de Maxwell envolvidas na análise da estrutura proposta neste artigo são:

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = - \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \quad (1)$$

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} \quad (2)$$

$$\epsilon_r \epsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t} = - \frac{\partial H_y}{\partial z} \quad (3)$$

Aplicando o método FDTD em (1)–(3):

$$H_y^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}, K+\frac{1}{2}) = H_y^{n-\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}, K+\frac{1}{2}) -$$

$$\frac{\delta t}{\mu_0} \left(\frac{E_x^n(I+\frac{1}{2}, K+1) - E_x^n(I+\frac{1}{2}, K)}{\delta z} - \frac{E_z^n(I+1, K+\frac{1}{2}) - E_z^n(I, K+\frac{1}{2})}{\delta x} \right) \quad (4)$$

$$E_x^{n+1}(I+\frac{1}{2}, K) = E_x^n(I+\frac{1}{2}, K) -$$

$$\frac{\delta t}{\epsilon_r(I+\frac{1}{2}, K)\epsilon_0} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}, K+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}, K-\frac{1}{2})}{\delta z} \quad (5)$$

$$E_z^{n+1}(I, K+\frac{1}{2}) = E_z^n(I, K+\frac{1}{2}) +$$

$$\frac{\delta t}{\epsilon_r(I, K+\frac{1}{2})\epsilon_0} \frac{H_y^{n+\frac{1}{2}}(I+\frac{1}{2}, K+\frac{1}{2}) - H_y^{n+\frac{1}{2}}(I-\frac{1}{2}, K+\frac{1}{2})}{\delta x} \quad (6)$$

A Fig. 2 mostra a célula de Yee [13] adaptada para o

caso bidimensional no plano xz , onde tem-se as componentes de campo intercaladas no espaço visando a minimização de erros numéricos na discretização dos rotacionais.

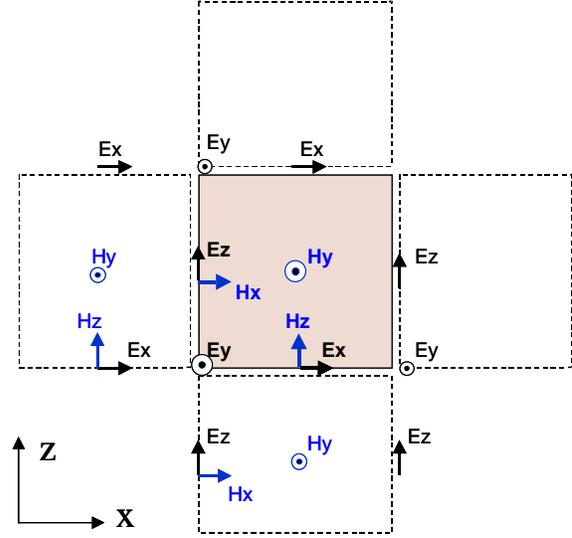


Fig. 2. Célula de Yee Bidimensional [13].

IV. RESULTADOS NUMÉRICOS

A configuração do filtro ressonador em anel apresentada na Fig. 1 foi analisada neste artigo para um comprimento de onda de $1,334\mu\text{m}$. As características físicas e geométricas da estrutura são listadas na Tabela I.

TABELA I
PARÂMETROS FÍSICOS E GEOMÉTRICOS PARA A ESTRUTURA DA FIG. 1.

Parâmetro da estrutura	Representação	Valor
Comprimento de onda	λ	$1,334\mu\text{m}$
Índice de refração do guia	ng	3,20
Índice de refração do substrato	ns	1,00
Espessura dos guias de onda retos	t1	$0,20\mu\text{m}$
Espessura do guia de onda em anel	t	$0,20\mu\text{m}$
Espaçamento entre os guias retos e o anel	s	$0,18\mu\text{m}$
Raio externo do anel	r	$3,60\mu\text{m}$

A excitação da estrutura é feita a partir de um pulso cuja distribuição espacial é a solução analítica de um guia de onda de três camadas para o comprimento de onda central $\lambda_0 = 1,334\mu\text{m}$. A distribuição temporal do pulso é obtida a partir de uma gaussiana cuja largura espectral abrange os comprimentos de onda de interesse, ou seja, de $1,25\mu\text{m}$ a $1,415\mu\text{m}$. Para que esta gaussiana seja centralizada no comprimento de onda central λ_0 , é necessário multiplicá-la pela função harmônica $\sin(2\pi c_0 t / \lambda_0)$. A estrutura foi então simulada um passo de tempo

$$\delta t = \frac{n_{min}}{c_0 \sqrt{\left(\frac{1}{\delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\delta z}\right)^2}}$$

onde n_{min} é o menor índice de refração da estrutura. δx e δz são os passos de discretização transversal e longitudinal, respectivamente. c_0 é a velocidade da luz no vácuo.

As características de transmitância do filtro são então obtidas para as portas 2 e 3 em relação à porta 1. Isto é feito aplicando uma transformada de Fourier no sinal temporal presente na porta 2 de modo que a densidade de potência seja obtida. O mesmo é feito em relação à porta 3. Assim é possível obter uma relação de potências das portas 2 e 3 em relação à porta 1, uma vez que a densidade espectral da potência de excitação é conhecida. As Figs. 3 e 4 mostram as características de transmitância para as portas 2 e 3, respectivamente. Estas figuras são obtidas na mesma simulação. As frequências de ressonância juntamente com a faixa espectral livre (FSR) referentes aos pontos de transmitância mínima são listados na Tabela II.

TABELA II
FAIXA ESPECTRAL LIVRE PARA AS FREQUÊNCIAS DE RESSONÂNCIA

Frequência (THz)	Comprimento de onda (μm)	FSR	
		(THz)	(nm)
217,673	1,337	3,761	23,39
221,434	1,354	3,472	20,90
224,906	1,333	3,289	19,21
228,195	1,314	3,206	18,20
231,401	1,296	3,154	17,42
234,555	1,278		

A FSR deste filtro pode ser modificada através da variação do diâmetro do anel. Quanto menor o diâmetro do anel, maior a FSR e maior a finesse. O diâmetro ideal deve ser escolhido de modo que as perdas por radiação sejam minimizadas. A evolução da intensidade de campo óptico correspondente aos pontos A e B das Figs. 3 e 4 são mostrados nas Figs. 5 e 6, respectivamente. O ponto A representa a condição de máxima transferência de energia da porta 1 para a porta 3. O ponto B, por sua vez, representa a condição de máxima transferência de energia da porta 1 para a porta 2. Observe que nem toda a energia foi transferida da porta 1 para a porta 2 para esta situação, o que é atribuído à baixa finesse do ressoador.

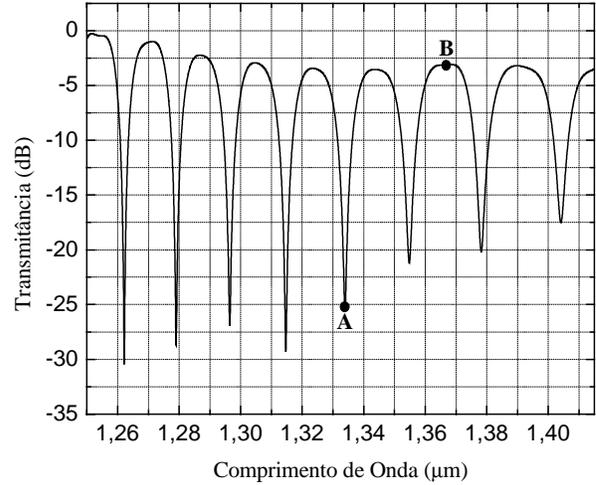


Fig. 3. Característica de transmitância na porta 2 do filtro ressoador em anel.

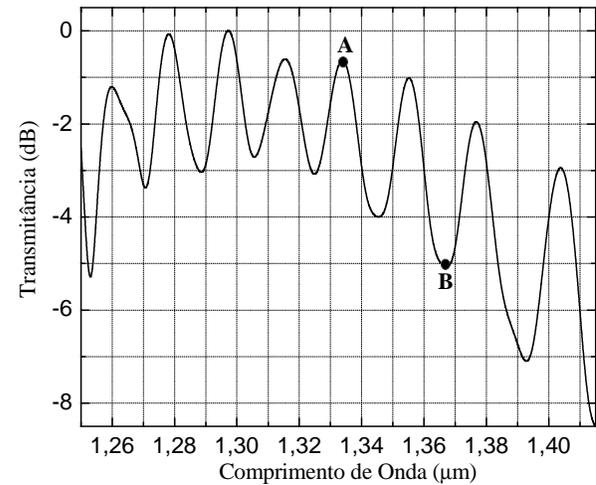


Fig. 4. Característica de transmitância na porta 3 do filtro ressoador em anel.

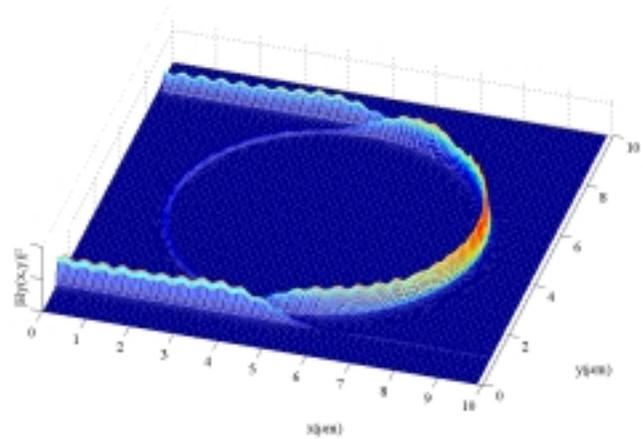


Fig. 5. Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda de ressonância do filtro (ponto A das Figs. 3 e 4).

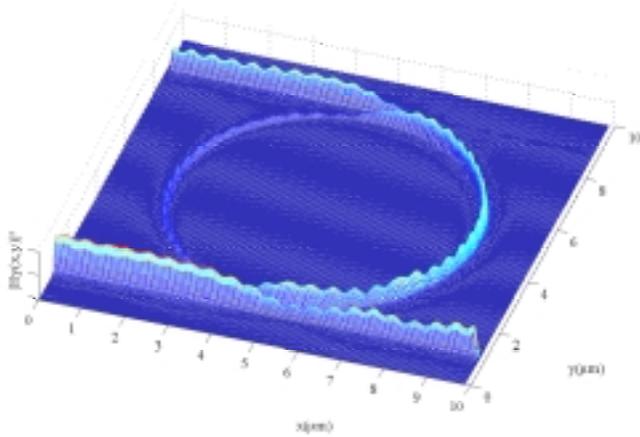


Fig. 6. Distribuição de intensidade de campo em um comprimento de onda fora da ressonância do filtro (ponto B das Figs. 3 e 4).

V. CONCLUSÕES

Este trabalho abordou o projeto e modelagem de um ressoador óptico em anel utilizando o método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD). Este método tem demonstrado ser uma ferramenta poderosa para a simulação de estruturas com geometria complexa. As simulações foram feitas para polarização TM. Esta escolha de polarização se deve ao fato de que filtros ressoadores em anel utilizando material magnetoóptico serão posteriormente investigados. Os resultados indicam esta estrutura como um bom candidato para aplicações em sistemas WDM.

REFERÊNCIAS

- [1] M. Kuznetsov, "Cascaded Coupler Mach-Zehnder Channel Dropping Filters for Wavelength-Division-Multiplexed Optical Systems" *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 12, no. 2, pp. 226-230, 1994.
- [2] C. Manolatos, M. J. Khan, Shanhui Fan, Pierre R. Villeneuve, H. A. Haus, and J. D. Joannopoulos, "Coupling of modes Analysis of Resonant Channel Add-Drop Filters", *IEEE J. Quantum Electronics.*, vol. 35, no. 9, pp. 1322-1331, 1999.
- [3] H. A. Haus and Y. Lai, "Narrow-Band Optical Channel-Dropping Filter" *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 10, no. 1, pp. 57-62, 1992.
- [4] B. E. Little, S. T. Chu, H. A. Haus, J. Foresi, and J. -P. Laine, "Microring resonator channel dropping filters", *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 15, no. 6, pp. 998-1005, 1997.
- [5] E. A. J. Marcatili, "Bends in Optical Dielectric Guides," *B.S.T.J.*, vol. 48, pp. 2103-2132, 1969.
- [6] R. Orta, P. Savi, R. Tascone, and D. Trincherro, "Synthesis of multiple-ring-resonator filters for optical systems", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 12, pp. 1447-1449, 1995.
- [7] K. Oda, N. Tokato, and H. Toba, "A wide-FSR waveguide double-ring resonator for optical FDM transmission systems", *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 9, no. 6, pp. 728-736, 1991.
- [8] S. Suzuki, K. Oda, Y. Hibino, "Integrated-Optic Double-Ring Resonators with a Wide Free Spectral Range of 100 GHz," *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 13, no. 8, pp. 1766-1771, 1995.
- [9] S. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, A. Taflove, "FDTD Microcavity Simulations: Design and Experimental Realization of Waveguide-Coupled Single-Mode Ring and Whispering-Gallery-

Mode Disk Resonators" *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 15, no. 11, pp. 2154-2165, 1997.

- [10] E. Semouchkina, W. Cao, R. Mittra and W. Yu, "Analysis of Resonance Processes in Microstrip Ring Resonators by the FDTD Method," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 28, no. 5, pp. 312-321, 2001.
- [11] M. Rivera, "A finite difference BPM analysis of bent dielectric waveguides," *IEEE J. Lighthwave Technol.*, vol. 13, no. 2, pp. 233-238, 1995.
- [12] R. M. Joseph and A. Taflove, "FDTD Maxwell's equations models for nonlinear electrodynamic and Optics," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 364-374, 1997.
- [13] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 364-374, 1997.