Filtro de Microondas Fotônico Não-Recursivo Baseado em Fibra Preservadora de Polarização

[1]Carla de S. Martins, [2]Olympio L. Coutinho, [2]William dos S. Fegadolli, [2]José E. B. Oliveira, [3]Vilson R. Almeida

[1]Instituto de Pesquisas da Marinha – IPqM, Rua Ipiru, 2 – Jardim Guanabara, Ilha do Governador, Rio de Janeiro – RJ – Brasil, CEP 21.931-090
[2]Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, Praça Marechal Eduardo Gomes, 50 – Vila das Acácias, São José dos Campos – SP – Brasil, CEP 12.228-900
[3]Instituto de Estudos Avançados – IEAv , Rod. dos Tomoios km 5,5 – Bairro Torrão de Ouro, São José dos Campos – SP – Brasil, CEP 12228-840

***Resumo* — Um filtro de microondas fotônico (MPF), composto por um modulador eletroóptico de intensidade e linhas de retardo baseadas em fibras preservadoras de polarização (PM), é apresentado. A configuração na qual o campo elétrico óptico de saída de um modulador tipo Mach-Zehnder (MZM) incide em um trecho de fibra PM a um ângulo de 45º é modelada, levando-se em conta que o atraso de grupo diferencial entre os dois modos ortogonais da fibra PM determina a unidade de retardo do filtro. A adição de um segundo trecho de fibra PM também é investigada, dando origem a um MPF de quarta ordem.**

***Palavras-chaves* — Filtro de microondas, filtro de microondas fotônico, fotônica de RF, fibras preservadoras de polarização (PM).**

I. INTRODUÇÃO

O processamento óptico de sinais de radiofreqüência (RF), especialmente sinais na faixa de microondas, tem se tornado um tema de pesquisa bastante atraente, tendo em vista que o uso de componentes fotônicos em lugar de dispositivos eletrônicos convencionais de mesma função traz consigo a vantagem intrínseca de sistemas ópticos, quais sejam imunidade elevada a interferências eletromagnéticas (EMI), capacidade de banda larga, baixas perdas, baixo peso, etc [1]. Enquanto o processamento óptico de sinais digitais é uma tecnologia bem estabelecida no mercado, principalmente na área das telecomunicações, o interesse pelo processamento óptico de sinais analógicos tem aumentado bastante nos últimos tempos principalmente devido aos avanços tecnológicos obtidos no desenvolvimento e na fabricação de fibras ópticas especiais e de moduladores eletroópticos. De fato, vários grupos de pesquisa têm demonstrado a aplicação de processamento óptico de sinais em enlaces analógicos de RF à fibra óptica, controle de antenas remotas, sistemas de antenas *phased array*, etc [2]-[5].

Esta publicação aborda o tema de filtros de microondas no contexto do processamento óptico de sinais analógicos. A arquitetura de um MPF compreendido por um MZM conectado a uma linha de retardo baseada em um trecho de fibra PM, dando origem a um MPF de segunda ordem, é analisada teoricamente na seção II. A adição de um segundo trecho de fibra PM é também investigada, aumentando a ordem do filtro para quatro. O protótipo de um MPF de acordo com a arquitetura teoricamente analisada foi desenvolvido e testado, tendo seus resultados experimentais apresentados na seção III. Por último, as considerações finais acerca do assunto abordado são apresentadas no item IV.

Autores: C. S. Martins, carla@ipqm.mar.mil.br; O. L. Coutinho, olympio@ita.br; W. S. Fegadolli, fegadoli@ita.br; J. E. B. Oliveira, edimar@ita.br; V. R. Almeida, vilson@ieav.cta.br.

II. ANÁLISE TEÓRICA

O diagrama esquemático do MPF proposto é ilustrado na Fig. 1.

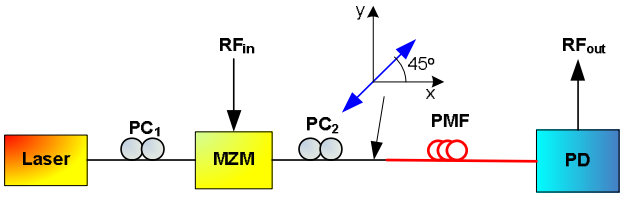

Fig. 1. Diagrama esquemático de um MPF baseado em um MZM e trechos de fibra PM. MPF: filtro de microondas fotônico; MZM: modulador eletroóptico do tipo Mach-Zehnder; PC: controlador de polarização; PMF: fibra preservadora de polarização; PD: Fotodetector.

Uma fonte laser CW é conectada ao MZM através de um controlador de polarização PC_1, de forma de o campo elétrico do sinal óptico incidente na entrada do modulador é linearmente polarizado. Um sinal de microondas incide em uma das entradas elétricas do MZM, dando origem em sua saída a um sinal óptico modulado em intensidade. Este sinal óptico modulado é então enviado a um ou mais trechos de fibra PM, de tal forma que a orientação da polarização da onda óptica faz um ângulo de 45º com relação ao eixo *fast* da fibra PM (representado pelo eixo $\hat{x}$). Dois modos de polarização ortogonais com diferentes velocidades de grupo são gerados na fibra PM, a saber: modo *fast* (*f*) e modo *slow* (*s*). A diferença entre os atrasos de grupo desses dois modos, isto é, o atraso de grupo diferencial, dá origem à unidade de retardo do filtro na medida em que o sinal óptico de saída da fibra PM incide em um fotodetector (PD), recuperando assim um de microondas já filtrado.

O campo elétrico de saída da fonte laser é expresso por:

$$E_{CW}(t) = E_0 e^{j[\omega_0 t + \psi(t)]}, \quad (1)$$

onde E_0 representa a magnitude do campo elétrico, ω_o a frequência central e $\psi(t)$ as flutuações de fase aleatórias da fonte laser.

Considerando alimentação simétrica ou *push-pull*, o campo elétrico do sinal óptico modulado na saída do modulador pode ser matematicamente expresso por:

$$E_{MZ}^{(out)}(t) = j\frac{E_0}{2}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)\right]}\left[e^{j\Delta\phi(t)}+e^{-j\Delta\phi(t)}\right], \tag{2}$$

onde $\Delta\phi(t)$ representa o desvio de fase sofrido pelo sinal óptico devido à aplicação de um sinal de RF modulante, o qual pode ser escrito como:

$$\Delta\phi(t) = \frac{\pi V_B}{2V_\pi^{(MZ)}} + \frac{\pi V_m}{2V_\pi^{(MZ)}}\operatorname{sen}\left(\omega_m t+\phi_m\right), \tag{3}$$

onde $V_\pi^{(MZ)}$ representa a tensão de meia-onda do MZM; V_B refere-se à tensão de polarização DC (*bias*); ω_m, V_m e ϕ_m referem-se, respectivamente, à freqüência angular, à magnitude e à fase inicial do sinal de RF. Recentemente em [6] foi apresentada uma análise simplificada na qual a alimentação *push-pull* não foi considerada.

Substituindo (3) em (2), fazendo expansão em funções de Bessel de primeiro tipo $J_n(\cdot)$ e definindo-se os parâmetros $m_i = \pi V_m/V_\pi$ e $\phi_B = \pi V_B/V_\pi$, tem-se:

$$\begin{aligned} E_{out}^{(MZ)}(t) &= j\frac{E_0}{2}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn(\omega_m t+\phi_m)}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right]. \end{aligned} \tag{4}$$

Considerando que a fibra PM está alinhada a 45° com relação aos eixos de transmissão do MZM, obtém-se o sinal óptico incidente na fibra PM pela projeção do campo elétrico expresso em (4) segundo os eixos *fast* e *slow* da fibra, sendo este expresso por:

$$\begin{aligned} \vec{\mathbf{E}}_{PM}^{(in)}(t) &= j\frac{E_0}{2\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn(\omega_m t+\phi_m)}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right]\times\begin{bmatrix}1\\1\end{bmatrix}, \end{aligned} \tag{5}$$

onde se considera o sistema de coordenadas transversais coincidente com os eixos *fast* e *slow* da fibra.

Sejam as constantes de fase do modo *fast* e do modo *slow* denominadas por β_f e β_s, respectivamente. Procedendo à expansão de β_f e β_s em série de Taylor em torno da frequência central ω_o [7]-[8] e desprezando o efeito dispersivo da fibra, podem-se obter as seguintes expressões para o campo elétrico do sinal óptico na saída da fibra PM:

$$\begin{aligned} E_{PM,f}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{2\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn(\omega_m t+\phi_m)}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right] \\ &\times\exp\left\{j\left[L\beta_f(\omega_o)+\tau_{g,f}(\omega_o)\cdot(n\omega_m)\right]\right\} \end{aligned} \tag{6}$$

e

$$\begin{aligned} E_{PM,s}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{2\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn(\omega_m t+\phi_m)}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right] \\ &\times\exp\left\{j\left[L\beta_s(\omega_o)+\tau_{g,s}(\omega_o)\cdot(n\omega_m)\right]\right\}, \end{aligned} \tag{7}$$

onde $E_{PM,f}^{(out)}$ e $E_{PM,s}^{(out)}$ correspondem às projeções do campo elétrico do sinal óptico incidente segundo os eixos *fast* (vetor unitário $\hat{f}$) e *slow* (vetor unitário $\hat{s}$), respectivamente; $\tau_{g,f}$ e $\tau_{g,s}$ correspondem aos atrasos de grupo do eixo *fast* e do eixo *slow*, respectivamente; e *L* corresponde ao comprimento do trecho de fibra PM.

Sabendo-se que $L\beta_s(\omega_o) = L\beta_f(\omega_o) + \Delta\tau_g\omega_o$ e $\tau_{g,s} = \tau_{g,f} + \Delta\tau_g$ [8], pode-se reescrever (6) e (7) em função do atraso de grupo diferencial $\Delta\tau_g$, expresso por $\Delta\tau_g = \tau_{g,s} - \tau_{g,f} = L\left(n_s - n_f\right)/c$, sendo n_f e n_s os índices de refração efetivos do modo *fast* e do modo *slow*, respectivamente. Desta forma, obtém-se:

$$\begin{aligned} E_{PM,f}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{2\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)+L\beta_f(\omega_o)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f}\right)+\phi_m\right]}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right] \end{aligned} \tag{8}$$

e

$$\begin{aligned} E_{PM,s}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{2\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_g\right)+\psi(t)+L\beta_f(\omega_o)\right]} \\ &\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(m_i)e^{jn\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f}+\Delta\tau_g\right)+\phi_m\right]}\left[e^{j\phi_B}+(-1)^n e^{-j\phi_B}\right] \end{aligned} \tag{9}$$

Levando-se em consideração que $V_m \ll V_\pi$ (condição de baixos sinais), apenas as bandas laterais de primeira ordem podem ser consideradas, de forma que (8) e (9) podem ainda ser reescritas como:

$$\begin{aligned} E_{PM,f}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{\sqrt{2}}e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)+L\beta_f(\omega_o)\right]} \\ &\times\begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix} \end{aligned} \tag{10}$$

e

$$E_{PM,s}^{(out)}(t) = j\frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_g\right)+\psi(t)+L\beta_f(\omega_o)\right]} \times \begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_g\right)+\phi_m+\tau_{g,f}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_g\right)+\phi_m+\tau_{g,f}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix}. \quad (11)$$

Como os dois modos guiados da fibra PM possuem polarizações ortogonais entre si, não há interferência entre eles. Assim, se o sinal óptico de saída da fibra PM incidir sobre um fotodetector de lei quadrática (PD), a corrente total gerada pelo PD será igual à soma de cada fotocorrente gerada pelos dois modos guiados da fibra, podendo ser expressa matematicamente por:

$$\begin{aligned} i_d(t) &= i_{d,f}(t) + i_{d,s}(t) \\ i_d(t) &\propto \Re\left|E_{PM,s}^{(out)}(t)\right|^2 + \Re\left|E_{PM,f}^{(out)}(t)\right|^2, \end{aligned} \quad (12)$$

onde $\Re$ refere-se à responsividade do PD. Desprezando a componente DC e harmônicos superiores, obtém-se:

$$i_d^{(\omega_m)}(t) \cong -\Re\alpha P_o^{(in)} \frac{\pi V_m}{4V_\pi^{(MZ)}} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi^{(MZ)}}\right) \times \begin{Bmatrix} \operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f}\right)+\phi_m\right] \\ +\operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_g+\tau_{g,f}\right)+\phi_m\right] \end{Bmatrix}, \quad (13)$$

onde α representa as perdas globais do enlace e $P_o^{(in)}$ é a potência média do sinal óptico de entrada que incide no modulador.

A partir de (13) observa-se que foram produzidas duas amostras do sinal de RF modulante, defasadas entre si de um período igual a $T = \Delta\tau_g$. Aplicando a transformada de Fourier em (13), obtém-se a resposta em frequência do filtro, sendo esta expressa por:

$$H(j\omega) = -\Re\alpha P_o^{(in)} \frac{\pi^2 V_m}{4V_\pi^{(MZ)}} \operatorname{sen}\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi^{(MZ)}}\right) e^{j\omega\tau_{g,f}} \times\left(1+e^{j\omega T}\right)\left[\delta(\omega+\omega_m)-\delta(\omega-\omega_m)\right]. \quad (14)$$

Da análise de (14) é possível identificar que a resposta em frequência deste filtro baseado em uma única fonte óptica CW, modulador de intensidade e um trecho de fibra PM corresponde à curva de um filtro de microondas transversal passa-baixa de segunda ordem, cujos coeficientes normalizados são iguais a {1, 1}.

Considere agora que um segundo trecho de fibra PM é conectado à saída da primeira fibra, cujos eixos são alinhados a 45° com relação aos eixos do primeiro trecho de fibra e cujo comprimento é igual ao dobro do comprimento do primeiro segmento. Então o campo óptico incidente em cada um dos eixos da segunda fibra PM é expresso por:

$$\begin{aligned} E_{PM_{2,f}}^{(in)}(t) = E_{PM_{2,s}}^{(in)}(t) &= j\frac{E_0}{2} e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)\right]} \times \begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix} + \\ &+ j\frac{E_0}{2} e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)\right]} \times \begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix}, \end{aligned} \quad (15)$$

onde o subscrito "1" identifica os termos que se referem ao primeiro segmento de fibra (PM_1), enquanto o subscrito "2" identifica os termos que se referem ao segundo segmento de fibra (PM_2).

Considerando que o segundo trecho de fibra PM_2 gera um atraso de grupo diferencial igual ao dobro do atraso de grupo diferencial do primeiro trecho de fibra, ou seja, $\Delta\tau_{g,2} = 2\Delta\tau_{g,1}$, pode-se escrever o campo elétrico do sinal óptico de saída do segundo trecho de fibra como:

$$E_{PM_{2,f}}^{(out)}(t) = E_{PM_{2,f}}^{(in)}(t) e^{j2L\beta_{f,2}(\omega_o)} e^{j\left[n\omega_m\tau_{g,f,2}\right]} \quad (16)$$

e

$$E_{PM_{2,s}}^{(out)}(t) = E_{PM_{2,s}}^{(in)}(t) e^{j\left[2L\beta_{f,2}(\omega_o)+\omega_o\Delta\tau_{g,2}\right]} \times e^{j\left[n\omega_m\left(\tau_{g,f,2}+\Delta\tau_{g,2}\right)\right]}. \quad (17)$$

Substituindo (15) em (16) e (17), obtém-se:

$$\begin{aligned} E_{PM_{2,f}}^{(out)}(t) &= j\frac{E_0}{2} e^{j\left[\omega_o t+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)+2L\beta_{f,2}(\omega_o)\right]} \times \begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left(\omega_m t+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right)}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix} + \\ &+ j\frac{E_0}{2} e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)+2L\beta_{f,2}(\omega_o)\right]} \times \begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (18)$$

$$E_{PM_{2,s}}^{(out)}(t) = j\frac{E_0}{2}e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_{g,2}\right)+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)+2L\beta_{f,2}(\omega_o)\right]} \times\begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,2}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,2}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B)\end{Bmatrix}+ j\frac{E_0}{2}e^{j\left[\omega_o\left(t+\Delta\tau_{g,1}+\Delta\tau_{g,2}\right)+\psi(t)+L\beta_{f,1}(\omega_o)+2L\beta_{f,2}(\omega_o)\right]} \times\begin{Bmatrix} J_0(m_i)\cos(\phi_B) \\ -jJ_1(m_i)e^{-j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}+\Delta\tau_{g,2}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B) \\ +jJ_1(m_i)e^{j\left[\omega_m\left(t+\Delta\tau_{g,1}+\Delta\tau_{g,2}\right)+\phi_m+\tau_{g,f,1}\omega_m+\tau_{g,f,2}\omega_m\right]}\operatorname{sen}(\phi_B)\end{Bmatrix}. \quad (19)$$

Recorrendo novamente à equação (12), levando em consideração o campo óptico na saída do segundo trecho de fibra expresso em (18) e (19), desprezando a componente DC e harmônicos superiores, obtém-se:

$$i_d^{(\omega_m)}(t) \cong -\Re\alpha P_o^{(in)}\frac{\pi V_m}{8V_\pi^{(MZ)}}\operatorname{sen}\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi^{(MZ)}}\right)\left\{1+\operatorname{Re}\left[\gamma^{(1)}(T)\right]\right\} \times\begin{Bmatrix} \operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f,1}+\tau_{g,f,2}\right)+\phi_m\right] \\ +\operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f,1}+\tau_{g,f,2}+T\right)+\phi_m\right] \\ +\operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f,1}+\tau_{g,f,2}+2T\right)+\phi_m\right] \\ +\operatorname{sen}\left[\omega_m\left(t+\tau_{g,f,1}+\tau_{g,f,2}+3T\right)+\phi_m\right]\end{Bmatrix}, \quad (20)$$

onde $\gamma^{(1)}(T)$ refere-se à função conhecida como "grau complexo de coerência temporal" de primeira ordem, cuja magnitude $\left|\gamma^{(1)}(T)\right|$ reflete o grau de coerência temporal da fonte óptica, ou auto-coerência, a qual pode ser modelada como [9]:

$$\gamma^{(1)}(\tau) \propto \exp\left[j\omega_o\tau - |\tau|/\tau_c\right] \quad (21)$$

sendo τ_c o tempo médio entre dois saltos de fase e está relacionado com o tempo de coerência da fonte por $\tau_c = \sqrt{2}\tau_{co}$. Considerando que a fonte óptica tem um tempo de coerência muito menor que o período de amostragem do filtro ($\tau_{co} \ll T$), como ocorre com fontes ópticas banda larga, o grau de coerência temporal da fonte tende a zero ($\gamma^{(1)}(T) \to 0$) e o filtro cuja resposta impulsiva é representada em (20) opera em regime incoerente. No entanto, se a fonte óptica tiver um tempo de coerência muito maior que o período de amostragem do filtro ($\tau_{co} \gg T$), então $\gamma^{(1)}(T) \to \exp[j\omega_o T]$ e a parcela $\left\{1+\operatorname{Re}\left[\gamma^{(1)}(T)\right]\right\}$ pode ser escrita como $\left\{1+\cos(\omega_o T)\right\}$. Neste caso, o filtro opera em regime coerente.

Calculando-se a transformada de Fourier de (20), é possível obter a resposta em frequência desta arquitetura de filtro que utiliza dois segmentos de fibras PM, sendo esta expressa por:

$$H(j\omega) = -\Re\alpha P_o^{(in)}\frac{\pi^2 V_m}{8V_\pi^{(MZ)}}\operatorname{sen}\left(\frac{\pi V_B}{V_\pi^{(MZ)}}\right)\left\{1+\operatorname{Re}\left[\gamma^{(1)}(T)\right]\right\} \times e^{j\omega\left(\tau_{g,f,1}+\tau_{g,f,2}\right)}\left[1+e^{j\omega T}+e^{j\omega 2T}+e^{j\omega 3T}\right] \times\left[\delta(\omega+\omega_m)-\delta(\omega-\omega_m)\right], \quad (22)$$

onde é possível identificar claramente que se trata de um filtro de microondas transversal passa-baixa de quarta ordem, cujos coeficientes normalizados são iguais a {1, 1, 1, 1}.

III. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

O diagrama em blocos do arranjo experimental utilizado em laboratório é mostrado na Fig. 2.

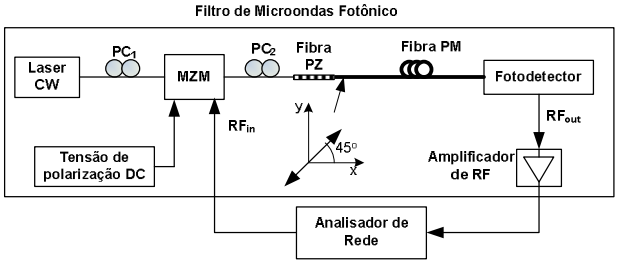

Fig.2. Arranjo experimental do MPF proposto, utilizado em laboratório.

A fonte óptica utilizada foi um diodo laser sintonizável com um comprimento de onda igual a 1300 nm, caracterizada como uma fonte altamente coerente. O sinal óptico gerado foi acoplado a um modulador de intensidade Mach-Zehnder de 10 Gb/s e V_π = 6.6 V. A potência óptica máxima obtida da fonte óptica foi de 6.1 mW. O fotodetector utilizado no experimento possuía uma responsividade medida de 0.25 A/W. Um amplificador de RF adicional, com um ganho de 33 dB e impedância de entrada de 50 Ω, foi utilizado na saída do fotodetector a fim de aumentar o nível do sinal de RF detectado. Os controladores de posição utilizados, PC_1 e PC_2, foram ambos do tipo manual. A fim de garantir um ângulo de polarização da luz igual a 45° na entrada da fibra PM, um polarizador deveria ser utilizado. Porém, devido ao fato de o nível do sinal de RF detectado na saída do amplificador de RF ser muito baixo, houve a necessidade de reduzir as perdas globais do sistema. A solução disponível foi a utilização de dois metros de fibra polarizadora (PZ) Corning SP-1310, com uma razão de extinção maior que 30 dB, no lugar do polarizador. A fibra PZ foi então fundida com seus eixos principais alinhados a um ângulo de 45° relativos aos eixos principais do primeiro trecho de fibra PM. A fibra PM utilizada foi a 3M-FS-HB-6621. As amplitudes das respostas em frequência do filtro foram obtidas com o Analisador de Rede Agilent 8714EF.

Primeiramente foi considerado um MPF de segunda ordem, compreendendo apenas uma seção de fibra PM com 300 m de comprimento, produzindo um atraso de grupo diferencial de 605 ps, o qual corresponde a um período espectral (FSR) de 1652.9 MHz. A amplitude normalizada da resposta em freqüência deste filtro, tanto os valores teóricos esperados como os valores medidos, é mostrada na Fig.3. Pode-se

verificar que a amplitude da resposta em frequência medida está em boa concordância com os valores teóricos esperados.

Um MPF de quarta ordem também foi implementado por meio da conexão de um segundo trecho de fibra PM de comprimento igual a 150 m, a um ângulo de 45° relativos aos eixos principais da primeira seção de fibra PM, produzindo um atraso de grupo diferencial neste trecho igual a 302.7 ps.

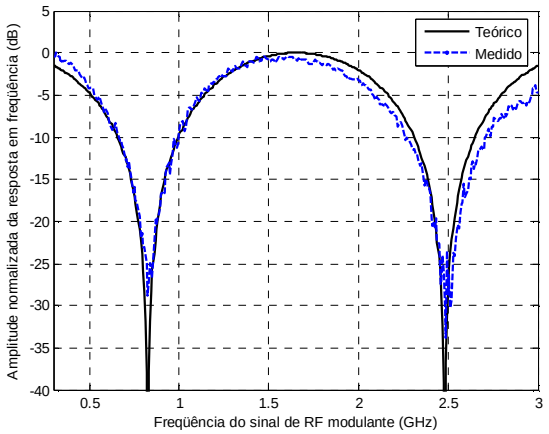

Fig.3. Valores teóricos e experimentais para um MPF de segunda ordem.

A disponibilidade de fibra tipo PM em laboratório impôs a escolha do comprimento igual a 150 m para este segundo trecho de fibra. Infelizmente, este comprimento de fibra determina a FSR do filtro em 3303.6 MHz, não sendo possível a visualização da segunda ressonância do filtro pelo analisador de rede utilizado, visto que o mesmo está limitado a 3 GHz. Os resultados para esta configuração são apresentados na Fig.4. Nesta configuração, os valores medidos apresentavam flutuações significativas, o que resulta diretamente da falta de estabilização das condições ambientais, visto que com a fonte laser altamente coerente utilizada a operação do filtro se dá em regime coerente.

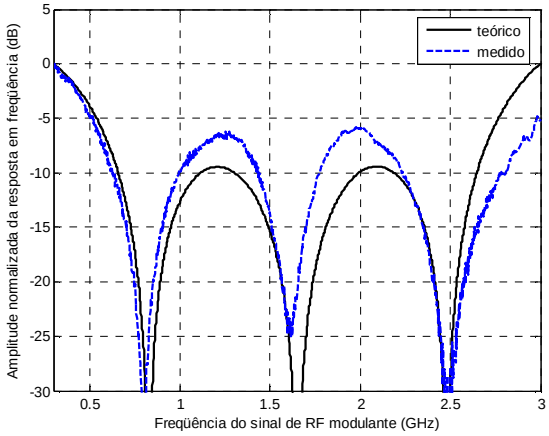

Fig.4. Valores teóricos e experimentais para um MPF de quarta ordem.

IV. CONCLUSÕES

A arquitetura de MPF proposta é considerada como não-sintonizável, pois para proceder à sintonia do filtro, ou seja, para modificar sua FSR, devem-se utilizar comprimentos de fibra PM diferentes, visto que nesta arquitetura o período T é determinado pelo atraso de grupo diferencial $\Delta\tau_g$, o qual está diretamente relacionado com o comprimento L da fibra. Sendo assim, a sintonia do filtro não é dinâmica e, portanto, esta arquitetura é considerada como não-sintonizável. Para contornar esta característica, podem ser utilizados vários trechos de fibra PM, de comprimentos diferentes, selecionáveis por meio de chaves ópticas. Ainda assim, a sintonia do filtro se processaria de forma discreta, além do fato de que o uso de chaves ópticas aumenta o tempo de resposta do filtro. Por outro lado, os coeficientes da resposta ao impulso deste filtro são sempre iguais em magnitude. Portanto, o filtro não possui capacidade de modificar a forma da curva de resposta em freqüência, sendo classificado como não-reconfigurável. Com relação ao filtro de segunda ordem, pode-se dizer que opera sempre em regime incoerente, devido à ortogonalidade entre os modos da fibra PM.

Na configuração de quarta ordem, permanecem as mesmas observações de sintonia e reconfigurabilidade citadas anteriormente para a configuração de segunda ordem. No entanto, o regime de operação agora é ditado pelo grau de coerência da fonte óptica. Se este for muito elevado, o filtro opera em regime coerente, conforme pode ser identificado pela dependência dos coeficientes do filtro com a freqüência da portadora óptica na parcela $\left[1+\cos\left(\omega_o T\right)\right]$. Nestas condições, a utilização deste filtro depende severamente da estabilidade da fonte óptica, que, por conseguinte, também depende da estabilidade das condições ambientais. Se for utilizada uma fonte cujo tempo de coerência seja muito menor que o período de amostragem do filtro, esta arquitetura operará em regime incoerente. Na realização deste experimento não foi possível implementar um efetivo controle de estabilização da fonte óptica (altamente coerente), o que explica a obtenção de resultados instáveis para as curvas de resposta em frequência do filtro de quarta ordem.

REFERÊNCIAS

[1] R. A. Minasian, “Photonic signal processing of microwave signals”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.54, nº.2, pp. 832-846, February 2006.

[2] J. Capmany, B. Ortega, D. Pastor and S. Sales, “A tutorial on microwave photonic filters”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.24, nº.1, pp. 201-229, January 2006.

[3] A.J. Seeds and K.J. Willians, “Microwave Photonics”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, December 2006.

[4] K. Garenaux, T. Merlet, C. Fourdin, and J. Chazelas, “Recent Breakthroughs in Photonics for Radar Systems”, IEEE A&E Systems Magazine, pp. 3 – 8, February 2007.

[5] J. Yao, F. Zeng and Q. Wang, “Photonic generation of ultrawideband signals”, *Journal of Lightwave Technology*, vol.25, nº.11, pp. 3219-3235, November 2007.

[6] C. S. Martins, O. L. Coutinho, J. E. Oliveira, W. S. Fegadolli e V. R. Almeida, “Trends on Microwave Photonic Filters Based on Polarization Maintaining Fiber Delay Lines”, *Proceedings of International Workshop On Telecommunications*, 2009, São Paulo.

[7] G. J. Meslener, “Chromatic Dispersion Induced Distortion of Modulated Monochromatic Light Employing Direct Detection”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v.QE-20, n.10, pp. 1208-1216, oct. 1984.

[8] C. S. Martins, “Análise de Filtros de Microondas Não-Recursivos Implementados com Tecnologia Fotônica”, Dissertação de Mestrado, Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2009.

[9] O. Svelto, “Principles of Lasers”, 4. ed, New York: Springer, 1998, 604p.