

ETUDE DE L'EFFET CONJUGUE DE L'ANISOTROPIE UNIAXIAL DU SUBSTRAT ET DU SUPERSTRAT SUR LES CARACTERISTIQUES D'UN PATCH MICRO-BANDE DE FORME ANNULAIRE

Reçu le 08/01/2004 – Accepté le 09/08/2005

Résumé

L'anisotropie uniaxiale du substrat de l'antenne est très étudiée actuellement. Ces études visent essentiellement à comprendre les effets de l'anisotropie uniaxiale sur les caractéristiques de résonance et de rayonnement d'une antenne microbande de forme annulaire. Dans cette étude nous proposons une approche pour la détermination du tenseur spectral de Green pour le cas d'une structure d'antenne microbande de forme annulaire piégée entre un substrat et un superstrat de type anisotropie uniaxiale. La technique proposée se réduit en une multiplication de matrices de dimension (2x2) associées à chaque couche diélectrique, ensuite, on a formulé l'équation intégrale du champ électrique (E.F.I.E) en utilisant une méthode des moments. La procédure de Galerkin nous a permis par la suite de discrétiser l'E.F.I.E pour donner lieu à un système d'équation homogène. Les fonctions de base issues du modèle de la cavité sont utilisées pour développer la distribution inconnue du courant sur le patch annulaire. La convergence numérique des résultats est discutée en détail. Les résultats obtenus comparés à ceux de la littérature.

Mots clés : Antenne microbande annulaire, superstrat, anisotropie uniaxiale, résonance.

Abstract

The anisotropy uniaxial of the substrate of the antenna is much studied currently. This study concerns the effects of the anisotropy uniaxial on the characteristics of resonance and radiation of an annular microstrip antenna. In this study we propose an approach for the determination of the dyadic Green's function in the case of a structure of annular microstrip antenna with superstrate. The technique suggested is reduced in a multiplication of matrices of dimension (2x2) associated each dielectric layer. The basis functions resulting from the model of the cavity is used in the procedure of Galerkin to solve the integral equation of the electric field. The numerical convergence of the results is discussed in detail. The results obtained compared has those of the literature.

Keywords: annular microstrip antenna, superstrat, anisotropy uniaxial, resonance.

W. BARKAT
A. BENGHALIA.

Département
d'Electronique, Université
Mentouri Constantine
25000, Algérie.

ملخص

هذا العمل يتعلق بدراسة خصائص هوائي ذي شريط مدقق، مغطى بطبقة عازلة لحمايته من المؤثرات الخارجية. لأجل ذلك، قمنا بحساب تواتر التجاوب المركب للهوائي مدقق عنصريه المشع ذو شكل حلقي. لاستخلاص نموذج رياضي ملائم للهوائي، تم حساب المعادلة التكاملية لحقل الكهربائي في مجال الأطياف. ثم استعملنا طريقة العزوم ومنهجية جالركين لحل المعادلة التكاملية. ثم قمنا بدراسة التقارب العددي باستعمال دوال أساس المتعلقة بنموذج التجويف اختيرت و أعطت نتائج تتعلق بتأثير سماحية الطبقة السفلي أنيزوتروبية و سماحية الطبقة العليا أنيزوتروبية على تواتر التجاوب المركب و الشريط الناقد للهوائي المدروس.

الكلمات المفتاحية: هوائي نو شريط مدقق، تواتر،

Ces dernières années, les antennes imprimées ont connue un essor considérable lié au développement des communications mobiles, terrestre, maritimes, aéronautiques,...etc. les performances et le coût d'une antenne dépendent de la technologie adoptée pour sa réalisation. Le disque annulaire conducteur, imprimé sur un substrat diélectrique, est utilisé tantôt comme un résonateur tantôt comme un élément rayonnant d'une antenne [1]. La nécessité d'avoir une analyse rigoureuse des antennes microbandes a contraint les chercheurs à mettre en oeuvre une méthode d'analyse précise basée sur des équations intégrales. Cette méthode fut adoptée dans de nombreux travaux de caractérisation des structures régulières. Il a été montré dans la littérature que le paramètre le plus sensible lors de l'estimation de performances d'une antenne microbande est la constante diélectrique du substrat, donc il est d'intérêt d'étudier les substrats hyperfréquences anisotropes [2], [3]. Récemment, Losada et Al [2] ont étudié l'effet de l'anisotropie uniaxiale sur la fréquence de résonance d'un patch circulaire piégé entre deux substrats de même permittivité diélectrique. Dans ce travail et dans le but d'améliorer le rayonnement de l'antenne et d'élargir la bande passante, nous avons proposé de faire une étude détaillée concernant l'antenne microruban de forme annulaire tenant compte de la présence de la couche protectrice, en utilisant une équation intégrale et la méthode des moments comme outil de résolution. L'équation intégrale du courant inconnu sur le ruban est formulée. La formulation est basée sur les transformées de Hankel dans la représentation (TM, TE). La convergence de la méthode des moments des résultats numériques est discutée. Les effets d'un superstrat diélectrique sur la fréquence de résonance complexe et la bande passante d'une antenne microbande annulaire piégée entre deux substrats diélectriques sont aussi évalués.

FORMULATION DU PROBLEME

Considérant les structures de l'antenne microbande annulaire représentée dans la figure 1. La résolution du problème électromagnétique à l'intérieur de l'antenne microbande annulaire consiste à l'intégration des équations de Maxwell.

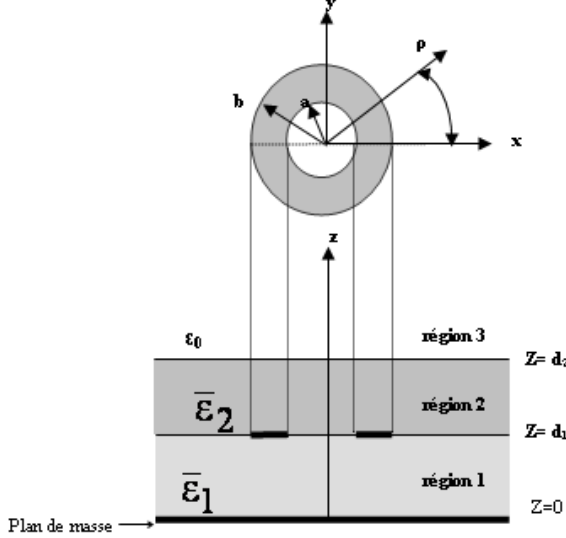


Figure 1: Géométrie d'une antenne microbande annulaire avec couche protectrice (Coup transversale).

Les champs axiaux électromagnétiques dans différentes couches peuvent être obtenus en utilisant le formalisme des transformées de Hankel [4].

$$\mathbf{E}_{jz}(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \tilde{J}_n(k_p \rho) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z_j) \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_{jz}(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \tilde{J}_n(k_p \rho) \cdot \tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z) \quad (2)$$

Avec $\tilde{J}_n(k_p \rho)$ est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n . En considérant une variation temporelle en $e^{i\omega t}$ et à partir des équations de Maxwell en coordonnées cylindriques (ρ, φ) dans le domaine spectral, nous pouvons montrer que les champs transverses dans les différentes couches diélectriques peuvent s'écrire en termes de composantes longitudinales $\tilde{\mathbf{E}}_{jz}$ et $\tilde{\mathbf{H}}_{jz}$ par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\rho(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \left[\frac{\omega \mu_0}{2k_p} (\tilde{J}_{n-1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n+1}(k_p \rho)) \cdot \tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z_j) \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon_{jx}}{2k_p \varepsilon_{jz}} (-\tilde{J}_{n+1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n-1}(k_p \rho)) \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z_j)}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\varphi(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \left(i \frac{\omega \mu_0}{2k_p} (\tilde{J}_{n-1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n+1}(k_p \rho)) \cdot \tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z_j) \right. \\ \left. + \frac{\varepsilon_{jx}}{2k_p \varepsilon_{jz}} (-\tilde{J}_{n+1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n-1}(k_p \rho)) \cdot \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z_j)}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_\varphi(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \left[\left(-\frac{\omega \varepsilon_{jx} \varepsilon_0}{2k_p} (\tilde{J}_{n-1}(k_p \rho) - \tilde{J}_{n+1}(k_p \rho)) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z_j) \right) \right. \\ \left. + \frac{1}{2k_p} (\tilde{J}_{n-1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n+1}(k_p \rho)) \cdot \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z_j)}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_\rho(\rho) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \left[\frac{\omega \varepsilon_{jx} \varepsilon_0}{2k_p} (\tilde{J}_{n-1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n+1}(k_p \rho)) \cdot \tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z_j) \right. \\ \left. + \frac{1}{2k_p} (-\tilde{J}_{n+1}(k_p \rho) + \tilde{J}_{n-1}(k_p \rho)) \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z_j)}{\partial z} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

Dans la représentation usuelle $(\pm)$ les champs $\mathbf{E}_{n\pm}$ et $\mathbf{H}_{n\pm}$, sont définis par [5]:

$$\mathbf{E}_{n\pm} = \mathbf{E}_\rho \pm i\mathbf{E}_\varphi \quad (7)$$

$$\mathbf{H}_{n\pm} = \mathbf{H}_\rho \pm i\mathbf{H}_\varphi \quad (8)$$

En substituant les équations (3)- (6) dans les équations (7) et (8), on obtient :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_{n+} \\ \mathbf{E}_{n-} \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{n+1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{J}_{n-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & i \\ -1 & i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_j^e \\ \tilde{\mathbf{E}}_j^h \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$\begin{bmatrix} \mathbf{H}_{n+} \\ \mathbf{H}_{n-} \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\varphi} \int_0^{\infty} dk_p k_p \begin{bmatrix} \mathbf{J}_{n+1} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{J}_{n-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & i \\ -1 & i \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{H}}_j^e \\ \tilde{\mathbf{H}}_j^h \end{bmatrix} \quad (10)$$

Les composantes $\tilde{\mathbf{E}}_j^e$, $\tilde{\mathbf{E}}_j^h$, $\tilde{\mathbf{H}}_j^e$ et $\tilde{\mathbf{H}}_j^h$ sont définies par :

$$\tilde{\mathbf{E}}_j^e = \frac{\varepsilon_{jx}}{k_p \varepsilon_{jz}} \cdot \frac{\partial \tilde{\mathbf{E}}_{jz}}{\partial z}, \quad \tilde{\mathbf{E}}_j^h = \frac{-i\omega \mu_0}{k_p} \tilde{\mathbf{H}}_{jz}, \quad \tilde{\mathbf{H}}_j^e = \frac{-i\omega \varepsilon_{jx} \varepsilon_0}{k_p} \tilde{\mathbf{E}}_{jz}$$

$$\text{et } \tilde{\mathbf{H}}_j^h = \frac{-1}{k_p} \frac{\partial \tilde{\mathbf{H}}_{jz}}{\partial z} \quad (11)$$

$$\text{Posons : } \tilde{\mathbf{E}}_j = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_j^e(K\rho, Z_j) \\ \tilde{\mathbf{E}}_j^h(K\rho, Z_j) \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \tilde{\mathbf{H}}_j = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{H}}_j^e(K\rho, Z_j) \\ \tilde{\mathbf{H}}_j^h(K\rho, Z_j) \end{bmatrix} \quad (12)$$

Les formes générales de $\tilde{\mathbf{E}}_{jz}$ et $\tilde{\mathbf{H}}_{jz}$ sont :

$$\tilde{\mathbf{E}}_{jz}(k_p, z) = \overline{\mathbf{A}}_j e^{ik_{jz}^e z_j} + \overline{\mathbf{B}}_j e^{-ik_{jz}^e z_j}$$

et

$$\tilde{\mathbf{H}}_{jz}(k_p, z) = \overline{\mathbf{g}}_j(k_p) \cdot \left[\overline{\mathbf{A}}_j e^{-ik_{jz}^h z_j} - \overline{\mathbf{B}}_j e^{ik_{jz}^h z_j} \right] \quad (13)$$

Dans les équations (13), $\overline{\mathbf{A}}_j (2 \times 1)$ et $\overline{\mathbf{B}}_j (2 \times 1)$ sont deux vecteurs inconnus. j indice de la région.

$\overline{\mathbf{g}}_j(k_p)$ représente l'admittance caractéristique des modes (TM, TE) dans les deux diélectriques.

$$\bar{g}_1(k_p) = \text{diag} \left[\tilde{g}_1^e(k_p), \tilde{g}_1^h(k_p) \right] = \text{diag} \left[\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{1x}}{k_{1z}^e}, \frac{k_{1z}^h}{\omega \mu} \right] \quad (14)$$

$$\bar{g}_2(k_p) = \text{diag} \left[\tilde{g}_2^e(k_p), \tilde{g}_2^h(k_p) \right] = \text{diag} \left[\frac{\omega \epsilon_0 \epsilon_{2x}}{k_{2z}^e}, \frac{k_{2z}^h}{\omega \mu} \right] \quad (15)$$

$k_{1z}^e, k_{1z}^h, k_{2z}^h$ et k_{2z}^e sont respectivement les constantes de propagation des ondes TM et TE dans les deux couches diélectriques.

$$k_{1z}^e = \left(\epsilon_{1x} k_0^2 - \frac{\epsilon_{1x}}{\epsilon_{1z}} k_p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad k_{1z}^h = \left(\epsilon_{1x} k_0^2 - k_p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$k_{2z}^e = \left(\epsilon_{2x} k_0^2 - \frac{\epsilon_{2x}}{\epsilon_{2z}} k_p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{et} \quad k_{2z}^h = \left(\epsilon_{2x} k_0^2 - k_p^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

Avec : $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$

Considérons maintenant que la région où l'onde se propage est limitée entre les deux plans (Figure 1). En écrivant les équations (12) dans le plan limite entre ($Z=Z_0, Z=Z_1$) puis dans le plan limite entre ($Z=Z_1, Z=Z_2$), une relation liant les composantes $\tilde{E}_1, \tilde{E}_2, \tilde{H}_1$ et $\tilde{H}_2$ sur les deux interfaces de la couche et par élimination des inconnus $\bar{A}_1, \bar{A}_2, \bar{B}_1$ et $\bar{B}_2$ on trouve :

$$\bar{T}_1 = \begin{bmatrix} \bar{T}_1^{11} & \bar{T}_1^{12} \\ \bar{T}_1^{21} & \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{I} \cos \bar{\theta}_1 & i \bar{g}_1^{-1} \sin \bar{\theta}_1 \\ i \bar{g}_1 \sin \bar{\theta}_1 & \bar{I} \cos \bar{\theta}_1 \end{bmatrix} \quad (18)$$

$\bar{\theta}_1 = \bar{k}_{1z} d_1$ avec $\bar{k}_{1z} = \text{diag}(k_{1z}^e, k_{1z}^h)$.

$\bar{I}$ étant une matrice unitaire d'ordre (2x2). La condition du champ électrique tangentiel nul sur un métal nous permet d'écrire $\tilde{E}_1(k_p, Z_0^+) = 0$, $\tilde{E}_1$ est le champ électrique tangentiel pour Z_0^+ . Par ailleurs, la discontinuité du champ magnétique causée par les courants surfaciques existant sur la plaque conductrice nous permet la formulation suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_1(K\rho, Z_1^-) \\ \tilde{H}_1(K\rho, Z_1^-) \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \tilde{E}_2(K\rho, Z_1^+) \\ \tilde{H}_2(K\rho, Z_1^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \bar{K}_n \end{bmatrix} \quad (19)$$

Où $\bar{K}_n(K\rho)$ est la transformée vectorielle de Hankel du courant $K_n(\rho)$ qui représente la distribution surfacique de courant sur le ruban annulaire, il est donné par :

$$\bar{K}_n(K\rho) = \begin{bmatrix} \bar{K}_n^{\text{TM}}(K\rho) \\ \bar{K}_n^{\text{TE}}(K\rho) \end{bmatrix} \quad (20)$$

Une relation liant les composantes ($\tilde{E}_2(K\rho, Z_2^-)$, $\tilde{H}_2(K\rho, Z_2^-)$) et ($\tilde{E}_2(K\rho, Z_1^+)$, $\tilde{H}_2(K\rho, Z_1^+)$) sur les interfaces de la couche qui est située entre le plan Z_1 et le plan Z_2 peut s'écrire :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_2(K\rho, Z_2^-) \\ \tilde{H}_2(K\rho, Z_2^-) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{T}_2^{11} & \bar{T}_2^{12} \\ \bar{T}_2^{21} & \bar{T}_2^{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \tilde{E}_2(K\rho, Z_1^+) \\ \tilde{H}_2(K\rho, Z_1^+) \end{bmatrix} \quad (21)$$

Avec :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_3(K\rho, Z_2^+) \\ \tilde{H}_3(K\rho, Z_2^+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_2(K\rho, Z_2^-) \\ \tilde{H}_2(K\rho, Z_2^-) \end{bmatrix} \quad (22)$$

Alors que la condition de rayonnement dans l'air libre impose l'équation suivante :

$$\tilde{H}_3(K\rho, Z_2^+) = \bar{g}_3 \cdot \tilde{E}_3(K\rho, Z_2^+) \quad (23)$$

$\bar{g}_3$ représente l'admittance caractéristique de l'air :

$$\bar{g}_3(k_p) = \text{diag} \left[\frac{\omega \epsilon_0}{k_{3z}}, \frac{k_{3z}}{\omega \mu_0} \right] \quad (24)$$

$$\bar{T}_2 = \begin{bmatrix} \bar{T}_2^{11} & \bar{T}_2^{12} \\ \bar{T}_2^{21} & \bar{T}_2^{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \bar{I} \cos \bar{\theta}_2 & -i \bar{g}_2^{-1} \sin \bar{\theta}_2 \\ -i \bar{g}_2 \sin \bar{\theta}_2 & \bar{I} \cos \bar{\theta}_2 \end{bmatrix} \quad (25)$$

$\bar{\theta}_2 = \bar{k}_{2z} d_2$ avec $\bar{k}_{2z} = \text{diag}(k_{2z}^e, k_{2z}^h)$.

et à partir des équations précédentes, nous aurons :

$$\tilde{E}_2(K\rho, Z_1^+) = \left[\begin{bmatrix} \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} (\bar{T}_1^{12})^{-1} + [\bar{T}_2^{22} - \bar{g}_3 \cdot \bar{T}_2^{12}]^{-1} \right]^{-1} \cdot \bar{K}_n(K\rho, Z_1^+) \quad (26)$$

Et nous écrivons tout simplement : $\tilde{E} = \bar{G} \cdot \bar{K}_n$

Où :

$$\bar{G} = \left[\begin{bmatrix} \bar{T}_1^{22} \end{bmatrix} (\bar{T}_1^{12})^{-1} + [\bar{T}_2^{22} - \bar{g}_3 \cdot \bar{T}_2^{12}]^{-1} \cdot [\bar{T}_2^{21} - \bar{g}_3 \cdot \bar{T}_2^{11}] \right]^{-1} \quad (27)$$

Ainsi, on en déduit le tenseur de Green pour une structure à deux couches et un conducteur, nous remarquons que celui ci est bien diagonal dans le plan (TM, TE), cependant les ondes TM et TE sont séparées naturellement dans la fonction de Green, ce qui est très avantageux dans l'analyse des structures piégées.

$$\bar{G} = \begin{bmatrix} G^{\text{TM}} & 0 \\ 0 & G^{\text{TE}} \end{bmatrix} \quad (28)$$

G^{TM} et G^{TE} sont respectivement les tenseurs de Green des ondes TM et TE.

La fonction tensorielle spectrale de Green contient tous les renseignements concernant la structure étudiée. La méthode de l'équation intégrale, utilisée dans le domaine de Hankel, a été largement utilisée durant les deux dernières décennies pour estimer les comportements électromagnétiques d'un disque annulaire. Les équations intégrales du champ et du courant électrique dans la représentation (TM, TE) sont [6].

$$\mathbf{E}_n(\rho) = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \cdot \bar{\mathbf{k}}_n(k_\rho) = 0 \quad a < \rho < b \quad (29)$$

$$\mathbf{k}_n(\rho) = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \cdot \bar{\mathbf{k}}_n(k_\rho) = 0 \quad \rho > b, \quad \rho < a \quad (30)$$

avec :

$$\bar{\mathbf{H}}_n = \begin{bmatrix} \mathbf{J}'_n(k_\rho \rho) & \frac{-in \mathbf{J}_n(k_\rho \rho)}{k_\rho \rho} \\ \frac{in \mathbf{J}_n(k_\rho \rho)}{k_\rho \rho} & \mathbf{J}'_n(k_\rho \rho) \end{bmatrix} \quad (31)$$

La notion de méthode des moments consiste à développer la distribution inconnue du courant $\bar{\mathbf{K}}_n$ sur le ruban annulaire de l'antenne en série de fonctions de base issues du modèle de la cavité. Ces fonctions sont utilisées avec succès pour résoudre le problème de la fréquence de résonance de l'antenne. Nous avons :

$$\bar{\mathbf{k}}_n(\rho) = \sum_{m=1}^M a_{nm} \bar{\Psi}_{nm}(\rho) + \sum_{p=1}^P b_{np} \bar{\Phi}_{np}(\rho) \quad (32)$$

d'où

$$\bar{\Psi}_{nm}(\rho) = \begin{cases} \begin{bmatrix} \Psi'_n(\beta_{nm} \rho/a) \\ \frac{na}{\beta_{nm} \rho} \Psi_n(\beta_{nm} \rho/a) \end{bmatrix} & a < \rho < b \\ 0 & \rho > b, \rho < a \end{cases}$$

et

$$\bar{\Phi}_{np}(\rho) = \begin{cases} \begin{bmatrix} \frac{na}{\alpha_{np} \rho} \Phi_n(\alpha_{np} \rho/a) \\ \Phi'_n(\alpha_{np} \rho/a) \end{bmatrix} & a < \rho < b \\ 0 & \rho > b, \rho < a \end{cases}$$

Avec :

$$\Psi(\beta_{nm} \rho/a) = J_n(\beta_{nm} \rho/a) N'_n(\beta_{nm}) - J'_n(\beta_{nm}) N_n(\beta_{nm} \rho/a)$$

$$\Phi(\alpha_{np} \rho/a) = J_n(\alpha_{np} \rho/a) N_n(\alpha_{np}) - J_n(\alpha_{np}) N_n(\alpha_{np} \rho/a)$$

Nous remplaçons la formule (32) dans l'équation (29) nous aurons :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Psi}_{nm}(k_\rho) \\ & + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\mathbf{H}}_n(k_\rho \rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Phi}_{np}(k_\rho) = 0 \end{aligned} \quad (33)$$

Nous pouvons convertir l'équation (33) en une équation matricielle en multipliant celle-ci par $(\rho \bar{\Psi}_{nj}^T(\rho))$ et en intégrant de a jusqu'à b et tenant compte du théorème de Parseval nous obtenons :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Psi}_{nj}^T(k_\rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Psi}_{nm}(k_\rho) \\ & + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Psi}_{nj}^T(k_\rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Phi}_{np}(k_\rho) = 0 \quad j = 1, 2, \dots, M \end{aligned} \quad (34)$$

De la même manière, en multipliant (33) par $(\rho \bar{\Phi}_{nk}^T(\rho))$, et nous intégrons de a jusqu'à b et tenant compte du théorème de Parseval, l'égalité (33) deviendra :

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M a_{nm} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Phi}_{nk}^T(k_\rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Psi}_{nm}(k_\rho) \\ & + \sum_{p=1}^P b_{np} \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Phi}_{nk}^T(k_\rho) \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \bar{\Phi}_{np}(k_\rho) = 0 \quad k = 1, 2, \dots, P \end{aligned} \quad (35)$$

L'exposant T désigne le transposé conjugué. Alors les équations (34) et (35) constituent un système d'équations algébriques linéaires et homogènes, dont les inconnues sont les amplitudes des courants de base a_{nm} et b_{np} .

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{A}_{jm}^{\Psi\Psi} + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{A}_{jp}^{\Psi\Phi} = 0 \quad j = 1, 2, \dots, M \quad (36)$$

$$\sum_{m=1}^M a_{nm} \mathbf{A}_{km}^{\Phi\Psi} + \sum_{p=1}^P b_{np} \mathbf{A}_{kp}^{\Phi\Phi} = 0 \quad k = 1, 2, \dots, P \quad (37)$$

Où :

$$\mathbf{A}_{ij}^{\Psi\Psi} = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Psi}_{ni}^T(k_\rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \cdot \bar{\Psi}_{nj}(k_\rho) \quad (38)$$

$$\mathbf{A}_{ij}^{\Psi\Phi} = \mathbf{A}_{ji}^{\Phi\Psi} = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Psi}_{ni}^T(k_\rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \cdot \bar{\Phi}_{nj}(k_\rho) \quad (39)$$

$$\mathbf{A}_{ij}^{\Phi\Phi} = \int_0^\infty dk_\rho k_\rho \bar{\Phi}_{ni}^T(k_\rho) \cdot \bar{\mathbf{G}}(k_\rho) \cdot \bar{\Phi}_{nj}(k_\rho) \quad (40)$$

Et

$$[\mathbf{I}] = \begin{bmatrix} a_{nm} \\ b_{np} \end{bmatrix}$$

Les équations (36) et (37) sont de la forme $[\mathbf{A}] \cdot [\mathbf{I}] = 0$. Pour éviter la solution triviale $[\mathbf{I}] = 0$, il faut résoudre l'équation caractéristique suivante : $\det[\mathbf{A}_{ij}] = 0$

La solution de cette équation est une fréquence complexe : $f = f_r + i f_i$ où la partie réelle f_r est la fréquence de résonance et f_i traduit les pertes par rayonnement de l'antenne. Le facteur de qualité et la bande passante de l'antenne sont respectivement donnés par [1]:

$$BW = -\frac{2f_i}{f_r} \quad \text{et} \quad Q = \frac{1}{BW}$$

RESULTATS NUMERIQUES

Pour valider nos résultats, nous allons mener une comparaison avec les données théoriques et expérimentales disponibles dans la littérature. La figure 2 présente une comparaison entre les valeurs de la quantité $k_r a$ ($k_r a = 2\pi f_r a \sqrt{\epsilon_x} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ où f_r : c'est la fréquence de résonance) calculées par des fonctions de bases issues du modèle de la cavité avec celles obtenue par les formules de S. M. Ali qui utilise la méthode spectrale [6] et W. C. Chew qui utilise la technique asymptotique [1], pour une antenne annulaire monocouche imprimée sur un substrat isotrope caractérisé par ($\epsilon_{1z} = \epsilon_{1x} = 2.65$) en fonction d'épaisseur du substrat normalisé (d_1/a) pour le mode TM_{12} . Quant au rapport $b/a = 2$, nous remarquons qu'effectivement nos résultats concernant la partie réelle de ($k_r a$) sont presque conformes à ceux obtenus par les formules de la référence [6] et de la référence [1].

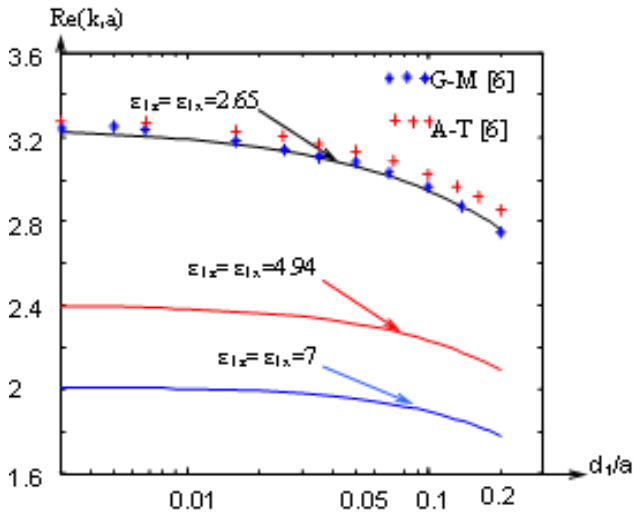


Figure 2 : Variation de La partie réelle de($k_r a$) en fonction de d_1/a pour des antennes annulaires monocouche isotropes, pour le mode TM_{12} avec $b=2a$ et $a=0.71$ cm

Dans la figure 3, nous représentons la bande passante du disque annulaire en fonction de l'épaisseur normalisée du substrat (d_1/a) pour les différentes constantes diélectriques ($\epsilon_{1x} = \epsilon_{1z} = 2.65$), ($\epsilon_{1x} = \epsilon_{1z} = 4.94$) et ($\epsilon_{1x} = \epsilon_{1z} = 7$).

L'étude de l'influence de l'anisotropie uniaxiale sur les performances de l'antenne, est faite sur un ruban annulaire de dimensions $a=3$ cm et $b=6$ cm en fonction de l'épaisseur du substrat, nous considérons deux cas :

- ❖ ϵ_{1x} variable, ϵ_{1z} constante.
- ❖ ϵ_{1z} variable, ϵ_{1x} constante.

Pour $\epsilon_{1z} = 2.35$, la fréquence de résonance et la bande passante sont calculées pour $\epsilon_{1x} = 1.88$, $\epsilon_{1x} = 2.35$ et 2.82 respectivement, les résultats obtenus sont présentés par les figures 4 et 5. Nous avons constaté que la fréquence de résonances augmente dans le cas de l'anisotropie positive

($\epsilon_{1z} > \epsilon_{1x}$) par rapport au cas isotrope ($\epsilon_{1z} = \epsilon_{1x}$) et diminue dans le cas de l'anisotropie négative ($\epsilon_{1z} < \epsilon_{1x}$).

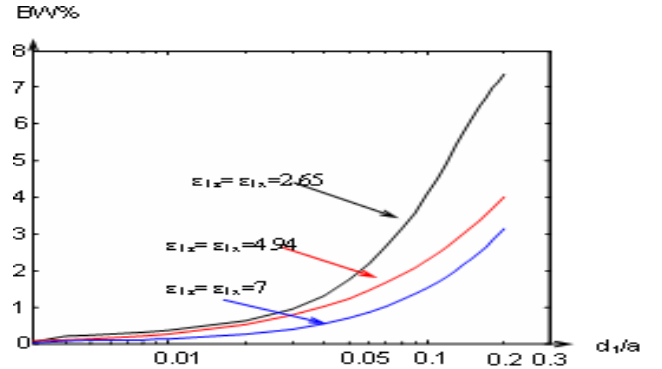


Figure 3 : Variation de la bande passante en fonction de d_1/a pour des antennes annulaires monocouche isotropes, pour le mode TM_{12} avec $b=2a$ et $a=0.71$ cm.

Cet écart est peu significatif pour de faibles épaisseurs du substrat mais il augmente lorsque celle-ci augmente.

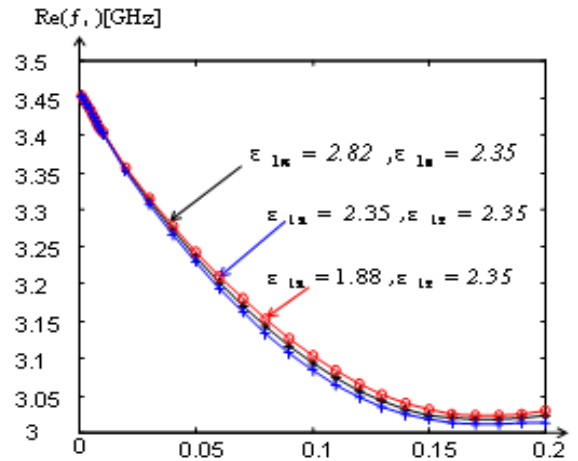


Figure 4 : Variation de la partie réelle (f_r) en fonction de (d_1/a) pour mode TM_{12} avec $d_2=0$ et $b=2a$, $b=6$ cm, $\tan \delta_1=0$.

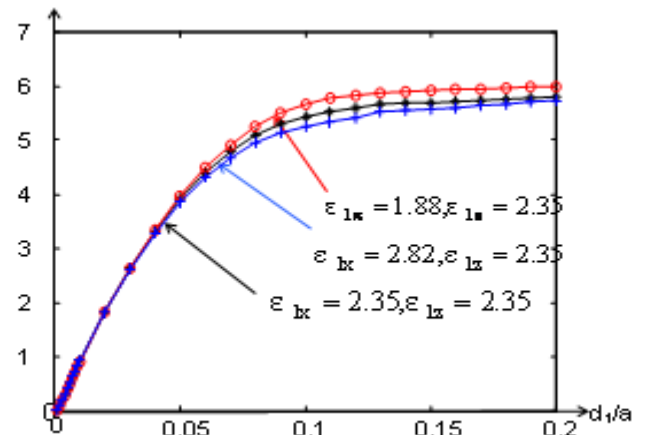


Figure 5 : Variation de la bande passante BW en fonction de (d_1/a) pour le mode TM_{12} avec $d_2=0$ et $b=2a$, $b=6$ cm, $\tan \delta_1=0$.

Dans les figures 6 et 7, nous avons maintenu ϵ_{1x} constant et nous avons calculé la bande passante et la fréquence de résonance pour les différentes valeurs de ϵ_{1z} , à partir de la figure nous observons que la fréquence de résonance croît dans le cas d'anisotropie négative ($\epsilon_{1z}=1.88$) par rapport au cas isotrope et diminue dans la cas d'anisotropie positive ($\epsilon_{1z}=2.82$). L'écart est important pour les substrats fins que pour les substrats épais. Cela peut être justifié par le fait que la fréquence de résonance d'un ruban annulaire imprimé sur un substrat uniaxialement anisotrope dépend beaucoup plus de ϵ_{1z} que de ϵ_{1x} (résultat démontré analytiquement par Boutout et Al [7]) et d'autre part la fréquence de résonance d'un patch quelconque est inversement proportionnelle à ϵ_r .

L'effet conjugué de l'anisotropie d'un substrat en présence d'un superstrat isotrope, sur la fréquence de résonance et la bande passante est étudié sur un ruban annulaire, les dimensions de l'antenne sont ($d_1 = 0.159$ cm, $b=2a$, $b=6$ cm, $\tan\delta_1=5.10^{-4}$ et $\tan\delta_2=5.10^{-4}$).

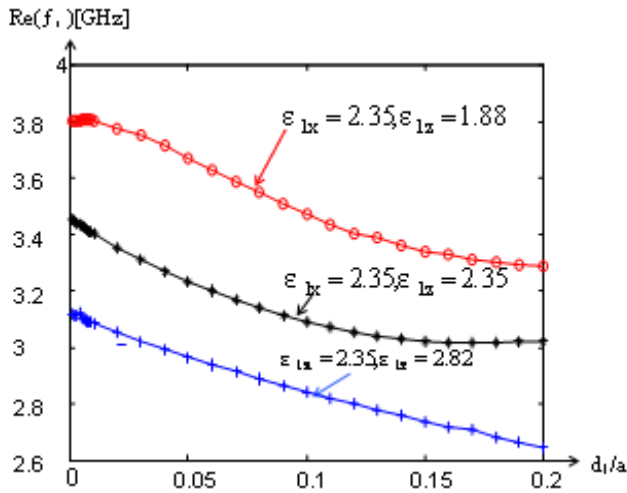


Figure 6 : Variation de la partie réelle (f_r) en fonction de (d_1/a) pour le mode TM_{12} avec $d_2=0$ et $b=2a$, $b=6$ cm, $\tan\delta_1=0$. $BW\%$

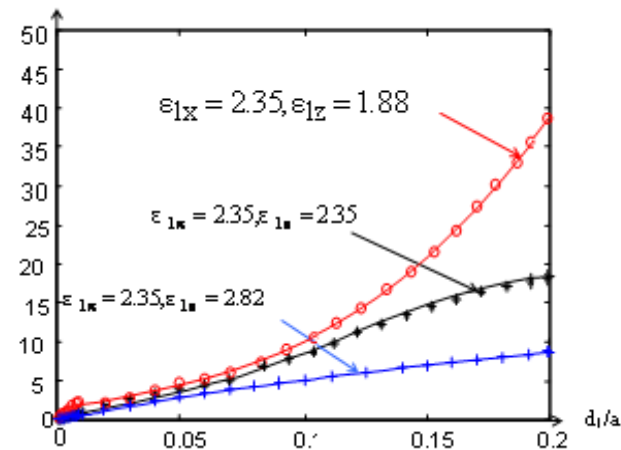


Figure 7 : Variation de la bande passante BW en fonction de (d_1/a) pour le mode TM_{12} avec $d_2=0$ et $b=2a$, $b=6$ cm, $\tan\delta_1=0$.

Nous avons considéré deux cas d'anisotropie, le Saphir ($\epsilon_{1x}=9.4$, $\epsilon_{1z}=11.6$) et l'Epsilon-10 ($\epsilon_{1x}=13$, $\epsilon_{1z}=10.3$).

La variation de la fréquence de résonance normalisée en fonction de l'épaisseur du superstrat est représentée par la figure 8, La normalisation est faite par rapport à la fréquence de résonance issue du modèle de la cavité à murs magnétiques.

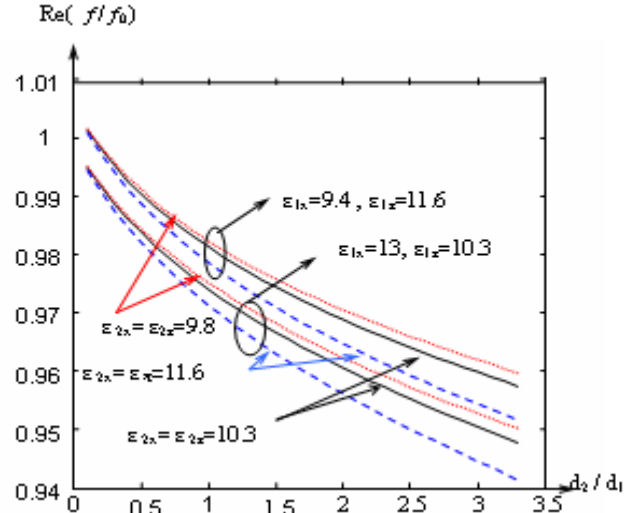


Figure 8 : Variation de la partie réelle de (f/f_0) en fonction de (d_2/d_1) pour le mode TM_{12} avec $d_1=0.159$ cm et $b=2a$, $b=6$ cm.

Nous constatons que la fréquence de résonance réelle décroît de façon monotone avec l'accroissement de l'épaisseur du superstrats d_2 , le taux de décroissance étant élevé pour les superstrats à constantes diélectriques élevées et des anisotropies uniaxiales négatives des substrats, la variation de la bande passante normalisée en fonction de l'épaisseur du superstrats montrée par la figure 9. On note que quelque soit la valeur de la permittivité du superstrat, l'anisotropie positive et l'anisotropie négative augmentent la bande passante avec l'augmentation de l'épaisseur du superstrat.

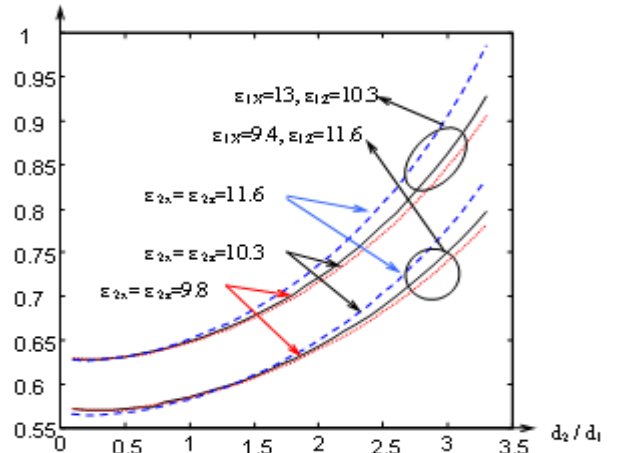


Figure 9 :

CONCLUSIONS

Dans ce travail, les effets de l'anisotropie uniaxiale du substrat sur la fréquence de résonance, la bande passante pour une antenne de forme annulaire sont recherchés. Le problème de la fréquence de résonance complexe est formulé en terme d'une équation intégrale, utilisant la fonction tensorielle de Green et la méthode de Galerkin comme outil de résolution. Dans le domaine spectral une nouvelle approche pour la détermination du tenseur de Green pour une antenne piégée est proposée. Les fonctions de base TM issues du modèle de la cavité sont utilisées pour développer la distribution inconnue du courant sur le patch. La convergence des résultats numériques est vérifiée. Les résultats numériques indiquent que la fréquence de résonance, la bande passante ne varient pas de façon significative avec la variation de la permittivité perpendiculaire à l'axe optique. Cependant ces caractéristiques sont fortement dépendantes de la permittivité le long de l'axe optique.

REFERENCES

- [1]- W. C. Chew, "A broad-band annular-ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, NO 5, pp. 918-922 September 1982.
- [2]- V. Losada, R. R. BOIX, and M. Horno, "Full-Wave analysis of circular microstrip resonators in multilayered media containing uniaxial anisotropic dielectrics, magnetized ferrites, and chiral materials," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, pp. 1057-1064, Jun. 2000.
- [3]- D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.
- [4]- K. Araki and T. Itoh, "Hankel transform domain analysis of open circular microstrip radiating structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 84 -89, Jan 1981.
- [5]- Z. Fan, and K.F. Lee, "Input impedance of annular-ring microstrip antennas with a dielectric cover," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 992-995, Aug 1992.
- [6]- S. M. Ali, W. C. Chew, and J. A. Kong, "Vector Hankel transform analysis of annular- ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 637-644, July 1982.
- [7]- F. Bouttout, F. Benabdelaziz, A. Benghalia, D. Khedrouche, and T. Fortaki, "Uniaxially anisotropic substrate effects on the resonance of rectangular microstrip patch antenna," *Electron.Lett.*, vol. 35, no. 4, pp. 255-256, February 1999.