

Estimativa Espectral de Sinais de Radar Através de Técnicas Acusto-ópticas

A. F. S. Tinoco, W. J. Perrella, J. E. B. Oliveira

Divisão de Engenharia Eletrônica - Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA
Pça. Mal. Eduardo Gomes, 50 – V. das Acácias, CEP: 12.228-900, São José dos Campos, SP – Brasil

Resumo — Este trabalho apresenta o estudo da estimação da densidade espectral de potência de sinais de microondas através de um analisador de espectro acusto-óptico (AEAP). O dispositivo é modelado como um receptor canalizado e algumas características são determinadas aplicando-se a teoria de modos acoplados. A formulação analítica apresentada permite determinar as voltagens de saída em cada um dos canais de recepção. Resultados de simulações são apresentados para um AEAP com uma célula Bragg de GaP com 12 %/watt de eficiência de difração.

Abstract — This work presents the study of the power spectral density estimate of the microwaves signals by an acousto-optic spectrum analyzer (AEAP). The device is modeled as a channelized receiver and its main characteristics are determined using mode coupling theory. The presented analytic formulation allows one to determine the output voltages in each of the channelized receivers. Results of simulations are presented for an AEAP with a Bragg cell of GaP with diffraction efficiency of 12 %/watt.

Palavras-chaves — Teoria de modos acoplados, célula Bragg, modelagem, fontes de ruído, estimação, analisador de espectro.

I. INTRODUÇÃO

O problema da detecção e estimação de sinais pulsados na faixa de microondas é um tópico de pesquisa que não perde atualidade. Como resultado das pesquisas desenvolvidas nesta área várias arquiteturas foram propostas para os receptores de faixa larga, desde aquela do conhecido receptor de cristal vídeo até a do receptor canalizado.

Muitas das pesquisas realizadas foram focalizadas no desenvolvimento de receptores de radar, notadamente a partir da segunda Guerra Mundial. Desde aqueles tempos até a atualidade muitos dos subsistemas de radar tiveram modificações expressivas. As modificações decorreram tanto de avanços tecnológicos como das complexidades dos sistemas e dos sinais utilizados. A influência da complexidade dos sinais utilizados conjuntamente com o incremento do número de fontes transmissoras motivou a necessidade de pesquisar novas tecnologias.

Trabalhos recentes mostram que receptores de faixa larga com tecnologia acusto-óptica apresentam capacidades de processamento paralelo, larguras de faixa instantâneas e faixas dinâmicas elevadas. Resultados experimentais obtidos recentemente, mencionam larguras de faixas instantâneas de 2 GHz e faixas dinâmicas da ordem de 50 dB [1], [2].

Este artigo apresenta uma investigação sobre a utilização do analisador de espectro acusto-óptico de potência, AEAP, para se implementar receptores de sinais de radar. O trabalho é constituído de cinco seções, incluindo esta introdução. Na segunda seção apresenta-se a topologia de um AEAP e realiza-se uma descrição de seus blocos constitutivos. Mostra-se também o diagrama de um protótipo de AEAP que permite visualizar as dimensões físicas do dispositivo. Nesta seção, utiliza-se a teoria de modos acoplados para estudar-se o comportamento do AEAP utilizando somente uma única frequência de microondas na entrada. Além disso, determinam-se expressões analíticas para a amplitude do campo elétrico difratado na saída da célula Bragg, variação da permissividade elétrica induzida, coeficiente de acoplamento, eficiência de difração e intensidade óptica do feixe difratado para uma célula Bragg de GaP. Uma abordagem mais detalhada desta análise é apresentada em [3], [4]. Os efeitos da intermodulação, da faixa dinâmica e da sensibilidade do AEAP são abordados no final desta seção.

Na terceira seção generaliza-se a abordagem para sinais com uma determinada composição espectral. Além disso, obtém-se a expressão que rege o campo elétrico no plano de Fourier. Nesta equação leva-se em consideração a natureza do sinal de microondas, as características do feixe do laser, a distância focal da lente de Fourier e o material acusto-óptico da célula Bragg. Os sinais pulsados, tipo chirp e retangular, são descritos nesta seção para avaliar o comportamento do AEAP.

Como consequência da modelagem da rede linear de fotodetectores, como sendo um receptor de N canais, obtém-se as voltagens de saída de cada fotodetector. Esta abordagem permite propor um estimador da densidade espectral de potência (*Power Spectrum Density, PSD*) a partir destas voltagens. O desempenho do estimador proposto, para um sinal de teste, é avaliado pela determinação de uma relação sinal ruído que leva em consideração os vários estágios do AEAP.

A quarta secção deste trabalho apresenta os resultados numéricos obtidos utilizando-se uma célula Bragg de GaP, disponível comercialmente, que apresenta frequência central igual a 2 GHz com largura de faixa de 1 GHz e eficiência de difração de 12 %/watt. As conclusões obtidas são apresentadas na quinta secção deste trabalho.

II. TOPOLOGIA DE UM RECEPTOR DE SINAIS DE RADAR BASEADO NO AEAP

Para facilitar a compreensão deste trabalho considera-se necessário descrever-se a estrutura básica de um AEAP. Para tal efeito utiliza-se a Fig. 1 para ilustrar o esquema típico do AEAP.

A representação esquemática apresentada na Fig. 1 é constituída por cinco blocos funcionais além da fonte de luz coerente, laser. A designação de cada um dos blocos, assim como sua finalidade é apresentada a seguir:

- Processador eletrônico do sinal de microondas de entrada; Etapa eletrônica de acoplamento do sinal de microondas e as características elétricas de entrada do modulador acusto-óptico (célula Bragg, CB). A potência do sinal acoplado à célula Bragg é dada por $P_{RF} = G_f P_{IN}$. Onde G_f é o ganho total do bloco de processamento eletrônico e P_{IN} é a potência do sinal na entrada de microondas, Fig. 1.
- Expansor e formatador do laser; O feixe do laser é ajustado na entrada óptica da CB, modificando os parâmetros de polarização, largura do feixe e ângulo de incidência. Neste bloco também se ajusta espacialmente o feixe do laser a uma única dimensão.
- Célula Bragg; Modulador acusto-óptico onde o sinal elétrico, na entrada elétrica da célula Bragg, é inicialmente transformado num sinal acústico por um transdutor piezoelétrico, gerando uma onda elástica no interior da célula Bragg. Pelo efeito acusto-óptico, uma parcela do feixe óptico incidente é difratada. O ângulo de difração e a intensidade do feixe óptico difratado são proporcionais, respectivamente, à frequência e à potência do sinal elétrico.
- Lente de Fourier; Realiza a transformada de Fourier espacial no plano focal.
- Rede de fotodetectores; Este bloco está posicionado no plano focal da lente de Fourier e realiza a conversão do sinal óptico em um sinal elétrico que é proporcional ao espectro do sinal de microondas.

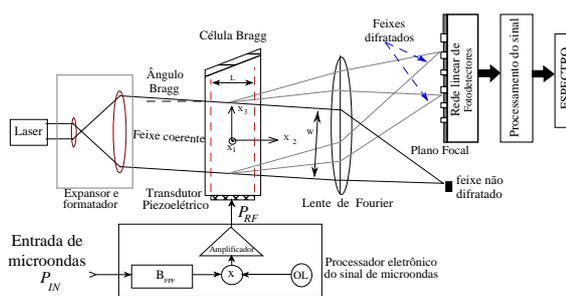


Figura 1: Representação esquemática de um analisador de espectro acusto-óptico, AEAP.

Atualmente têm-se referências de protótipos desenvolvidos com finalidades acadêmicos, comerciais e militares. Na Fig. 2 apresenta-se um protótipo do AEAP, [5]. O comprimento do protótipo é aproximadamente 25 cm.

Em um AEAP, o sinal de microondas, após um pré-processamento eletrônico, é acoplado à célula Bragg. O sinal elétrico acoplado produz, no interior da célula Bragg, redes de difração óptica que reproduzem as características espectrais do sinal de microondas. Estas características são transpostas para um feixe óptico que se propaga através da célula Bragg, conforme ilustrado na Fig. 1. Este efeito também faz com que a intensidade dos feixes ópticos difratados, na saída da célula Bragg, e suas orientações sejam controladas pelas componentes espectrais do sinal de microondas. Além disso, as orientações das ordens de difração apresentam dependência linear com as frequências das componentes espectrais do sinal de microondas.

Ressalta-se também que, as ordens de difração resultantes da interação do feixe do laser com as diversas redes de difração, são geradas simultaneamente. Esta característica, é responsável pelo processamento paralelo quase em tempo real do AEAP.

O feixe de laser que emerge do bloco expansor formatador apresenta as seguintes características: seção transversal, sobre o plano x_2 - x_3 , com largura W , polarização linear segundo uma direção especificada pelo vetor unitário \hat{e}^l e um vetor de onda

$$\vec{k}^l = k_2^l \hat{x}_2 + k_3^l \hat{x}_3.$$

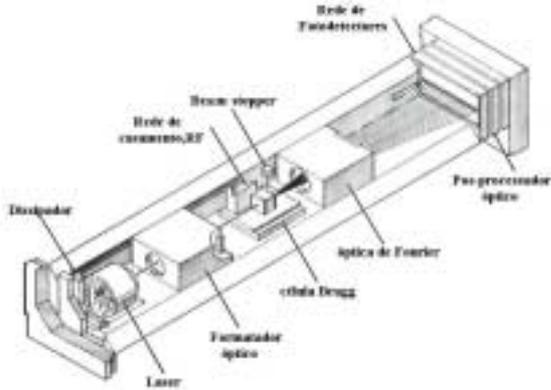


Figura 2: Protótipo de um analisador de espectro acusto-óptico, AEAP, com aproximadamente 25 cm de comprimento.

Os sinais de microondas considerados para este estudo são sinais de radar. De forma geral estes sinais podem estar modulados em frequências e/ou amplitude. A representação da complexidade intrínseca deste estudo é apresentada na Fig. 3. Nesta análise, fatores tais como: a posição do sinal acústico na região iluminada pelo laser, tipo de envoltória, frequência do sinal e limites da região de interação acusto-óptica devem ser levados em consideração.

Ressalta-se que a porção da célula Bragg entre $x_T(t)$ e $x_L(t)$ é a região de interação acusto-óptica. A análise deste problema, levando-se em consideração todos estes fatores, já foi tratada pelos autores em publicações anteriores [3], [4].

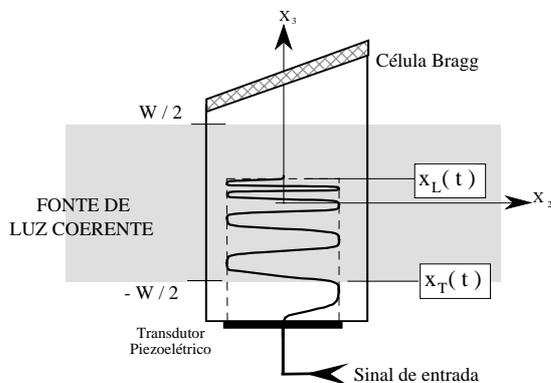


Figura 3: Especificação da região de interação acusto-óptica para um sinal de microondas pulsado tipo chirp, $x_T(t) \leq x_3 \leq x_L(t)$.

A estimação do espectro de sinais de radar exige a análise detalhada do feixe difratado. Este estudo é realizado com o auxílio da teoria de modos acoplados. Por simplicidade, inicia-se a análise com o caso em que o sinal de microondas, $S(t)$, é harmônico e a célula Bragg gera a ordem de difração +1. Foi demonstrado, em publicações anteriores, que a variação da permissividade elétrica, $\Delta\epsilon_{ij}$, causada pela propagação da onda acústica no interior de célula Bragg, é determinada por:

$$\Delta\epsilon_{ij}(x_1, x_2, x_3, t) = \Delta\epsilon_{ij}^{(0)} \cos[\omega_s(t-t')] \quad (1)$$

onde $t' = x_3/v_s + \tau/2$, $\Delta\epsilon_{ij}^{(0)}$ são os valores máximos das componentes do tensor $\Delta\epsilon$, v_s é a velocidade da onda acústica no material acusto-óptico, $\tau = W/v_s$ é abertura temporal da célula Bragg e ω_s é a frequência do sinal de microondas [3].

A coluna acústica está definida dentro dos limites $|x_2| \leq L/2$ e $|x_3| \leq W/2$. Na região de interação acusto-óptica o campo elétrico óptico, $\vec{e}(x_2, x_3, t)$, é constituído pela superposição do campo incidente com o campo difratado. Nesta região o campo elétrico resultante obedece a seguinte equação de onda não homogênea:

$$\nabla^2 \vec{e}(x_2, x_3, t) - \frac{1}{c^2} [\epsilon_r^{(0)}] \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{e}(x_2, x_3, t) = \mu_o \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{p}^{ind}(x_2, x_3, t) \quad (2)$$

onde μ_o e c são, respectivamente, a permeabilidade magnética e a velocidade da luz no vácuo. $[\epsilon_r^{(0)}]$ é o tensor permissividade elétrica relativa do meio na ausência da onda acústica e $\vec{p}^{ind}(x_2, x_3, t)$ representa a polarização induzida pela onda acústica. Restringindo a análise para interações lineares, tem-se que a polarização induzida é $\vec{p}^{ind}(x_2, x_3, t) = \epsilon_o [\Delta\epsilon(x_2, x_3, t)] \vec{e}(x_2, x_3, t)$.

A solução de (2) é obtida com auxílio da teoria de modos acoplados levando-se em consideração os seguintes fatores: a) as condições de contorno nas fronteiras que definem os limites da coluna acústica, b) admitiu-se uma representação do campo elétrico incidente, $\vec{e}^I(x_2, x_3, t)$, e difratado, $\vec{e}^D(x_2, x_3, t)$, em sua forma complexa e c) supõe-se um acoplamento fraco, $d^2 E^I / dx_2^2 \ll k_2^I dE^I / dx_2$ e $d^2 E^D / dx_2^2 \ll k_2^D dE^D / dx_2$, para as amplitudes do campo incidente, $E^I(x)$ e difratado, $E^D(x)$.

Em virtude das simplificações introduzidas na teoria de modos acoplados e levando-se em consideração os fatores acima mencionados, obtém-se o seguinte par de equações acopladas:

$$k_2^I \frac{dE^I(x_2)}{dx_2} = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_I}{c} \right)^2 \Delta\epsilon_{eff}^{ind} E^D(x_2) \exp[-j \Delta k_2 x_2] \quad (3)$$

$$k_2^D \frac{dE^D(x_2)}{dx_2} = -\frac{1}{4} \left(\frac{\omega_D}{c} \right)^2 \Delta\epsilon_{eff}^{ind} E^I(x_2) \exp[j \Delta k_2 x_2] \quad (4)$$

onde Δk_2 é o descasamento de vetor de onda, $\Delta\epsilon_{eff}^{ind}$ é a variação efetiva da permissividade elétrica induzida na região de interação acusto-óptica, ω_I e ω_D são as frequências do feixe incidente e difratado, respectivamente. Deve-se lembrar que a difração de ordem +1 produz $\omega_D = \omega_I + \omega_s$, com ω_s sendo a frequência do sinal de radar.

A Tabela 1 apresenta as características de operação de células Bragg disponíveis no mercado, assim como, o material utilizado para sua fabricação.

Neste artigo utiliza-se uma célula Bragg de Fosfeto de Gálio, GaP, com uma eficiência de 12 %/watt.

Para a célula Bragg de GaP, utilizada neste trabalho, obtém-se:

$$\Delta \varepsilon_{eff}^{ind} = n^4 \sqrt{2I_a / \rho_s v_s^3} p_{44} \cos \theta_B \quad (5)$$

onde n é o índice de refração, I_a é a intensidade acústica, p_{44} é o coeficiente acusto-ópticos, θ_B é o ângulo Bragg e ρ_s é a densidade de massa do GaP.

Considerando-se que $k_2^I = (\omega n/c) \cos \theta_I$ e $k_2^D = (\omega_D n/c) \cos \theta_D$, onde θ_I e θ_D são os ângulos de incidência e difratado, a solução do sistema de equações (3) e (4) produz o seguinte par de equações, para as amplitudes do campo $E^I(x_2)$ e $E^D(x_2)$.

$$E^I(x_2) = E^I(0) \left\{ \cos \Theta x_2 + j \frac{\Delta k/2}{\Theta} \sin \Theta x_2 \right\} \exp \left\{ \frac{-j x_2 \Delta k}{2} \right\} \quad (6)$$

$$E^D(x_2) = -E^I(0) \left\{ \frac{\eta}{\Theta} \sin \Theta x_2 \right\} \exp \left\{ \frac{j x_2 \Delta k}{2} \right\} \quad (7)$$

onde $\Theta = \sqrt{\eta^2 + (\Delta k/2)^2}$, $E^D(x_2=0) = 0$, $E^I(x_2=0) = E^I(0)$ e o coeficiente de acoplamento $\eta = (\omega_i \Delta \varepsilon_{eff}^{ind}) / (4nc \sqrt{\cos \theta_I \cos \theta_D})$.

Tabela I: Materiais e características de operação de células Bragg disponíveis no mercado [5].

Material	Freq. Central (MHz)	Largura de Faixa (MHz)	Abertura (µm)	Produto TB	Eficiência (%/W)
TeO ₂ (S)	90	50	46	2008	110
TeO ₂ (S)	160	100	18	1008	95
GaP (S)	3800	500	2	1008	38
GaP (S)*	3800	1800	1	1008	32
LiNbO ₃ (S)	2500	1800	1	1008	38
GaP (L)	2500	1800	0.25	258	44
GaP (L)	3800	2800	0.15	368	38
GaP (S)	3800	2800	0.25	568	3
LiNbO ₃ (S)	3800	2800	0.38	668	6

Uma característica importante do feixe óptico difratado é a fração de potência óptica incidente transferida para este feixe. Este parâmetro é denominado de eficiência de difração K , e sua representação matemática, supondo componentes ópticos sem perdas, é dada por:

$$K = \eta^2 L^2 \text{sinc}^2[\Theta L] \quad (8)$$

onde $\text{sinc}(x) = \text{sen}(x)/x$ e L é a largura do transdutor, Fig. 1.

Substituindo (5) na definição de coeficiente de acoplamento η , lembrando que $\omega_i/c = 2\pi/\lambda_o$, e que na condição de casamento de fase, em meio isotrópico, $\theta_B = \theta_D$, obtém-se a seguinte expressão para η :

$$\eta = \frac{\pi}{\sqrt{2} \lambda_o} n^3 \sqrt{I_a / \rho_s v_s^3} p_{44} \quad (9)$$

Portanto, na condição de casamento de fase, $\Delta k_2 = 0$, com baixa potência acústica, a intensidade do feixe difratado, $I_D = |E^D(x_2=L/2)|^2$ é dada por:

$$I_D = I_D \left(x_2 = \frac{L}{2}, \Delta k = 0, \eta L \ll 1 \right) = \left(\frac{\pi L}{\sqrt{2} \lambda_o} \right)^2 (M_2 I_a) I_L \quad (10)$$

onde I_L é a intensidade óptica do laser (watt/m^2) e o fator M_2 , que depende apenas das propriedades do material, é denominado figura de mérito acusto-óptica, $M_2 = n^6 p_{44}^2 / \rho_s v_s^3$ em $[s^3/kg]$.

A formulação desenvolvida até este ponto aplica-se quando o AEAP opera em regime Bragg e o sinal de microonda, $S(t)$, é constituído de uma única frequência ω_s [rad/s]. Para sinais de microondas com mais de uma frequência é necessário um estudo mais detalhado devido ao aparecimento da intermodulação. Entretanto a abordagem aqui apresentada, proporciona as ferramentas básicas para desenvolver esta análise, conforme já foi discutido nas referências [6] e [7].

A intermodulação introduz distorções no espectro do sinal de microondas detectado pelo AEAP. Das componentes espectrais produzidas pela intermodulação, a mais significativa é a resultante da intermodulação de terceira ordem. Sua intensidade é dada por:

$$I_3 = \frac{1}{36} \left[\left(\frac{\pi L}{\sqrt{2} \lambda_o} \right)^2 M_2 I_a \right]^3 I_L \quad (11)$$

onde I_3 é a intensidade de intermodulação de terceira ordem.

Para a célula Bragg utilizada neste trabalho, a aplicação da técnica de dois tons mostra que potências de microondas iguais a 170 mW proporcionam intermodulações de terceira ordem 50 dB abaixo da difração principal [6].

A faixa dinâmica DR do AEAP, levando-se em consideração apenas a característica não linear da célula Bragg, é calculada da seguinte forma:

$$DR = 10 \log \left[\frac{1}{36} (\eta L)^2 \right] \quad (dB) \quad (12)$$

por exemplo para um $\eta L = 2\%$ obtém-se $DR \approx 50 \text{ dB}$.

Define-se a sensibilidade do AEAP como a mínima potência do sinal de microondas presente na entrada do AEAP, que produz uma difração do feixe óptico com suficiente intensidade para atingir o limiar mínimo de detecção da rede linear de fotodetectores [4].

Uma primeira proposta para se determinar a sensibilidade do AEAP consiste em utilizar um modelo simplificado do AEAP. Neste modelo omite-se a lente de Fourier, supõe-se que a eficiência de difração e a sensibilidade do fotodetector são os únicos fatores que limitam a detecção do AEAP. Portanto, a partir da equação (10) obtém-se a seguinte expressão para a potência de microondas, P_{RF} :

$$P_{RF} = \frac{P_D}{K_{\%W} P_L} \quad (13)$$

onde considerou-se que as áreas dos feixes ópticos não sofrem deformações, P_D é a sensibilidade do fotodetector, P_L é a potência do laser e $K_{\%/W}$ é a eficiência de difração em $\%/watt$. A sensibilidade do fotodetector é igual à mínima potência óptica no fotodetector que proporciona uma relação sinal ruído unitária.

O modelo mais rigoroso, para se calcular a sensibilidade do AEAP, considera as fontes de ruído e os ganhos introduzidos em cada uma das etapas da Fig. 1. Neste artigo levam-se em consideração estes fatores, através da definição de cinco relações sinal-ruído. A Fig. 4 mostra as relações sinal-ruído consideradas.

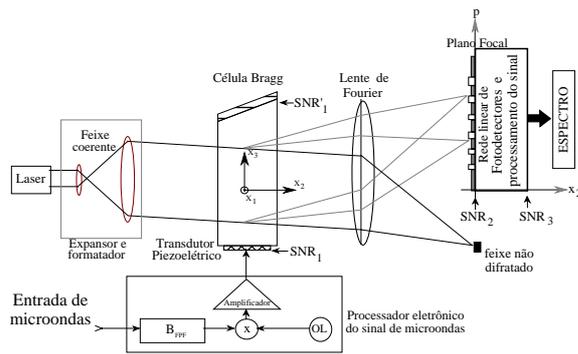


Figura 4: Diagrama do AEAP contendo as relações sinal-ruído utilizadas para modelar-se a sensibilidade do AEAP.

Inicialmente define-se um ganho de processamento, G_p , como a razão entre a relação SNR_3 com integração e a relação SNR_1 . Onde SNR_3 é a relação sinal ruído na saída da rede de fotodetectores e SNR_1 é a relação sinal ruído na entrada da célula Bragg. Manipulando-se esta definição, para considerar-se cada umas das fontes de ruído da Fig. 4, tem-se que G_p é dado por:

$$G_p = \frac{(SNR_3)_{CI} (SNR_3)_{SI} SNR_2 SNR'_1}{(SNR_3)_{SI} SNR_2 SNR'_1 SNR_1} \quad (14)$$

onde os subscritos *CI* e *SI* indicam com integração e sem integração, respectivamente. SNR_2 é a relação sinal ruído no plano de Fourier e SNR'_1 é a relação sinal ruído na saída célula Bragg.

Nas condições de funcionamento normais e dentro da faixa de operação da célula Bragg, considera-se desprezíveis a potência dissipada pelo transdutor piezoelétrico e a atenuação que a onda elástica sofre quando se propagar desde o transdutor piezoelétrico até a região de interação acusto-óptica. Portanto, a relação SNR_1 é definida pela seguinte expressão:

$$SNR_1 = P_a(x_3 = -W/2)/N_1 \quad (15)$$

onde $P_a(x_3 = -W/2)$ e N_1 são, respectivamente, a potência acústica do sinal e do ruído, ambas consideradas no limite inferior da região de interação acusto-óptica, $x_3 = -W/2$.

A relação SNR'_1 é a razão entre a potência óptica do feixe difratado, P_D , e a potência óptica do ruído neste feixe, N'_1 . Portanto, sua expressão é dada por:

$$SNR'_1 = P_D/N'_1 \quad (16)$$

O fator que relaciona a potência óptica difratada e a potência acústica em $x_3 = -W/2$ é denominado de fator de conversão acusto-óptico, $\chi_{AO} = P_D/P_a(x_3 = -W/2)$. Portanto, tem-se que:

$$SNR'_1 = \frac{\chi_{AO} P_a(x_3 = -W/2)}{\chi_{AO} N_1 + N_i} \quad (17)$$

onde N_i é o ruído interno na célula Bragg.

Define-se a figura de ruído acusto-óptica como $F_{AO} = SNR_1/SNR'_1$. Substituindo-se (15) e (17) na definição de F_{AO} , tem-se que $F_{AO} = 1 + N_i/\chi_{AO} N_1$. Supondo uma eficiência de difração baixa e que a potência do ruído interno, N_i , levam em consideração unicamente a potência do ruído proveniente da intermodulação de terceira ordem, N_D , e a potência do ruído associado ao feixe óptico incidente, N_{DL} , tem-se que:

$$F_{AO} = 1 + \frac{N_{DL}}{N_1} + \frac{N_D P_a(x_3 = -W/2)}{N_1 K P_L} \quad (18)$$

Substituindo (10) em (11), a potência do ruído de intermodulação é dado por:

$$N_D = I_3 A = K^2 P_D / 36 \quad (19)$$

onde A é a área transversal dos feixes ópticos.

De acordo com as referências [7] e [8] as seguintes relações são aplicáveis no estudo do ganho G_p .

$$SNR'_1/SNR_2 \cong 1/\tau B \quad (20)$$

$$(SNR_3)_{CI}/(SNR_3)_{SI} \cong \sqrt{T_i/\tau} \quad (21)$$

$$SNR_2/(SNR_3)_{SI} = F_d \quad (22)$$

onde B é a largura de faixa do AEAP, T_i é o tempo de integração da rede linear de fotodetectores e F_d é a figura de ruído do fotodetector.

Substituindo-se (22), (21), (20), (18) em (14), tem-se :

$$G_p = \frac{B\sqrt{\tau T_i}}{F_{AO} F_d} \quad (22)$$

onde a raiz quadrada do produto τT_i é denominado tempo efetivo de processamento.

Utilizando-se a definição de sensibilidade em conjunto com (22) (fazendo $(SNR_3)_{CI} = 1$) e considerando-se que $N_1 = K_B T_K B G_f F_f$, tem-se o seguinte resultado para a sensibilidade:

$$P_{RF} = \frac{K_B T_K F_{AO} F_d G_f F_f}{\sqrt{\tau T_i}} \quad (23)$$

onde K_B é a constante de Boltzmann e T_K é a

temperatura em graus Kelvins, G_f e F_f são, respectivamente, o ganho e a figura de ruído do pré-processamento eletrônico.

III. ESTIMULAÇÃO DA DENSIDADE ESPECTRAL DE POTÊNCIA DO SINAL DE RADAR

O objetivo desta secção é propor um estimador da densidade espectral de potência (*Power Spectral Density, PSD*) a partir das voltagens de saída da rede de fotodetectores. A avaliação de seu desempenho será realizada através da definição de uma relação sinal ruído.

Sem perda de generalidade pode-se realizar as seguintes postulações: *i*) nas condições de funcionamento normais e dentro da faixa de operação da célula Bragg, a potência dissipada pelo transdutor piezoelétrico e a atenuação acústica introduzida pela propagação da onda elástica, desde a interface do transdutor piezoelétrico até a região de interação acusto-óptica, $x_3 = -W/2$, são desprezíveis; *ii*) a corrente elétrica produzida na saída do fotodetector, resultante da conversão do fluxo de fótons em corrente elétrica, é proporcional ao número de fótons incidente e ao tempo que o fotodetector é iluminado. Desta forma, cada fotodetector está realizando, implicitamente, uma integração temporal de T_i seg.

Como primeiro passo apresentam-se as características do campo óptico difratado na saída da célula Bragg. Lembrando-se que a célula Bragg especificada neste trabalho, possui uma eficiência de difração menor do que 12% para potências de microondas inferiores a 1 W e um ângulo Bragg $\theta_B \leq 4^\circ$.

Pelas deduções da secção anterior, tem-se que a amplitude do campo elétrico difratado obedece à equação (7). Portanto, o campo difratado instantâneo, $\vec{e}^D(x_2, x_3, t)$, em $x_2=L/2$ é descrito por:

$$\frac{\vec{e}^D(x_3, t)}{E^I(0)} = \frac{-\pi L \sqrt{M_2 I_a}}{\sqrt{2} \lambda_o} w(x_3) \text{sen}[(\omega_i + \omega_s)t - \varphi] \hat{e}^D \quad (24)$$

onde $\varphi = k_l L + \omega_k t'$, $w(x_3)$ é a distribuição espacial, em geral gaussiana, do campo óptico na entrada da célula Bragg e t' foi definida em (1).

Este feixe propaga-se pelo espaço livre e ilumina a lente óptica. A separação entre a saída da célula Bragg e a lente é igual à distância focal da lente. Assim, pela teoria de difração de Fresnell-Kirchoff, o campo óptico no plano focal é dado por [3], [8]:

$$E^D(p, t) = K_{A0} \exp \left[j \left(\omega_i t - \frac{2\pi}{\lambda_o} (nL + 2F) + \frac{\pi}{2} \right) \right] \cdot \int_{-\infty}^{\infty} [w(x_3) S(t-t') \exp(-j2\pi p x_3 / \lambda F)] dx_3 \quad (25)$$

onde $K_{A0} = \pi L \sqrt{M_2 I_a} E^I(0) / (2\sqrt{2} F \lambda_o^2)$ e a frequência espacial, v , para uma posição p no plano focal é $v = p / \lambda F$.

A equação (25) mostra que o campo difratado é proporcional à transformada de Fourier espacial unidimensional, ponderada por $w(x_3)$, do sinal de microondas contida na célula Bragg com um atraso t' , $S(t-t')$. Ressalta-se que, em particular, para um sinal CW com iluminação uniforme, $w(x_3) = 1$ para $|x_3| \leq W/2$, obtém-se $|E^D(p, t)| = WK_B / \text{sinc}[\pi(p/\lambda F - f_s/v_s)W]$. Este resultado evidencia a dependência biunívoca entre a frequência de microondas f_s e a coordenada espacial p [3]. Identificando-se também a característica de discriminação em frequência do AEAP, uma vez que o valor máximo de E^D ocorre para $p = \lambda F f_s / v_s$.

Para sinais $S(t)$ mais complexos, com é o caso de sinais de radar, a integração indicada em (25), resolve-se, na maioria de vezes, com o auxílio de integração numérica [4].

Dos tipos de pulsos utilizados em sistemas de radar dois exemplos foram selecionados e apresentados na Fig. 5. O primeiro, Fig. 5a, é um pulso retangular e o segundo é um pulso de microondas tipo chirp, Fig. 5b.

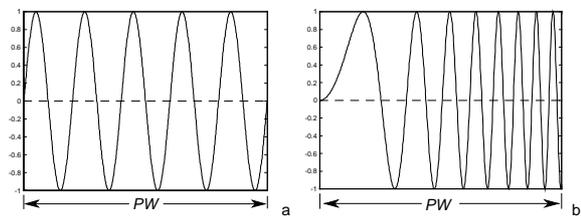


Figura 5: Pulsos de radar com duração PW; a) pulso retangular e b) pulso tipo chirp com frequência $\omega(t) = \omega_s + 2\pi\alpha t$

Os dois sinais representados na Fig. 5 têm uma duração do pulso $PW = 1 \mu s$ e amplitude unitária. A forma de onda do pulso ilustrado na Fig. 5a é descrita pela seguinte expressão

$$S(t) = \text{rect} \left[\frac{t - PW/2}{PW} \right] \cos(\omega_s t) \quad (26)$$

onde a função retangular, $\text{rect}[x] = 1$ para o intervalo $|x| \leq 1/2$.

O pulso de radar tipo chirp, Fig. 5b, é caracterizado através da seguinte equação:

$$S(t) = \text{rect} \left[\frac{t - PW/2}{PW} \right] \cos(\omega_s t + \alpha \pi t^2) \quad (27)$$

onde $\omega(t) = \omega_s + 2\pi\alpha t$ e α é o coeficiente da razão de variação de frequência em Hz/s.

Em (26) e (27) seleciona-se $PW = \tau = 1 \mu s$, com a finalidade de analisar o desempenho do AEAP durante a propagação do pulso dentro da célula Bragg. Nesta situação tem-se que $PW = W/v_s$ e $\tau = W/v_s$. Deve-se ressaltar que o estudo realizado abrange qualquer configuração.

Pelas características apresentadas em (25), cada ponto no eixo p do plano focal, tem uma frequência de microondas associada. Levando-se em consideração que a rede linear de fotodetectores está posicionada

sobre este eixo, pode-se modelar a rede de fotodetectores como sendo N canais de recepção [9]. Este modelo é representado na Fig. 6.

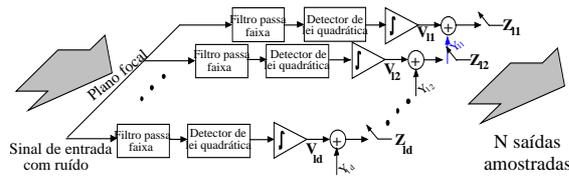


Figura 6: Modelagem do AEAP como um receptor canalizado.

Neste modelo considera-se que a largura de faixa do circuito de detecção é muito maior que a largura de faixa da forma de onda observada pelo fotodetector.

Os filtros passa faixa representados na Fig. 6, possuem respostas impulsivas espaciais $H[p]$, que de forma geral são modeladas como sendo funções retangulares. A banda de passagem de cada filtro é indexada ao comprimento espacial do fotodetector analisado e a sua posição no eixo p . Os blocos integradores de cada canal, realizam a integração temporal desde o instante $(l-1)T_i$ até o instante lT_i .

Com estas considerações, a voltagem de saída no fotodetector d no instante de amostragem l é dada por:

$$V_{ld} = \frac{\eta_d \lambda_o e^{-}}{h c T_i} \int_{(l-1)T_i}^{lT_i} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} [H(v) |E^D(v,t)|^2] dv \right\} dt \quad (28)$$

onde $v=p/\lambda F$, η_d é a eficiência quântica, e^- é a carga do elétron, h é a constante de Planck e f é a frequência do laser.

Considerando-se a contribuição do ruído aditivo no circuito de detecção, a amostra de voltagem na saída do canal d , $1 \leq d \leq N$, no instante de tempo l será dada por:

$$Z_{ld} = V_{ld} + Y_{ld} \quad (29)$$

onde V_{ld} e Y_{ld} são as amostras correspondentes ao sinal e ao ruído, respectivamente.

Assim, a voltagem Z_{ld} é a estimativa da densidade espectral de potência, PSD. Esta estimativa é representada por, [9]:

$$\hat{P}_s = Z_{ld} \quad (30)$$

Para avaliar o desempenho do estimador, \hat{P}_s , define-se a seguinte relação sinal ruído:

$$SNR_{\hat{P}} = \mu_{\hat{P}}^2 / \sigma_{\hat{P}}^2 \quad (31)$$

onde o valor médio e a variância do estimador são calculados, respectivamente, pelas seguintes relações $\mu_{\hat{P}} = E \{ \hat{P}_s \}$ e $\sigma_{\hat{P}}^2 = \text{var} \{ \hat{P}_s \}$. O estudo detalhado de $\mu_{\hat{P}}$ e $\sigma_{\hat{P}}^2$, para vários sinais de teste, é apresentado em [4], [9].

Uma observação importante, a partir da análise da expressão (31), é que $SNR_{\hat{P}}$ é proporcional ao tempo de integração do fotodetector.

IV. RESULTADOS NUMÉRICOS

As características dos componentes do AEAP utilizados para as simulações são: Célula Bragg de GaP (110) com frequência central 2 GHz, largura de faixa de 1 GHz, $\tau=1\mu s$, eficiência de difração 12 %/watt. Os parâmetros relevantes do GaP são: $n=3,31$; $p_{44}=-0,074$; $\rho_s=4130 \text{ kg/m}^3$ e $v_s=4130 \text{ m/s}$. O comprimento de onda do laser considerado é $\lambda_o = 0,830 \mu m$ com potências de 30 mW e 150 mW. A rede linear de fotodetectores é uniforme. Cada elemento fotodetector é igualmente espaçado, com comprimento e separação iguais a 80 μm . Os fotodetectores considerados foram do tipo PIN e APD com sensibilidades de 10 nW e 0,5 nW, respectivamente. A lente de Fourier escolhida tem uma distância focal $F=0,40 \text{ m}$.

O comportamento do campo normalizado, $E^D(p,t)$ equação (25), para um sinal pulsado retangular e para um pulso tipo chirp são apresentados na Fig. 7a. e na Fig. 7b, respectivamente. Nesta simulação considerou-se uma $f_s=2 \text{ GHz}$ e que o laser ilumina uniformemente a célula Bragg. Portanto, os efeitos apresentados na Fig.7 representam a propagação do pulso no interior da célula Bragg.

No caso do pulso tipo chirp a varredura de frequência é igual a 5 MHz a partir da frequência de 2 GHz. O deslocamento p_c , sobre o eixo p , produzido pela frequência $f_s=2 \text{ GHz}$ é igual a 16.07 cm ($p_c=\lambda_o F f_s / v_s$).

Na Fig. 7a mostra-se a variação do campo $E^D(p,t)$, no plano focal, em função da parcela do pulso contida na região de interação acusto-óptica. Observa-se que as amplitudes máximas do campo, sobre o eixo p , ocorrem no instante $t/\tau=1$. Esta condição é causada porque o pulso de microondas preenche completamente a região de interação. Além disso, comprova-se a existência de um único valor máximo, $|E^D(p,t)| < |E^D(p_c,t)|$.

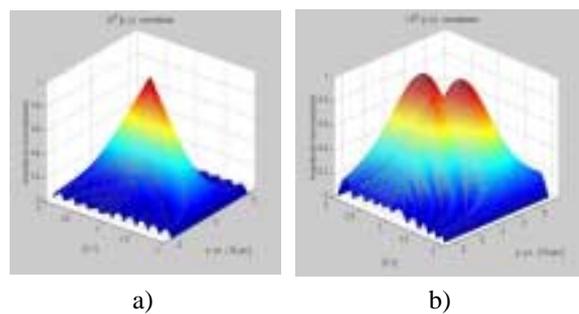


Figura 7: Amplitude normalizada do campo no plano focal: a) pulso retangular e b) pulso tipo chirp linear com $\alpha=5 \times 10^{12} \text{ Hz/s}$.

Definiremos centróide como a posição onde o máximo valor absoluto do campo ocorre em qualquer instante de observação t/τ . Assim, o centróide da Fig. 7a sempre permanece fixo na posição $\Delta p=0$. Os valores das amplitudes do campo, no eixo p , cresce uniformemente no intervalo $0 \leq t/\tau \leq 1$. Já o decréscimo

da amplitude do campo na região $1 < t/\tau \leq 2$ é produzido pela saída progressiva do pulso de microondas da região de interação. Ressalta-se que a forma de onda obtida para um instante fixo de observação, $t/\tau = i$ onde $0 \leq i \leq 2$, é oscilante e simétrica em torno de $\Delta p = 0$.

O comportamento descrito acima depende do tipo de sinal contido na região de interação acusto-óptica. Por exemplo, o pulso tipo chirp da Fig. 7b apresenta um deslocamento do centróide sobre o eixo p . Este efeito decorre da variação instantânea de frequência da parcela do pulso contida na região de interação. Observar-se, também, a existência de dois máximos claramente distinguíveis. Este fato pode ser utilizado para identificar o tipo de sinal pulsado.

A forma de onda de voltagem na saída da rede linear de fotodetectores resultantes do processamento dos pulsos já especificados são ilustradas na Fig. 8. Nesta simulação selecionou-se dois elementos consecutivos da rede de fotodetectores. Supõe-se que a frequência de microondas, f_s , do pulso retangular coincide com o centro do fotodetector $d=0$ e o centro do fotodetector $d=1$ coincide com a frequência $f_s + 1,036\text{MHz}$.

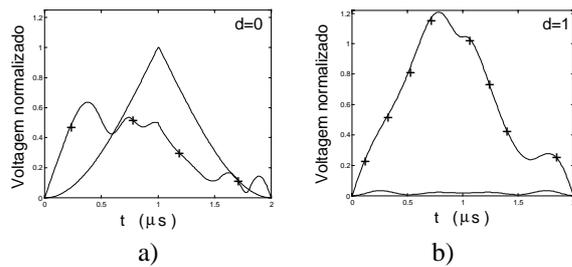


Figura 8: Formas de onda de voltagem nos fotodetectores $d=0$ e $d=1$, geradas por pulsos de $1 \mu\text{s}$ de duração: — pulso retangular e -+- pulso tipo chirp com varredura de frequência de 2MHz .

As formas de onda apresentadas na Fig. 8 são normalizadas com relação ao valor máximo do pulso retangular em $t = \tau$, no fotodetector $d=0$. Na Fig. 8a observa-se que o pulso retangular tem um comportamento monotônico crescente para $0 \leq t \leq 1$ e decrescente para $1 < t \leq 2$. O valor máximo para o pulso retangular é alcançado em $t = 1 \mu\text{s}$. Para o pulso tipo chirp a voltagem de saída apresenta ondulações e seu valor máximo sempre é inferior ao obtido para um pulso retangular. Além disso nota-se que a forma de onda para o pulso chirp possui um espalhamento temporal maior que o observado para o pulso retangular. Ressalta-se que as voltagens obtidas na Fig. 8a para os dois tipos de pulsos são da mesma ordem.

A Fig. 8b mostra um comportamento ondulatorio nas voltagens produzidas pelo pulso retangular e pelo pulso tipo chirp. Observa-se que o pulso retangular gera uma voltagem sensivelmente inferiores à voltagem obtido com o pulso tipo chirp. Este fato demonstra que o pulso retangular concentra seus

efeitos em uma região perfeitamente definida da rede linear de fotodetectores. Já o pulso tipo chirp, como era esperado, varre uma região da rede de fotodetectores e seus efeitos são observados nos fotodetectores $d=0$ e $d=1$.

Agora, analisa-se a influência do tempo de integração, T_i , e a abertura temporal da célula Bragg, τ , no desempenho do estimador da PSD. As simulações dos comportamentos de (31), para vários valores de τ em materiais acusto-ópticos típicos, são apresentada na Fig. 9. Supõe-se ruído branco gaussiano aditivo como sinal de teste.

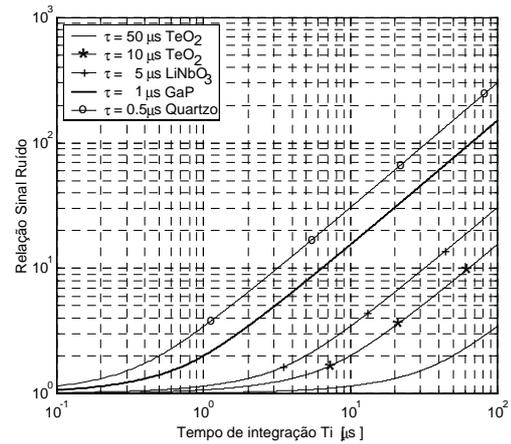


Figura 9: Relação sinal ruído do estimador em função do tempo de integração para diversas aberturas temporais das células Bragg, (τ).

A Fig. 9 revela que para manter uma SNR_p no AEAP, o tempo T_i requerido, varia drasticamente de acordo com o valor de τ e portanto com o material da célula Bragg para laser com um dado diâmetro. Observa-se também que para T_i fixo, a SNR_p aumenta quando a abertura temporal da célula Bragg, τ , diminui. Pequenas aberturas temporais, de forma geral, deterioram a resolução em frequência do AEAP [9]. Desta forma, tem-se que a escolha da célula Bragg de GaP com $\tau = 1 \mu\text{s}$ e a que apresenta a melhor SNR_p .

Para a análise da sensibilidade dois procedimentos são adotados nesta publicação. Em uma primeira situação utiliza-se a equação (13). Os resultados da potência detectável pelo AEAP são apresentados na Tabela II.

Tabela II: Potência do sinal de RF detectável pelos fotodetectores tipo PIN e APD, para duas potências de laser, uma transmitância óptica de 3dB e levando-se em consideração unicamente a eficiência de difração

Potência do laser	Potência do sinal de RF detectável	
	Diodo tipo PIN Potência min. 5 nW	Diodo tipo APD Potência min. $0,25 \text{ nW}$
30 mW	- 25,56 dBm	-38,57 dBm
150 mW	-32,55 dBm	-45,56 dBm

Neste cálculo simplificado considera-se uma eficiência de difração de $12\%/watt$, uma transmitância de -3 dB e $B = 1\text{ GHz}$.

Estes resultados revelam um incremento de 7 dBm na sensibilidade do AEAP quando a potência do laser é aumentada de 30 mW para 150 mW . Observa-se também que a maior sensibilidade, -43 dBm , é obtida com detectores APD e o laser de 150 mW . Um aumento da sensibilidade, sem incremento da potência do laser, poder ser obtido com técnicas interferométricas [8].

No segundo procedimento utiliza-se a expressão (23) para obter-se a potência mínima detectável pelo AEAP em função do tempo de integração. Os resultados das simulações com $\tau = 1\mu\text{s}$, $F_{AO} = 10$, $F_d = 100$ e $B = 1\text{ GHz}$ são apresentados na Fig.109.

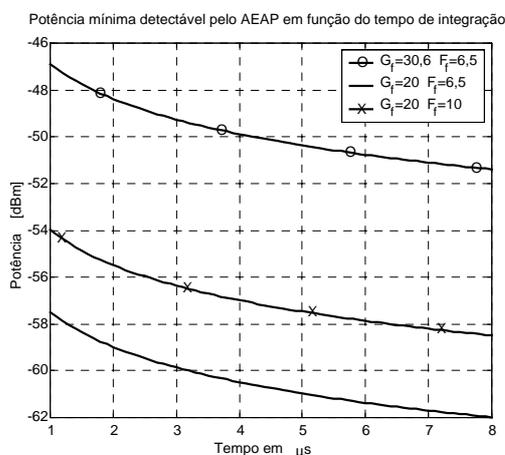


Figura 10: Potência mínima detectável pelo AEAP em função do tempo de integração, impondo o ganho, G_f de 30,6 dB e 20 dB, e a figura de ruído, F_f de 6,5 dB e 10 dB, para a etapa de processamento eletrônico.

A Fig. 10 mostra que com maiores tempos de integração a potência P_{RF} detectado é menor (maior sensibilidade). Por exemplo aumentando T_i de $1\mu\text{s}$ para $2\mu\text{s}$, tem-se um incremento de $\approx 1,6\text{ dB}$ na sensibilidade. Para T_i superiores a $8\mu\text{s}$ o incremento é $\approx 0,5\text{ dB}$. Ressalta-se que tempos de integração altos não são de interesse em receptores de radar. Observa-se ainda na Fig. 9, que ao reduzir G_f de 30,6 dB para 20 dB, mantendo F_f fixa, incrementa-se a sensibilidade em $\approx 10\text{ dB}$. No caso de fixar G_f e aumentar F_f de 6,5 dB a 10 dB a sensibilidade se reduz em $\approx 4\text{ dB}$.

V. CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentou-se o estudo da estimação da densidade espectral de potência de sinais de microondas através de um AEAP. Determinou-se a sensibilidade do AEAP em função do tempo de integração e através desta relação realiza-se o estudo do desempenho da sensibilidade. Modelou-se a rede linear de fotodetectores como um receptor de N canais. Esta abordagem permitiu apresentar as voltagens de saída de dois canais consecutivos da rede

linear de fotodetectores para pulsos tipo chirp e retangular. A partir destas voltagens estudou-se o desempenho do estimador em função do tempo de integração e do tipo de material da célula Bragg. Os resultados obtidos, através de simulações, são apresentados para um AEAP com uma célula Bragg de GaP com $12\%/watt$ de eficiência de difração.

REFERÊNCIAS

- [1] Pape, D. R., and Wasilousky, P. A., "2 GHz Bandwidth VMEbus Acousto-optic Power Spectrum Analyzer Module", *European Optical Society AA-O'99*, Flor. Italy, Jun. 10-11, inv. paper, 1999.
- [2] Shizhuo Yin, et al., "Numerical Simulation of a Novel Multichannel Acousto-optic Processor for a Wideband Adaptive Radar System", *Micro. & Opt. Tech. Let.*, vol. 19, No. 6, pp. 398-405, 20 Dec. 1998.
- [3] Tinoco, A. F. S., Waldecir J. P., and Oliveira J. E. B., "Analisador de Espectro Acusto-óptico: Detecção de Sinais de Radar", *SBT'99*, Vila Velha - ES, Brasil, Set. 7-10, pp. 401-406. 1999.
- [4] Tinoco, A. F. S., "Analisador de Espectro Acusto-óptico para Sinais de Microondas", Tese de Mestrado, S. J. dos Campos- SP, ITA, 1999.
- [5] Zmuda H. and Toughlian E. N., "Photonics Aspects of Modern Radar", Artech House, Boston 1994.
- [6] Tinoco, A. F. S., et al, "Análise da Intermodulação em Dispositivos Acusto-ópticos Através da Teoria de Modos Acoplados", *SBMO'2000*, João Pessoa, Brasil, 7-10 Ago. 2000.
- [7] Ristic, V. M., et al., "Modeling the Noise Figure of Acousto-optic Receiver", *App. Optics*, vol. 35, No. 5, pp. 832-835, Feb., 1996.
- [8] Lee, J. N., "Acoustooptic Signal Processing and Computing", *Proceeding of IEEE*, Vol. 77, No. 10, pp 1528-1557, Oct. 1989
- [9] Kellman P., "Integrating Acousto-optic Channelized Receivers", *Proceedings of the IEEE.*, Vol. 69, No. 1, pp. 93-100, Jan. 1981.

Alexis Fabricio Tinoco Salazar – Engenheiro Eletrônico pela "Escuela Politécnica del Ejército" em 1992, Quito - Equador. Mestre em Engenharia Eletrônica na área de Telecomunicações pelo ITA em 1999. Atualmente é aluno de Doutorado no ITA. Suas áreas de interesse são: Processamento Eletro-óptico de sinais, Comunicações digitais; simulação de sistemas de comunicações.

e-mail : atinoco@ele.ita.br

Waldecir João Perrella - Engenheiro Eletrônico pela Escola de Engenharia Mauá em 1974. Mestre em

Engenharia Eletrônica na área de Telecomunicações pelo ITA em 1979. Doutor em Ciências pelo ITA em 1985. Atualmente é Professor Adjunto IV do Departamento de Telecomunicações, ITA. Suas áreas de interesse são: Comunicações digitais; simulação de sistemas de comunicações e telefonia digital.

e-mail: waldecir@ele.ita.br

José Edimar Barbosa Oliveira – Engenheiro Elétrico, opção Eletrônica pela Universidade de Brasília em 1976. Mestre em Engenharia Eletrônica na área de microondas pelo ITA em 1979. PhD em Electric Engeneering pela Mcgill University em 1986. Atualmente é professor titular do Departamento de Microondas e Eletroóptica, ITA. Suas áreas de interesse são: dispositivos Opto-eletrônicos (sensores e moduladores ópticos); comunicações ópticas e instrumentação a laser.

e-mail: edimar@ele.ita.br