

Antenas de Microfita com Metamateriais

Manoel do Bonfim Lins de Aquino e Humberto César Chaves Fernandes

Universidade Federal do Rio Grande do Norte – UFRN, Departamento de Engenharia Elétrica, Cx. Postal 1583, Natal/RN 59.078-970, Brasil

Resumo — Este trabalho tem como objetivo caracterizar antenas de microfita, operando na faixa de microondas, especificamente o seu comportamento quando estão sobre substrato metamaterial - MTM, recentemente muito pesquisado internacionalmente. A nova teoria metamaterial é descrita e aplicada para a obtenção da permissividade e permeabilidade relativas dos substratos compostos de tensores. Neste novo trabalho o parâmetro considerado na caracterização das antenas de microfita são: a frequência de ressonância complexa e o estudo de campos distantes da antena, que são obtidos através da utilização do método de onda completa da Linha de Transmissão Transversa – LTT com o auxílio do método de Garlekin, caso particular do método dos Momentos. A análise teórica computacional desse trabalho vem se mostrando coerente, podendo ser expandido a sua aplicação para diversos tipos de substratos metamaterial e diferentes configurações de antenas de microfita.

Palavras-chaves — Antenas de Microfita, Método da Linha de Transmissão Transversa, LTT, metamateriais.

I. INTRODUÇÃO

O eletromagnetismo vem recebendo uma grande atenção por grupos de pesquisa ao redor do mundo, e com uma demanda por novos dispositivos em telecomunicações, que transmitam dados em velocidades cada vez mais altas, exigindo o desenvolvimento de novos circuitos integrados e materiais artificiais. Em decorrência dessa demanda, novos materiais estão sendo desenvolvidos no sentido de possibilitar novos mecanismos de controle e propagação de ondas eletromagnéticas.

Nesse contexto, as antenas de microfita são introduzidas como alternativa viável de transmissão e recepção de microondas, e estão sendo utilizadas em conjunto com metamateriais, para novas aplicações – Comunicação via satélite, telefonia móvel, redes Wireless. Desde então, significantes avanços vêm ocorrendo tanto na análise das antenas de microfita, como no desenvolvimento de novos materiais.

Essas antenas são estruturas que consistem de um patch condutor sobre um substrato dielétrico e um plano de terra na parte inferior [1], Fig. 1.

O substrato tem papel importante no desempenho da estrutura. Um dos principais efeitos da presença do substrato é o aumento da largura de banda e eficiência. Podem ser utilizados materiais dielétricos com e sem perdas - semicondutores, ferritas e mais recentemente metamateriais. Neste trabalho um substrato metamaterial formado por materiais semicondutores e condutores devidamente arrançados Fig. 2, é utilizado como substrato para antenas de microfita.

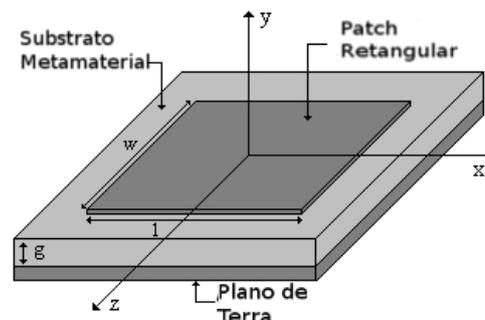


Fig. 1 – Antena de microfita retangular com substrato metamaterial.

As aplicações das antenas de microfita são inúmeras. Podem-se citar algumas, tais como: comunicação via satélite, implementação em circuitos impressos, comunicação móvel terrestre, redes sem fio, entre outras. [1].

Neste trabalho é utilizado o Método da Linha de Transmissão Transversa – LTT [2], que é um método de análise rigorosa no domínio espectral, em conjunto com Garlekin, caso particular do método dos Momentos [3]. Esse método consiste em se obter os componentes dos campos elétrico e magnético em função dos componentes transversais \tilde{E}_y e \tilde{H}_y no domínio da transformada de Fourier – DTF [4]. Com a aplicação das condições de contorno, os componentes dos campos elétrico e magnético são determinados.

Será apresentada a teoria do metamaterial onde são bem como, expressões para o cálculo da permissividade e permeabilidade efetivas das ondas incidentes no MTM. Neste trabalho, são desenvolvidas as análises teóricas e apresentados resultados numérico-computacionais de antenas de microfita através do Método LTT [3-5]. Este método já foi utilizado em vários outros trabalhos [6-8], e, em comparação com outros métodos dinâmicos, também chamados de métodos de análise de onda completa, apresenta alta eficiência, possibilitando uma simplificação algébrica das equações envolvidas nesse processo.

II. SUBSTRATO METAMATERIAL

Materiais artificiais foram desenvolvidos com características dielétricas e magnéticas desejáveis. Atualmente novas técnicas e meios de fabricação vêm possibilitando o desenvolvimento de novos materiais com características que não podem ser encontradas na natureza [8]. Tais materiais artificiais com propriedades que não são encontradas em materiais ubíquos são chamados metamateriais. Esses também podem ser definidos como estruturas eletromagnéticas efetivas homogêneas artificiais, com propriedades incomuns que não são encontradas em materiais na natureza [9]. Estruturas nano-compostas de

banda eletromagnética proibida são exemplos de metamateriais.

Uma estrutura efetiva homogênea é uma estrutura cujo comprimento médio estrutural de célula p é muito menor que o comprimento de onda guiada λ_g , como mostrado na Fig.2. Assim, o comprimento médio de célula deve ser pelo menos, menor que um quarto de comprimento de onda, $p < \lambda_g/4$. Esta condição de $p = \lambda_g/4$ será denominada como o limite de homogeneidade efetiva, para garantir que o fenômeno refrativo irá dominar em relação ao fenômeno de espalhamento/difração quando a onda se propagar dentro do meio metamaterial. Os parâmetros constitutivos são: a permissividade ϵ e a permeabilidade μ que se relacionam com o índice de refração n dado por [9]:

$$n = \pm \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad (1)$$

Uma alternativa prática para a utilização dessas estruturas foi apresentada em [10], onde são utilizados anéis quadrados e linhas de transmissão como é mostrada na Fig. 2 (b).

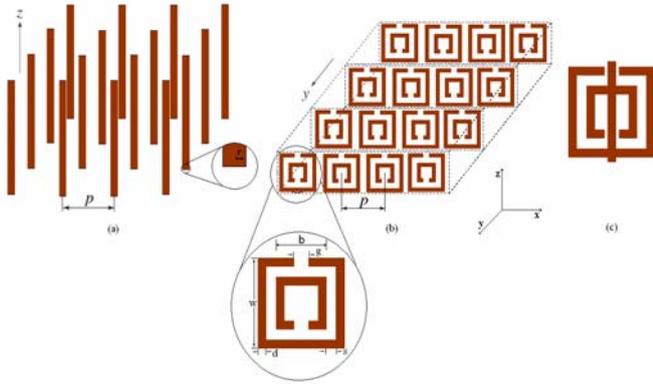


Fig. 2 – Metamaterial ($p \ll \lambda_g$) construído apenas com metais comuns e dielétricos, (a) ϵ -negativo/ μ -positivo, (b) ϵ -positivo/ μ -negativo e (c) estrutura RAP-FFM.

O metamaterial descrito na Fig.2 (a) é o fio fino de metal (FFM). Se a excitação do campo elétrico \vec{E} é paralela ao eixo dos fios ($\vec{E} \parallel z$), induzirá corrente ao longo destes e gerará o momento de dipolo elétrico equivalente, esse metamaterial exibe uma função de frequência do tipo plasmática para a permissividade na seguinte forma [10],

$$\epsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + j\omega\xi} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \xi^2} + j \frac{\xi\omega_{pe}^2}{\omega(\omega^2 + \xi^2)} \quad (2)$$

Onde: $\omega_{pe}^2 = \sqrt{2\pi c^2 / [p^2 \ln(p/r)]}$ (c : velocidade da luz, r : raio dos fios) é a frequência plasmática elétrica, ajustado na faixa de GHz, e $\xi = \epsilon_0 (g\omega_{pe}/r)^2 / \pi\sigma$ (σ : condutividade do metal) é o fator de amortecimento devido às perdas do metal. Pode ser notado nessa formula que:

$$\text{Re}(\epsilon_r) < 0, \quad \text{para} \quad \omega^2 < \omega_{pe}^2 - \xi^2, \quad (3)$$

que é reduzida se $\xi^2 = 0$ para

$$\epsilon_r < 0, \quad \text{para} \quad \omega^2 < \omega_{pe}^2, \quad (4)$$

Por outro lado a permeabilidade é simplesmente $\mu = \mu_0$, uma vez que não há presença de material magnético e o momento de dipolo magnético não é gerado. Nota-se que os

fios são considerados muito maiores que um comprimento de onda, o que significa que são excitados em frequências situadas bem abaixo de sua primeira ressonância.

O metamaterial descrito na Fig. 2 (b) é o ressoador de anel partido (RAP). Se a excitação do campo magnético \vec{H} é perpendicular ao plano dos anéis ($\vec{H} \perp y$) induzirá a corrente na malha fechada e gerará o momento dipolo magnético, esse metamaterial exibe uma função de frequência do tipo plasmática para a permeabilidade na seguinte forma [10],

$$\mu_r(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_{0m}^2 + j\omega\xi} = 1 - \frac{F\omega^2(\omega^2 - \omega_{0m}^2)}{(\omega^2 - \omega_{0m}^2)^2 + (\omega\xi)^2} + j \frac{F\omega^2\xi}{(\omega^2 - \omega_{0m}^2)^2 + (\omega\xi)^2} \quad (5)$$

Onde: $F = \pi(b/p)^2$ (b : largura do anel interno),

$$\omega_{0m} = c \sqrt{\frac{3p}{\pi \ln(2s/d)b^3}}$$
 (d : largura dos anéis, s : espaço radial entre os anéis) é a frequência de ressonância magnética, que pode ser ajustada para GHz, e $\xi = 2pR'/b\mu_0$ (R' : resistência do metal por unidade de comprimento) é o fator de preenchimento devido as perdas. Observa-se que a estrutura RAP possui uma resposta magnética, apesar do fato de não incluir materiais condutores magnéticos, devido à presença de momentos de dipolo magnético artificiais, gerados pelos anéis ressoadores. A equação seguinte revela alguns pontos de operação:

$\text{Re}(\mu_r) < 0$ em geral ($\xi \neq 0$). No caso sem perdas ($\xi = 0$) temos que,

$$\mu_r < 0, \quad \text{para} \quad \omega_{0m} < \omega < \frac{\omega_{0m}}{\sqrt{1-F}} = \omega_{pm} \quad (6)$$

Onde, ω_{pm} é chamada de frequência plasmática magnética.

Uma diferença essencial entre as expressões plasmáticas para a permissividade e a permeabilidade é que o ultimo é de natureza ressonante [$\mu(\omega = \omega_{0m}) = \infty$] da estrutura devido à ressonância dos RAPs, dados por [10] como sendo

$$\omega_{0m} = \frac{3pc^2}{[\pi \ln(2s/d)b^3]}.$$

III. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

O MTM usado na estrutura descrita na fig. 1 pode ser caracterizado pelas matrizes de tensores abaixo [10]:

$$\mu = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (7) \quad \epsilon = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (8)$$

Campos da estrutura

Partindo-se das equações gerais de campos do método LTT, aplicando-se os tensores descritos acima, chega-se às equações de campo no domínio da Transformada de Fourier,

para a antena de microfita com substrato metamaterial mostrada na Fig. 1. Como dado abaixo:

$$\tilde{E}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_0^2(\mu_{xi} + \mu_{zi})(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi})} \left[-j\alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{yi} + \omega\mu_0\beta_k \tilde{H}_{yi}(\mu_{xi} + \mu_{zi}) \right] \quad (9)$$

$$\tilde{E}_{zi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_0^2(\mu_{xi} + \mu_{zi})(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi})} \left[-j\beta_k \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{yi} + \omega\mu_0\alpha_n \tilde{H}_{yi}(\mu_{xi} + \mu_{zi}) \right] \quad (10)$$

$$\tilde{H}_{xi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_0^2(\mu_{xi} + \mu_{zi})(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi})} \left[-j\alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{yi} + \omega\epsilon_0\beta_k \tilde{E}_{yi}(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi}) \right] \quad (11)$$

$$\tilde{H}_{zi} = \frac{1}{\gamma_i^2 + k_0^2(\mu_{xi} + \mu_{zi})(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi})} \left[-j\beta_k \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{yi} + \omega\epsilon_0\alpha_n \tilde{E}_{yi}(\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi}) \right] \quad (12)$$

Os campos \tilde{E}_y e \tilde{H}_y das equações acima são determinados a partir das soluções das equações de onda no domínio espectral (13) e (14):

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial y^2} - \gamma^2 \tilde{E}_y = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_y}{\partial y^2} - \gamma^2 \tilde{H}_y = 0 \quad (14)$$

A. Matriz Admitância

Aplicando-se às equações (9)-(12) as condições de contorno adequadas à estrutura, é obtido um sistema de equações na forma matricial, onde Y_{ij} é a matriz admitância da antena (onde, i, j representam os índices dos termos da matriz):

$$\begin{bmatrix} Y_{xx} & Y_{zx} \\ Y_{zx} & Y_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{xg} \\ \tilde{E}_{zg} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (15)$$

onde por exemplo:

$$Y_{xz} = \frac{j\omega\beta_k}{\omega\mu_0\gamma_1\gamma_2} \left\{ \frac{\gamma_2 \cot gh(\gamma_1 g) [\gamma_1^2 + \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 (\epsilon_{z1} + \epsilon_{z1}) (\mu_{x1} + \mu_{z1})] + \gamma_1}{(\gamma_1^2 + k_0^2 (\mu_{xi} + \mu_{zi}) (\epsilon_{xi} + \epsilon_{zi})) (\mu_{x1} + \mu_{z1})} \right\} \quad (16)$$

Para determinar as densidades de corrente na fita é feita a inversão da matriz Y_{ij} que resulta na matriz impedância Z_{ij} (17), em seguida as densidades de corrente são expandidas em termos de funções de base (18) e (19), rigorosamente escolhidas.

$$\begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_{zg} \\ \tilde{E}_{xg} \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\tilde{J}_{xg} = \sum_{i=1}^n a_{xi} \cdot \tilde{f}_{xi}(\alpha_n, \beta_k) \quad (18)$$

$$\tilde{J}_{zg} = \sum_{j=1}^m a_{zj} \cdot \tilde{f}_{zj}(\alpha_n, \beta_k) \quad (19)$$

A Transformada de Fourier da função de base usada no estudo é dada por:

$$\tilde{f}_x(\alpha_n, \beta_k) = \frac{2\pi^2 l \cdot \cos\left(\frac{\beta_k l}{2}\right)}{\pi^2 - (\beta_k l)^2} \cdot J_0\left(\alpha_n \frac{w}{2}\right) \quad (20)$$

A equação (17) é transformada em uma equação matricial homogênea – desde que o determinante da matriz K_{ij} seja igual a zero. Cujas soluções não-triviais correspondem à equação característica da estrutura, e suas raízes fornecem a frequência de ressonância complexa.

$$\begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xz} \\ K_{zx} & K_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} a_x \\ a_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

Por exemplo:

$$K_{xx} = \sum_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_x \cdot Z_{xx} \cdot \tilde{f}_x^* ; K_{xz} = \sum_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_z \cdot Z_{xz} \cdot \tilde{f}_x^*$$

Campos distantes

A partir das equações dos campos tangenciais à fita \tilde{E}_{xg} e \tilde{E}_{zg} obtidos acima foi possível calcular os campos distantes das antenas através das seguintes equações [11].

$$E_{\theta} = \frac{2\pi j e^{-jk_0 r}}{k_0 r} \cdot [E_{xg} \cdot (\alpha_n, \beta_k) \cos(\varphi) + E_{zg} \cdot (\alpha_n, \beta_k) \sin(\varphi)]$$

$$H_{\phi} = \frac{2\pi j e^{-jk_0 r}}{k_0 r} \cdot [-E_{xg} \cdot (\alpha_n, \beta_k) \sin(\phi) + E_{zg} \cdot (\alpha_n, \beta_k) \cos(\phi)] \cdot \cos(\theta)$$

De posse desses cálculos, a seção seguinte é dedicada à determinação de resultados da antena de microfita retangular com substrato metamaterial.

IV. RESULTADOS

Os resultados numéricos obtidos para frequência de ressonância e para os campos distantes da antena são apresentados abaixo. Para tanto, foi elaborado programas na linguagem computacional FORTRAN POWERSTATION e Scilab. Além disso, foram desenvolvidos programas computacionais para a determinação da permissividade e permeabilidade efetivas do substrato metamaterial e para o cálculo dos campos distantes da antena.

As Figs. 3 e 4 mostram o comportamento da permissividade e permeabilidade do metamaterial utilizado.

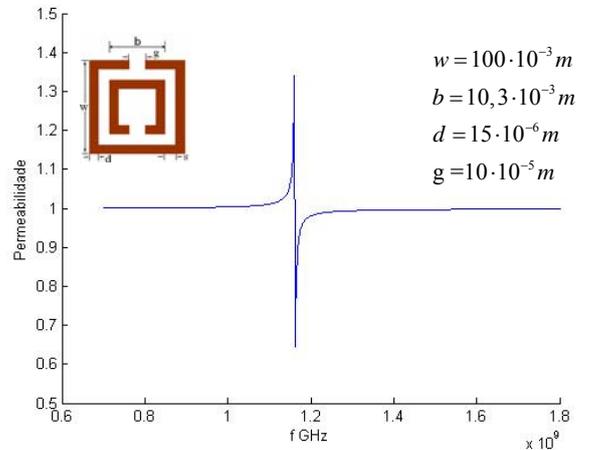


Fig. 3 – Permeabilidade para a configuração RAP em função da frequência.

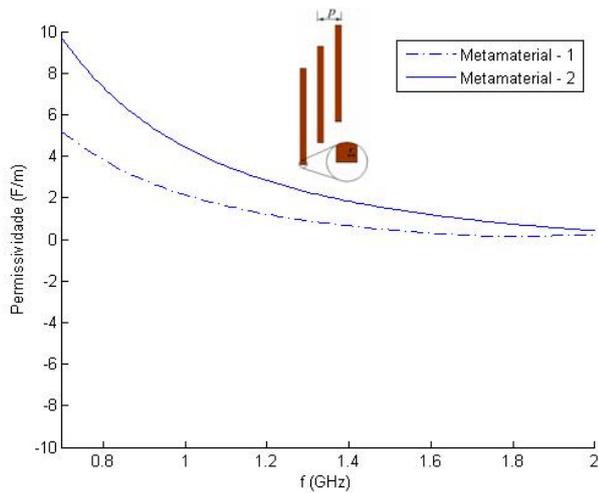


Fig. 4 – Permissividade para a FFM em função da frequência.

A Fig. 5 mostra a frequência de ressonância para antena de microfita retangular utilizando o substrato metamaterial da Fig. 2 (c). Os parâmetros são extraídos dos gráficos das Figs. 3 e 4 em função da frequência de operação da antena. Para os resultados abaixo foi considerado: espessura do metamaterial e do dielétrico 1,27 mm, comprimento l , variando entre 50 e 100 mm com passo de 2.56 mm. A partir da análise do resultado percebe-se que houve uma redução significativa nas dimensões da antena com metamaterial em relação à antena com semicondutor, evidenciando a característica de utilizar-se metamaterial com o intuito de miniaturização. Para a frequência de 1 GHz, por exemplo, há redução de aproximadamente 50% da área da superfície superior da antena. O metamaterial 2 simula o aumento da permissividade. Para uma frequência de 700 MHz, de acordo com a Fig. 4, há redução de aproximadamente 70% da área da antena em comparação com a mesma estrutura com substrato semicondutor.

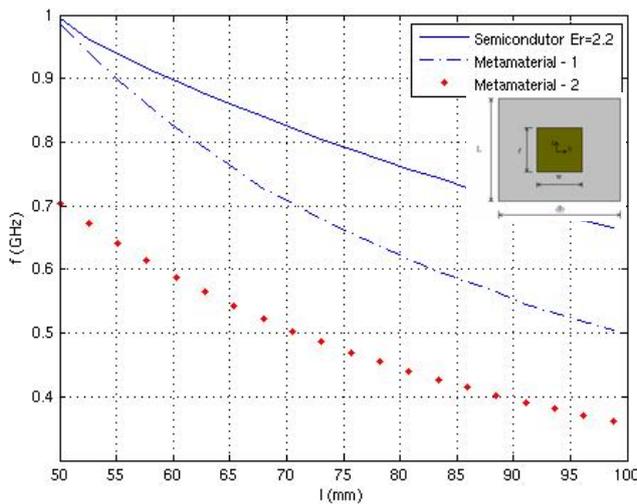


Fig. 4 – Frequência de ressonância real para antena de microfita com substrato metamaterial, e semicondutor. Para os seguintes parâmetros: Semicondutor ($W=118,58$ mm; $\epsilon_r = 2,2$); Metamaterial -1 ($W=59,29$ mm, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 2,2$; $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1$); Metamaterial -2 ($W=59,29$ mm, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 4,4$; $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 1$).

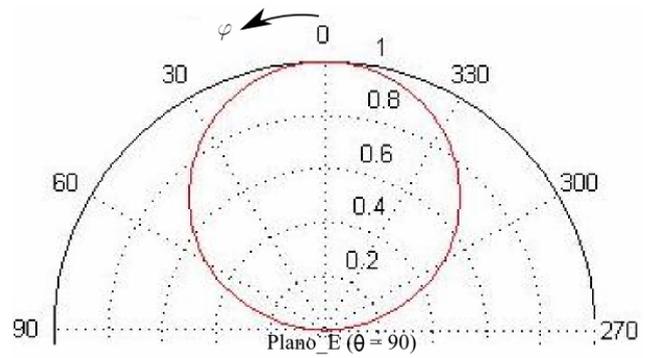


Fig. 6- Diagrama de radiação Plano E, para ($l=50$ mm, $W=59,29$ mm, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 2,2$; $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 2,2$, $f = 1$ GHz).

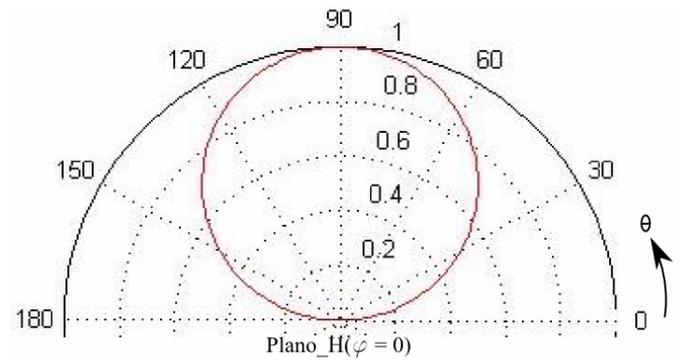


Fig. 7- Diagrama de radiação Plano H, para ($l=50$ mm, $W=59,29$ mm, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = 2,2$; $\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_{zz} = 2,2$, $f = 1$ GHz).

Nas Figs. 6 e 7 são apresentados os diagramas de radiação do plano E e plano H para o ressonador acima descrito.

V. CONCLUSÕES

Os componentes dos campos elétrico e magnético foram obtidos em função dos componentes transversais \tilde{E}_y e \tilde{H}_y , no Domínio da Transformada de Fourier – FDT para antena de microfita retangular com substrato metamaterial. Aplicando condições de contorno adequadas à estrutura, região dielétrica e metálica, como resultados, foram determinados a frequência de ressonância, bem como os campos distantes em função dos campos superficiais à fita. Na determinação desses parâmetros o método de Galerkin foi utilizado em conjunto com o método LTT. Os resultados mostraram-se coerentes com a literatura referenciada, e evidencia a importância dos estudos em metamateriais.

REFERÊNCIAS

- [1] I.J. Bahl e P. Barthia, "Microstrip Antennas", Artech House, 1982.
- [2] H. C. C. Fernandes, "Método da Linha de Transmissão Transversa - LTT", relatório técnico, Outubro, 1986.
- [3] M. N. Ney, "Method of moments as applied to electromagnetic problems", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT-33, N.º. 10, pp. 972-980, Out. 1986.
- [4] R. Bracewell, "The Fourier Transform and its Applications", Mc Graw-Hill Book Company, 1965.
- [5] H. C. C. Fernandes, D. B. Brito e J. L. G. Medeiros, "EBG Substrate in Unilateral Fin Line Resonator". Progress in Electromagnetics

Research Symposium, PIERS 2007, Praga. Rep. Tcheca. v. 1. p. 530-534.

- [6] H. C. C. Fernandes, D. B. Brito, H. D. Andrade e M. B. L. Aquino, "Rectangular Slot Resonator with Four Dielectrics Layers" Progress In Electromagnetics Research Symposium, Pequim. PIERS2007. v. 3. p. 2121-2126, 2007.
- [7] H. C. C. Fernandes, D. B. Brito e S. P. Santos. "Slot Resonator with PBG Layers" *International Microwave and Optoelectronics Conference – IMOC*, 2005, Brasília. Conference Proceedings, 5pp. CD, 2005.
- [8] S. Sudhakaran, "Negative Refraction from Electromagnetic Periodic Structures and Its Applications", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Elétrica, Queen Mary Universidade de Londres, Londres-UK, 226 p., Jun/2006.
- [9] C. Caloz e T. Itoh, "Electromagnetic Metamaterials: Transmission line Theory and Microwave Applications: The Engineering Approach" John Wiley & Sons, Inc, Hoboken, New Jersey USA, 2006.
- [10] R. A. Shelby, D. R. Smith e S. Schultz, "Experimental Verification of a Negative Index of Refraction", *Science*, Vol. 292. pp. 77-79, Abr/2001.
- [11] P. Damiano, J. Bennegouche e A. Papiernik, "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry", IEE Proc. H, Vol 137, N°3, Junho de 1990.