



**HAL**  
open science

# Méthode de Caractérisation Electromagnétique In Situ et Large Bande des Ferrites Anisotropes pour l'Aide à la Conception de Circulateurs

Jorge Lezaca, Patrick Queffelec, Alexis Chevalier

► **To cite this version:**

Jorge Lezaca, Patrick Queffelec, Alexis Chevalier. Méthode de Caractérisation Electromagnétique In Situ et Large Bande des Ferrites Anisotropes pour l'Aide à la Conception de Circulateurs. JNM 2009 : 16èmes Journées Nationales Microondes, May 2009, Grenoble, France. pp.4F-12. hal-00487226

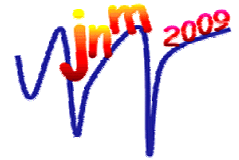
**HAL Id: hal-00487226**

**<https://hal.univ-brest.fr/hal-00487226>**

Submitted on 19 Mar 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



## Méthode de Caractérisation Electromagnétique *In Situ* et Large Bande des Ferrites Anisotropes pour l'Aide à la Conception de Circulateurs.

Jorge LEZACA <sup>1</sup>, Patrick QUEFFELEC <sup>1</sup>, Alexis CHEVALIER <sup>1</sup>

<sup>1</sup>Lab-STICC UMR 3192 – Université de Bretagne Occidentale – Université Européenne de Bretagne.

### Résumé

Ce travail décrit l'analyse dynamique d'une structure de propagation de type microruban dont la section transversale est partiellement remplie du matériau magnétique anisotrope à caractériser. L'approche théorique retenue est basée sur l'analyse modale des différentes régions de la structure et, aux discontinuités, du raccordement des champs associés à chaque mode. Une méthode particulière de recherche, en variable complexe, des racines de l'équation caractéristique a été développée. Les diagrammes de dispersion et les paramètres  $S$  traduisant le caractère non-réciproque de la structure sont présentés. Il s'agit de la première étape dans la mise en œuvre d'une méthode de mesure large bande et « *in situ* » (environnement E.M. réel) des composantes du tenseur de perméabilité et de la permittivité des ferrites aimantés utilisés pour réaliser des circulateurs.

### 1. Introduction

Actuellement, le circulateur (fonction de duplexage) est le composant le plus volumineux et le plus coûteux des modules radiofréquences d'émission/réception. La raison principale est liée au processus de fabrication des ferrites conventionnels qui requièrent des températures de frittage comprises entre 1200°C et 1400°C, rendant impossible une intégration de type monolithique ou hybride. En outre, les phénomènes physiques inhérents aux dispositifs à ferrite (non-homogénéité du champ de polarisation interne, non-saturation de certaines zones de l'échantillon de ferrite, aggravation des conséquences de ces phénomènes sur les performances du circuit selon la technologie utilisée : triplaque ou microruban) entravent leur miniaturisation.

Notre étude, qui s'inscrit dans le contexte plus général lié au contrat européen IMICIMO, dont l'objectif *in fine* est le développement de circulateurs miniatures en technologie LTCC (Low Temperature Cofired Ceramics), a pour but de développer une technique expérimentale capable de mesurer sur une large gamme de fréquences les propriétés électromagnétiques de couches épaisses ferrimagnétiques aimantées, donc anisotropes, pouvant être associées, par cofrittage, à des couches diélectriques et métalliques.

Dans ce contexte, il est nécessaire de développer des méthodes de caractérisation des paramètres du tenseur de perméabilité, tout en tenant compte : de l'état d'aimantation du matériau, des effets démagnétisants propres à la forme de l'échantillon et des effets que le circuit lui-même (à l'intérieur duquel le matériau est intégré) a sur le comportement final du ferrite. Nous parlerons de mesures « *in situ* ».

Plusieurs méthodes de mesure des composantes diagonale et extra-diagonale  $\mu$  et  $\kappa$  du tenseur de perméabilité ont été développées au laboratoire. Une première méthode [1] basée sur le raccordement modal dans un guide d'ondes rectangulaires partiellement rempli du matériau à caractériser a été mise en œuvre. Cette méthode a montré une très bonne fiabilité mais son inconvénient est lié au caractère itératif du processus inverse et à son domaine d'exploitation restreint à la bande monomode du guide.

Une deuxième méthode [2], en ligne biplaque, exploite la théorie des lignes de transmission généralisée au cas des lignes non réciproques et autorise ainsi une formulation analytique pour le calcul des éléments  $\mu$  et  $\kappa$  du tenseur de perméabilité et de la permittivité du ferrite. Toutefois, l'approche retenue présente deux inconvénients. Le premier concerne l'approche théorique retenue basée sur l'hypothèse quasi-statique, qui ne tient pas compte des modes supérieurs excités supportant une partie de l'énergie dans la structure. Le deuxième inconvénient provient des résonances de dimension affectant les mesures de paramètres de répartition (paramètres  $S$ ) et qui dépendent de la longueur de l'échantillon.

Nous présentons ici une méthode basée sur l'analyse dynamique d'une structure non réciproque permettant de prendre en compte, outre le mode fondamental quasi-TEM, les modes d'ordre supérieur. Grâce à cette analyse rigoureuse, une méthode de caractérisation pourra être développée afin d'élargir la bande de fréquences exploitée initialement à partir des méthodes existantes au laboratoire, tout en garantissant le caractère *in situ* des mesures réalisées. Notre objectif est de couvrir la gamme 50 MHz – 20 GHz.

Nous commencerons par la description et l'analyse dynamique de la structure non-réciproque utilisée.

## 2. Analyse de la structure.

### 2.1. Structure.

La figure 1 montre la structure non-réciproque qui est utilisée. Il s'agit d'une ligne de transmission triplaque asymétrique ( $h_1 \neq h_2$ ) partiellement remplie par deux diélectriques et par le matériau magnétique aimanté à caractériser et à l'origine de la non-réciprocité de la structure. Comme le ruban conducteur est plus proche du plan de masse inférieur, la cartographie des champs de la cellule se rapproche de celle d'une ligne microruban.

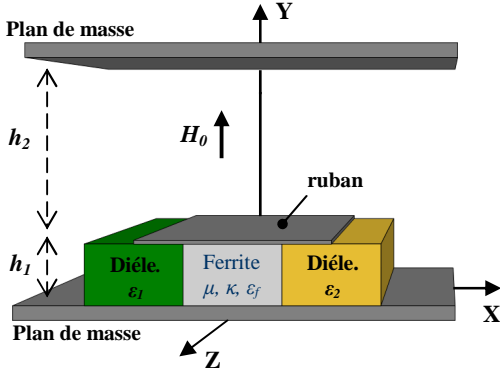


Figure 1. Ligne triplaque asymétrique utilisée.

Pour aimanter le ferrite on dirige le champ magnétique statique  $H_0$  selon l'axe  $Oy$ . La figure 2 présente la carte des champs de la structure.

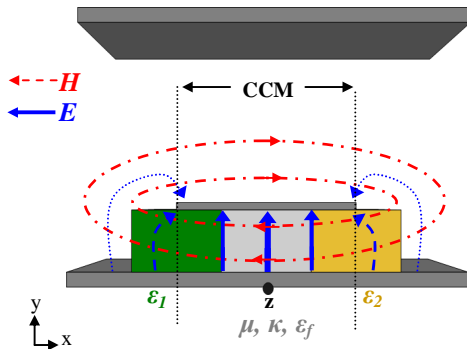


Figure 2. Carte de champs de la ligne utilisée.

Dans cette structure le ruban et le plan de masse inférieur sont représentés à l'aide de Court Circuit Electrique, et étant données les symétries des champs électrique  $E$  et magnétique  $H$  de la structure les plans perpendiculaires au ruban placés à ses extrémités peuvent être considérés comme des plans de Court Circuit Magnétique (CCM).

Dans l'hypothèse où l'essentiel de l'énergie véhiculée dans la structure est confinée entre le ruban central et le plan de masse inférieur, la ligne peut être représentée par la structure théorique équivalente de la figure 3a. La figure 3b montre les dimensions de la structure équivalente.

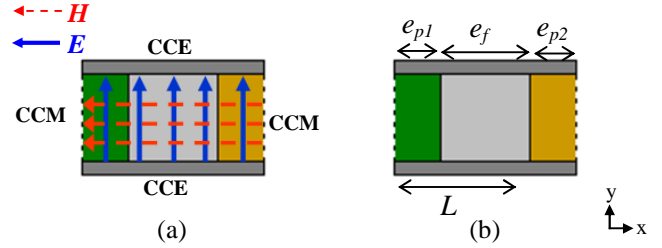


Figure 3. (a) Structure théorique équivalente. (b) conventions métriques.

### 2.2. Analyse dynamique

Dans cette partie nous présentons l'obtention des constantes de propagation (analyse 2D) dans la région chargée et l'obtention des paramètres S de la ligne (analyse 3D).

#### 2.2.1. Diagramme de dispersion

Comme l'excitation de la structure est le mode Quasi-TEM et puisque les discontinuités rencontrées par ce mode ne rompent pas la symétrie de ce dernier (invariance selon l'axe  $Oy$ ), seuls les modes supérieurs  $TE_{m0}$  seront excités. Ainsi, la propagation dans la structure devient indépendante de  $y$  ( $dy/dt=0$ ) ce qui conduit à des composantes  $E_x$ ,  $E_z$  et  $H_y$  nulles à l'intérieur de la structure. En exprimant les champs ( $H_x$ ,  $H_z$ ,  $E_y$ ) à l'intérieur de chacun des trois matériaux puis en écrivant les 4 équations de continuité (deux pour  $E$  et deux pour  $H$ ) sur chacune des interfaces de la structure (diélectrique 1- ferrite et ferrite - diélectrique 2) nous obtenons la relation de dispersion sous forme matricielle (1) où  $k_{c1}$ ,  $k_{c2}$ ,  $e_{p1}$  et  $e_{p2}$  sont respectivement les nombres d'onde et les épaisseurs relatives aux diélectriques 1 et 2. Les grandeurs  $e_i^\pm$  et  $h_i^\pm$  représentent des champs (direct et rétrograde) à l'intérieur du ferrite. La grandeur  $\omega$  est la pulsation angulaire et  $\mu_0$  est la perméabilité du vide.

$$\begin{bmatrix} \frac{2\omega\mu_0}{k_{c1}} \cos(k_{c1}e_{p1}) & e_y^+ e^{-jk_x e_{p1}} & e_y^- e^{jk_x e_{p1}} & 0 \\ -2j \sin(k_{c1}e_{p1}) & h_z^+ e^{-jk_x e_{p1}} & h_z^- e^{jk_x e_{p1}} & 0 \\ 0 & e_y^+ e^{-jk_x L} & e_y^- e^{jk_x L} & \frac{2\omega\mu_0}{k_{c2}} \cos(k_{c2}e_{p2}) \\ 0 & h_z^+ e^{-jk_x L} & h_z^- e^{jk_x L} & 2j \sin(k_{c2}e_{p2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = 0 \quad (1)$$

L'équation de dispersion (en variable complexe) s'obtient en annulant le déterminant de cette matrice. Cette équation dépend de la fréquence, des largeurs des différents matériaux, des propriétés EM de ces derniers et de la constante de propagation  $\gamma$ , l'inconnue de notre problème.

$$\bar{F}(\gamma, \omega, \mu, \kappa) = 0$$

Les solutions de cette équation correspondent aux constantes de propagation  $\gamma$  de chacun des modes,

propagé ou évanescant, à l'intérieur de la structure (diagramme de dispersion de la structure).

Pour trouver la solution de cette équation complexe à variable complexe, nous avons développé une méthode numérique basée sur la combinaison de la méthode dichotomique étendue au plan complexe et de la méthode dite de Müller fondée sur une approximation quadratique de la fonction complexe à annuler. Pour calculer dans ce problème direct les éléments du tenseur de perméabilité  $\mu$  et  $\kappa$ , nous avons utilisé les formulations analytiques de Polder.

### 2.2.2. Résultats du diagramme de dispersion

La figure 4 montre les diagrammes de dispersion obtenus (constantes de phase et d'atténuation) pour les sens de propagation direct et rétrograde. Sur cette figure on observe le caractère non réciproque de la structure, mis en évidence par les écarts entre les valeurs des constantes de propagation relatives aux modes directs et rétrogrades. Nous pouvons également voir, qu'en basse fréquence les modes supérieurs commencent à propager de l'énergie sous forme de modes magnétostatiques, caractérisés à certaines fréquences par des vitesses de groupe très faibles, voire des vitesses de phase et de groupe opposées. Dans ces conditions, à une fréquence donnée, un mode qui aurait dû présenter un caractère évanescant pour une ligne classique devient propagé en ligne non-réciproque. Ce résultat montre l'importance de prendre en compte les premiers modes significatifs en termes énergétiques puisque les modes supérieurs peuvent même présenter des valeurs de constante de propagation supérieures à celle du mode quasi-TEM, et pourraient éventuellement être ceux qui propagent le plus d'énergie.

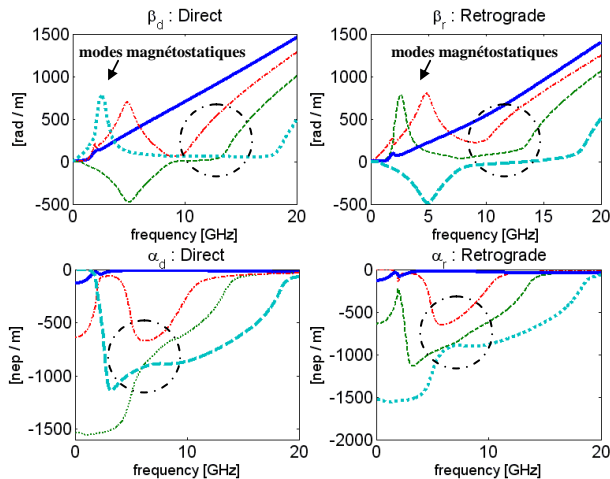


Figure 4. Diagramme de dispersion de la structure avec  $\epsilon_1=1-j0.001$ ,  $\epsilon_2=10-j0.001$ ,  $\epsilon_3=15-j0.01$ ,  $H_0=300$  Oe,  $4\pi M_s=3000$  G,  $\alpha=0.1$ .

### 2.2.3. Paramètres S

Pour calculer les paramètres S du dispositif, nous faisons, pour les  $n$  premiers modes de propagation excités, un raccordement des composantes transversales des champs électrique et magnétique dans les deux plans

de discontinuité que sont les plans d'entrée et de sortie de la région chargée par l'échantillon de ferrite (figure 5).

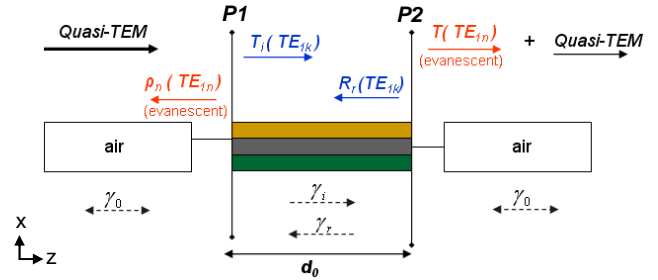


Figure 5. Raccordement de modes aux discontinuités de la cellule.

La ligne de transmission est excitée par son mode fondamental quasi-TEM. Ce mode entre en interaction avec la discontinuité ligne vide – ligne chargée. De ce fait, l'énergie propagée par le mode fondamental se répartit d'une part sous forme de réflexion et transmission du mode fondamental, d'autre part sous forme d'excitation des modes d'ordre supérieur dans la région chargée, et enfin sous forme d'énergie évanescante au voisinage des discontinuités. Comme la géométrie des discontinuités est invariante selon l'axe  $Oy$ , seuls les modes supérieurs  $TE_{m0}$  seront excités dans la région chargée. Les équations (2a) et (2b) montrent le raccordement des composantes transversales des champs dans le plan d'entrée  $P1$  du dispositif et les équations (2c) et (2d) dans le plan de sortie  $P2$ .

$$(1 + \rho_1)E_{y1} + \sum_{n=2}^N \rho_n E_{yn} = \sum_{i=1}^M T_i E_{yi} + \sum_{r=1}^M (R_r E_{yr}) e^{j\gamma_r d_0} \quad (2a)$$

$$(1 - \rho_1)H_{x1} - \sum_{n=2}^N \rho_n H_{xn} = \sum_{i=1}^M T_i H_{xi} - \sum_{r=1}^M (R_r H_{xr}) e^{j\gamma_r d_0} \quad (2b)$$

$$\sum_{i=1}^M (T_i E_{yi}) e^{-j\gamma_i d_0} + \sum_{r=1}^M R_r E_{yr} = t_1 E_{y1} + \sum_{n=2}^N t_n E_{yn} \quad (2c)$$

$$\sum_{i=1}^M (T_i H_{xi}) e^{-j\gamma_i d_0} - \sum_{r=1}^M R_r H_{xr} = t_1 H_{x1} + \sum_{n=2}^N t_n H_{xn} \quad (2d)$$

$d_0$  est la longueur de l'échantillon,  $N$  et  $M$  représentent respectivement le nombre de modes pris en compte dans la ligne vide et dans la ligne chargée. Les indices  $n, i, r$  correspondent respectivement aux modes dans la ligne vide et aux modes directs et rétrogrades dans la région chargée. La figure 5 présente également les coefficients de couplage :  $\rho_n$  des modes réfléchis dans la ligne vide,  $T_i$  des modes transmis dans la région chargée,  $R_r$  des modes réfléchis dans la région chargée et  $t_n$  des modes transmis dans la ligne vide.

Le système d'équations (2) est un système de  $2N$  équations avec  $2M$  inconnues. Pour obtenir une solution nous prenons  $N = M$  c'est à dire le même nombre de modes (de propagation) dans la région vide que dans la région chargée. La résolution de ce système d'équations se base sur les propriétés d'orthogonalité des modes (seuls les champs  $E$  et  $H$  d'un même mode peuvent propager de l'énergie). Ces conditions d'orthogonalité

sont décrites par le produit scalaire (3) pour la ligne vide et par le produit scalaire (4) pour la ligne chargée.

$$\langle E_n / H_m \rangle = \frac{\gamma_n}{|\gamma_n|} \delta_{nm} \quad (3)$$

$$\langle H_n / E_m \rangle = \frac{\gamma_n^*}{|\gamma_n|} \delta_{nm}$$

$$\langle H_n / E_m \rangle = -\frac{b}{2} \int_0^a H_{x_n}^* E_{y_m} dx \quad (4)$$

$$\langle E_n / H_m \rangle = +\frac{b}{2} \int_0^a E_{y_n}^* H_{x_m} dx$$

Du système d'équations (2) et des propriétés d'orthogonalité (3) et (4), nous pouvons déduire les coefficients de couplage entre les différents modes.

Enfin, les paramètres de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  du dispositif s'identifient aux coefficients de couplage du mode fondamental  $\rho_1$  et  $t_1$  et sont donnés par les expressions (5) et (6).

$$S_{11} = \rho_1 = -1 + \sum_{i=1}^N T_i \langle H_1 / E_{y_i} \rangle + \sum_{r=1}^N R_r \langle H_1 / E_{y_r} \rangle e^{j\gamma_r d} \quad (5)$$

$$S_{21} = t_1 = \sum_{i=1}^N T_i \langle H_1 / E_{y_i} \rangle e^{-j\gamma_i d} + \sum_{r=1}^N R_r \langle H_1 / E_{y_r} \rangle \quad (6)$$

Nous obtenons de la même façon les paramètres  $S_{12}$  et  $S_{22}$  en considérant une onde incidente provenant du port 2 du dispositif. Nous obtenons alors les expressions (7) et (8)

$$S_{22} = \rho_1 = -1 + \sum_{i=1}^N T_i^d \langle H_1 / E_{y_i} \rangle e^{-j\gamma_i d} + \sum_{r=1}^N R_r^d \langle H_1 / E_{y_r} \rangle \quad (7)$$

$$S_{12} = t_1 = \sum_{i=1}^N T_i^d \langle H_1 / E_{y_i} \rangle + \sum_{r=1}^N R_r^d \langle H_1 / E_{y_r} \rangle e^{j\gamma_r d} \quad (8)$$

où  $T_i^d$  et  $R_r^d$  sont les coefficients de couplage avec une incidence à droite.

#### 2.2.4. Résultats

La figure 6 présente les modules des paramètres  $S$  de la structure sur la bande de fréquence 0 à 20 GHz. Les paramètres de réflexion  $S_{11}$  et  $S_{22}$  sont identiques et présentent des chutes périodiques liés aux résonances de dimensions de l'échantillon. Par contre, la non-réciprocité de la structure est bien mise en évidence par les différences observées entre les modules des paramètres de transmissions  $S_{12}$  et  $S_{21}$ .

La figure 7 présente les phases des paramètres  $S$ . Les résonances de dimensions se traduisent par des incertitudes sur la phase. En effet, lorsque le module d'un paramètre  $S$  tend vers zéro, sa phase devient indéterminée.

Une solution pour s'affranchir de ces problèmes de résonance de dimensions consisterait à réduire la

longueur de l'échantillon mais entrainerait alors une baisse de précision due à une plus faible interaction entre l'onde et le matériau.

Nous avons préféré nous orienter vers un problème inverse qui évite l'utilisation des phases des paramètres  $S$ .

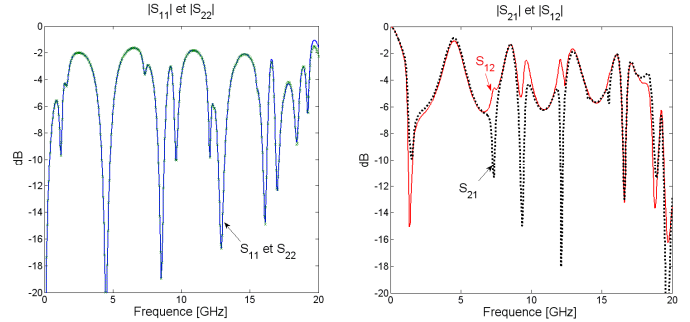


Figure 6. Module des paramètres  $S$  de la structure avec  $\epsilon_1=1-j0.001$ ,  $\epsilon_2=10-j0.001$ ,  $\epsilon_t=15-j0.01$ ,  $H_0=180$  Oe,  $4\pi Ms=1000$  G,  $\alpha=0.1$ .

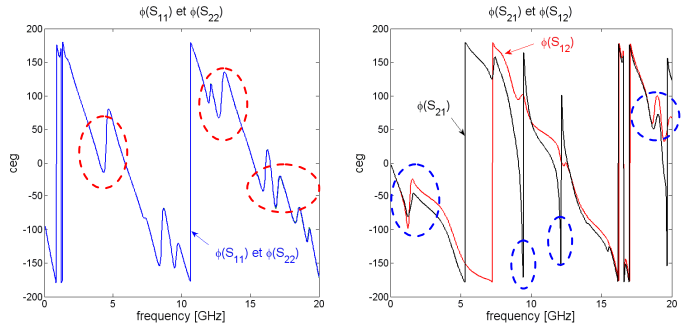


Figure 7. Phase des paramètres  $S$  de la structure avec  $\epsilon_1=1-j0.001$ ,  $\epsilon_2=10-j0.001$ ,  $\epsilon_t=15-j0.01$ ,  $H_0=180$  Oe,  $4\pi Ms=1000$  G,  $\alpha=0.1$ .

### 3. Conclusion

L'étude menée met en évidence l'importance des modes d'ordre supérieur dans les lignes non-réciproques et renforce notre argumentation concernant l'utilisation d'une analyse dynamique pour caractériser les ferrites anisotropes. Nous montrons notamment au niveau de cette première étape de notre travail l'importance des modes magnétostatiques.

La suite de notre étude consistera à résoudre le problème inverse (trouver les paramètres  $\mu$ ,  $\kappa$  et  $\epsilon$  du ferrite en fonction des paramètres  $S$  mesurés) à partir d'une méthode d'optimisation numérique et d'une procédure permettant d'éviter les problèmes d'incertitude liés aux résonances de dimensions.

### 4. Bibliographie

- [1] Quéffelec P., Le Floch M., Gelin P., « *Nonreciprocal cell for the broad-band measurement of tensorial permeability of magnetized ferrites: Direct Problem* », IEEE Trans. on MTT, Vol 47, n° 4, 1999.
- [2] Mallécol S., Quéffelec P., Le Floch M., Gelin P. « *Theoretical and experimental determination of the permeability tensor components of magnetized ferrites at microwave frequencies* », IEEE Trans. on Mag., Vol 39, n° 4, 2003.