

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE.

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET
DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE.

UNIVERSITE DE MENTOURI DE CONSTANTINE.
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR.
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE.

MEMOIRE

Présenté Pour L'obtention Du Diplôme De Magister En Electronique.

THEME :

**Etude de structures planaires blindées
en tenant compte
de l'épaisseur métallique des rubans**

Option : micro-ondes

Par :

MENZRI Djemâa.

Soutenue le : 27 Juin 2007

Devant le jury :

- Président : Mr Benghalia Abdelmadjid, Professeur à l'université de Constantine.
Rapporteur : Mr Riabi Mohamed Lahdi, Professeur à l'université de Constantine.
Examineurs : Mr Chaabi Abdelhafid, Professeur à l'université de Constantine.
Mr Benhabiles Mohamed Taoufik, Maitre de conférences à l'université de Constantine.

Introduction générale :

Les premières expériences pratiques visant à utiliser les hyperfréquences en télécommunications datent des années 1920. Le sort des hyperfréquences est intimement lié au développement du radar durant la seconde guerre mondiale en inventant le tube magnétron capable de produire des signaux hyperfréquences de grande puissance. D'autres générateurs furent développés par la suite. ^[1]

Après la deuxième guerre mondiale, les techniques hyperfréquences ont connu un développement important, rapide et ont trouvé de très nombreuses applications notamment avec l'apparition des moyens de calcul dans les années 60 qui ont permis d'utiliser diverses techniques numériques pour résoudre les problèmes électromagnétiques de plus en plus complexes.

Avec le développement de puissance des ordinateurs, la seconde moitié des années 70 a vu l'avènement de méthodes beaucoup plus sophistiquées bien que leur formalisme mathématique fût connu depuis longtemps. Ainsi de nouvelles solutions sont envisagées et de nouvelles structures de guidage sont apparues.

Parmi ces diverses méthodes numériques, nous pouvons citer la méthode spectrale (SDA) qui s'adapte aussi bien aux structures microondes ouvertes que fermées. Cette méthode, largement exploitée au sein de l'équipe de recherche du laboratoire LET, permet d'analyser les différentes structures planaires sur substrats isotropes et anisotropes en modes hybrides et de déterminer les paramètres caractéristiques des lignes simples et des lignes couplées, mais toutes les études entamées jusqu'à présent n'ont pas tenu compte de l'effet des épaisseurs de métallisation non nulle, aussi bien celles des rubans conducteurs, que celles des boîtiers qui contiennent les structures.

Dans ce travail, nous appliquerons deux variantes de la méthode spectrale à la caractérisation de la ligne à ailettes unilatérales en considérant la formulation classique des champs électromagnétiques dans la méthode spectrale, puis en présentant par la suite une analyse modale dans la formulation des champs électromagnétiques.

Le plan de travail dans ce mémoire est le suivant :

Dans le premier chapitre, une présentation générale des structures planaires et des différentes méthodes utilisées pour la modélisation est exposée.

Puis dans le second chapitre la méthode spectrale est utilisée pour analyser les deux structures duales, la ligne à ailettes unilatérales et la ligne micro ruban suspendu blindée. Les différents paramètres caractéristiques sont déterminés.

Dans le troisième chapitre, nous appliquerons l'approche de l'analyse modale pour l'étude de la ligne à ailettes unilatérale en négligeant toute épaisseur de métallisation.

Enfin dans le quatrième et dernier chapitre, l'étude de la ligne à ailettes unilatérales en tenant compte de l'épaisseur des rubans métalliques est présentée. L'influence de cette dernière, sur les caractéristiques de la ligne, est exploitée.

I-1 : Introduction.

Les circuits intégrés micro-ondes (MICs), introduits en 1950 ^[2], jouent le rôle le plus important dans le développement de la technologie micro-ondes et entrent dans la conception des nouvelles structures de guidage et lignes de transmissions.

Les méthodes d'analyse numérique sont nécessaires pour déterminer les différentes caractéristiques de ces lignes.

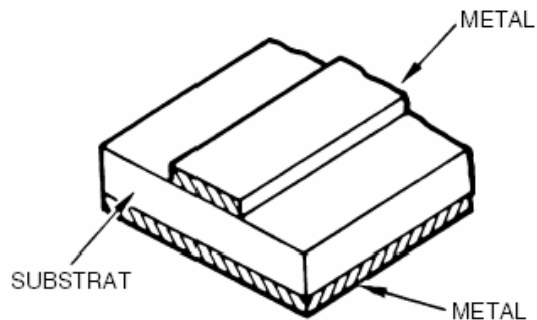
Dans ce chapitre sont présentées différentes structures planaires micro-ondes ainsi que quelques méthodes numériques utilisées pour les caractériser.

I-2 : Différentes structures planaires utilisées en micro-onde.

La technique des circuits imprimés qui permet de fabriquer une série de systèmes de connexion électrique par des procédés photo lithographiques, est également implantée dans les domaines des hyperfréquences, connue sous le nom anglais "Microwave integred circuits" (M.I.Cs). Ces dernières permettent la réalisation des circuits planaires ou assemblage de conducteurs déposés sur l'une ou les deux faces d'une plaque de support isolante (diélectrique). L'ensemble, comprenant le substrat diélectrique et les conducteurs, forme une ou plusieurs lignes de transmission dont les propriétés de propagation dépendent des dimensions et de la permittivité du substrat.

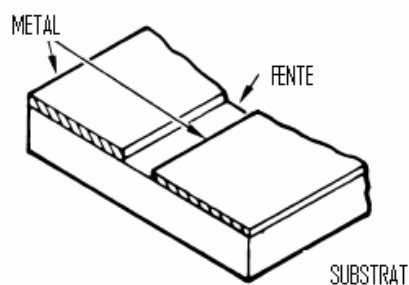
Parmi les structures planaires les plus couramment rencontrées dans le domaine des microondes nous pouvons citer :

La ligne micro ruban, la ligne à fente et la ligne coplanaire. Dans des réalisations pour des bandes millimétriques, ces lignes doivent, de plus, être placées dans une enceinte, on obtient ainsi la ligne micro ruban blindée, la ligne micro ruban suspendu et la ligne à ailettes.

I-2-1 : La ligne micro ruban.**Figure I-1** : la ligne micro ruban.

On désigne par ce nom (en anglais microstrip) une structure comportant un conducteur métallique mince et étroit (ruban) déposé sur une face de plaque diélectrique, dont la face opposée étant complètement recouverte de métal. Elle a été conçue en 1952 par Greig et Engelman.

Cette structure était très bien adaptée pour les applications à faibles puissances, fonctionnant en régime quasi-TEM à des fréquences allant jusqu'à 20 GHz, au-delà de ces fréquences l'apparition des modes d'ordre supérieurs pose des sérieux problèmes.

I-2-2 : La ligne à fente.**Figure I-2** : la ligne à Fente

Dans cette la ligne (slot line en anglais), présentée par S.B Cohn ^[3] en 1968, les deux conducteurs formant la ligne de transmission sont déposés sur la même face du substrat diélectrique. Il n'y a pas de métallisation sur l'autre face.

La propagation dans cette structure n'est pas du tout de type TEM, mais plus proche d'une propagation du type TE.

I-2-3: La ligne coplanaire. ^[4]

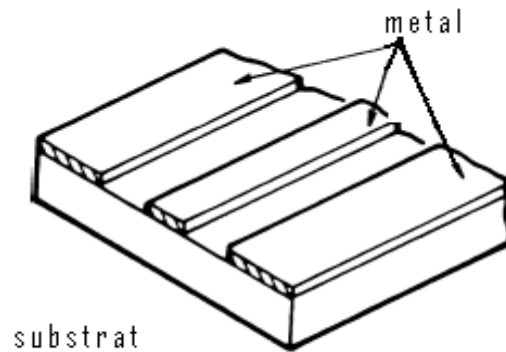
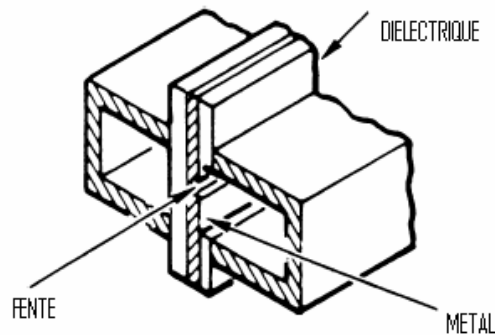


Figure I-3 : La ligne coplanaire.

Tous les conducteurs de la ligne coplanaire sont situés sur la même face du substrat. On a dans ce cas deux fentes de même largeur, séparées par un ruban métallique.

Toutes ces structures sont ouvertes et peuvent rayonner dans l'espace environnant. Cet effet le plus souvent indésirable devient important quand la fréquence augmente.

Pour limiter son influence, d'autres supports de transmission qui semblent être très bien adaptés pour les ondes millimétriques ont fait leur apparition, parmi lesquels nous citons la ligne micro ruban suspendu blindée qui sera analysée par la première variante de la méthode spectrale dans le deuxième chapitre et la ligne à ailettes unilatérales qui fera l'objet de notre travail tout au long de ce mémoire.

I-2-4 : La ligne à ailettes.**Figure I-4** : la ligne à ailettes

La ligne à fente est placée dans un guide d'ondes rectangulaire pour supprimer son rayonnement, la structure qui en résulte est appelée ligne à ailettes (en anglais finline). Elle a été proposée par P.J. Meir en 1973. ^[5]

La présence d'un substrat diélectrique d'un côté et des ailettes conductrices de l'autre côté provoque une concentration des champs à proximité des fentes. Ceci contribue à baisser la fréquence de coupure du mode fondamental du guide d'onde rectangulaire. La ligne à ailettes est un très bon support de transmission, qui rentre dans la conception et la réalisation de plusieurs circuits tels que : les coupleurs, les mélangeurs et les diviseurs de puissance... etc.

Elle présente les avantages suivants :

1. Intégrable par la possibilité d'insertion des éléments solides en parallèle et en série.
2. Compatibilité avec le guide.
3. Pas de perte par rayonnement.
4. Coût de réalisation plus faible

Parmi les inconvénients:

1. La ligne est dispersive (près de la fréquence de coupure).
2. Elle n'est pas destinée aux applications à forte puissance.

En pratique il existe différentes configurations de la ligne à ailettes : la ligne unilatérale, bilatérale, antipodale et isolée.

I-2-5 : La ligne micro ruban suspendu blindée.

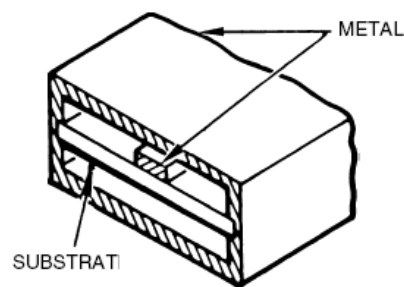


Figure I-5: la ligne à substrat suspendu.

La ligne micro ruban suspendu, constituée d'un ruban conducteur d'épaisseur « t » déposé sur un substrat diélectrique dans un boîtier métallique, présente divers avantages par rapport à une ligne micro ruban ordinaire telle que la faible dispersion et les très faibles pertes en ondes centimétriques et millimétriques.

I-3: Quelques techniques numériques pour l'analyse des lignes planaires.

Les lignes de transmission planaires sont inhomogènes, puisqu'elles comportent au moins deux milieux de propagation distincts (en général de l'air et un diélectrique). Elles contiennent, de plus des conducteurs métalliques déposés sur l'une ou sur les deux faces.

Le mode dominant de ces structures est un mode hybride qui possède six composantes non nulles des champs électromagnétiques. La résolution du problème électromagnétique correspondant n'admet pas de solution analytique exacte.

Pour les distributions des champs et des caractéristiques de propagation, un grand nombre de méthodes numériques approchées de calcul a été développé avec différentes techniques et formulations. ^[2]

Chaque méthode pour des besoins et problèmes particuliers a ses propres avantages et inconvénients. Cependant elles sont toutes basées sur les équations de Maxwell.

Ces méthodes se déversent selon leurs adaptations aux structures, leurs précisions, leurs temps de calcul et leurs formes de discrétisation.

Les différentes formes de discrétisation qui existent sont :

1. Discrétisation domaine rang :

Les méthodes numériques les plus connues qu'on trouve dans cette forme sont la méthode des moments (MOM), la méthode spectrale (SDA) et la méthode de l'équation intégrale (IEM). Ces méthodes permettent de trouver la solution d'un problème de discontinuité en déterminant les distributions de courant ou de champ sur une surface particulière qui est en générale une surface de discontinuité.

2. Discrétisation espace temps :

Elle comprend les méthodes dite différentielles telle que la méthode des différences finies (FDTD), la méthode TLM (Transmission Line Matrix), la méthode des lignes (Method of Line MoL). L'avantage de ces méthode est leur adaptabilité à des structures très variées, cependant leur précision requiert en général des maillages d'autant plus fins que la structure est complexe, d'où un encombrement important des mémoires.

3. Discrétisation selon les valeurs propres :

Elle se base sur le principe de développement des champs en série de valeurs propres ou ensemble de fonctions de base.

Elle comprend la méthode de raccordement modal (Mode Matching Method), la résonance transverse (TRM) et l'équation de l'intégrale singulière (SIE)..

En ce qui concerne les lignes à ailettes, elles ont été approchées par plusieurs techniques, parmi les quelles nous pouvons citer:

- 1- la méthode de la résonance transversale (TRM) par R.Sorrentino et T.Itoh. ^[6]
- 2- La méthode de l'équation intégrale singulière (SIE).
- 3- La méthode des éléments finis (EF).
- 4- La méthode (TLM).
- 5- La méthode d'analyse modale ^{[7], [8], [9]}
- 6-La méthode spectrale (SDA) dans de nombreuses publications T.Itoh ^{[10], [11]} J.Knorr et P.Shayada ^[12] et plusieurs autres chercheurs.

II-1 : Introduction.

Les dernières années ont connu un développement rapide des circuits intégrés monolithiques micro-ondes (MMICs). L'étude de ces circuits est confrontée à de nombreux et difficiles problèmes électromagnétiques. Beaucoup de ces problèmes ont été résolus par l'utilisation de la méthode spectrale (SDA), d'où l'intérêt de cette méthode dans toutes les études dans ce domaine ^[13].

Dans ce qui suit cette méthode sera appliquée à l'étude de la ligne à ailettes unilatérales, la ligne micro ruban suspendu blindée et la technique choisie est "l'Approche d'Immittance (immittance approche) ^[10] développé par Itoh qui est basée sur le concept de lignes de transmission équivalentes transverses dont nous donnons le principe dans ce chapitre.

II-2 : La méthode spectrale.

Elle a été développée en 1974 ^[13] puis présentée sous diverses variantes pour étudier les structures planaires et quasi planaires.

La méthode spectrale nécessite une préparation analytique importante, et son principe général repose sur l'application des transformées intégrales telles que la transformée de Fourier pour simplifier l'intégration des équations de Maxwell.

En opérant dans le domaine de Fourier, la méthode spectrale ramène la résolution d'un problème de volume à celui d'un problème de surface et la résolution d'un problème de surface à celui d'un problème de contour. Elle s'adapte aussi bien aux structures ouvertes qu'aux structures fermées, et sa principale limitation réside au départ, dans le fait qu'elle exigeait que le ruban conducteur soit infiniment mince ($t \approx 0$).

La résolution par la méthode spectrale passe nécessairement par la résolution de l'équation d'onde et suit les étapes suivantes :

- Présentation des composantes des champs électromagnétiques sous forme de séries discrètes de Fourier dans chaque couche diélectrique prise une par une à partir des équations de Maxwell, le mode hybride est décomposé en une paire de modes TE et TM.

- Application des conditions aux limites sur les parois ainsi que les conditions de continuité sur toutes les surfaces.

- Détermination de l'équation caractéristique pour la constante de propagation sous la forme de relation matricielle qui lie dans le domaine de Fourier les composantes tangentielles du champ électrique E_x et E_z aux densités de courant J_x et J_z sur le plan de métallisation.

- Résolution de l'équation caractéristique en appliquant en général la méthode de Galerkin (cas particulier de la méthode des moments).

II-3 : Application de la méthode spectrale pour l'analyse de la ligne à ailettes unilatérales.

II-3-1 : Présentation de la structure à étudier.

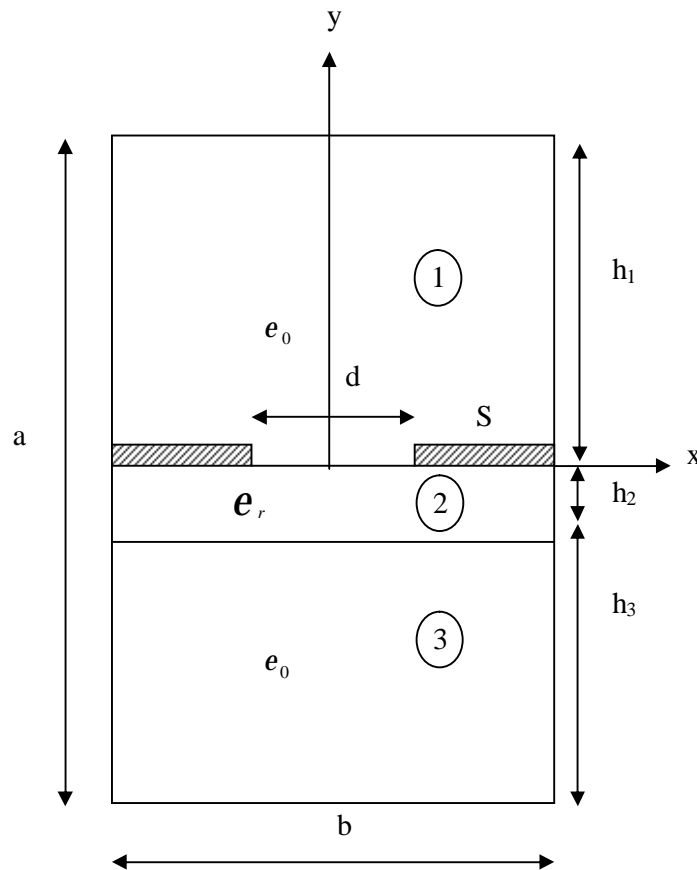


Figure II-1 : Section droite de la ligne à ailettes unilatérales.

II-3-2 : Etude théorique.

Les équations de Maxwell dans un diélectrique parfait de constante diélectrique relative ϵ_r , de perméabilité magnétique μ , et conductivité $\sigma = 0$ et densité de courant $J = 0$ sont les suivantes:

$$\text{rot } \vec{E} = -j \omega \mu \vec{H}$$

$$\text{rot } \vec{H} = j \omega \epsilon \vec{E}$$

$$\text{div } \vec{E} = 0$$

$$\text{div } \vec{H} = 0$$

\vec{E} : Vecteur du champ électrique.

\vec{H} : Vecteur du champ magnétique

ϵ_r : Permittivité relative de milieu.

μ : Perméabilité de milieu.

ω : Pulsation de l'onde électromagnétique.

j : Le nombre complexe ($j^2 = -1$).

Les équations d'ondes dites « équations de Helmholtz » caractérisant la propagation à l'intérieur de la ligne à ailettes unilatérales sont données par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta \vec{E} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{E} &= 0 \\ \Delta \vec{H} + \omega^2 \mu \epsilon \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (\text{II-1})$$

Pour une onde qui se propage dans la direction oz, les composantes du champ électromagnétique obéissent à la forme générale suivante :

$$\begin{cases} E_{xi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \\ E_{yi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \\ E_{zi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \end{cases} \quad (\text{II-2})$$

(i : indice du milieu i=1,2,3)

$$\begin{cases} H_{xi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \\ H_{yi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \\ H_{zi}(x, y) e^{j(\omega t - bz)} \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

b : Constante de propagation de l'onde guidée.

Les indices x et y désignent les composantes transversales de l'onde électromagnétique et l'indice z est affecté aux composantes longitudinales.

Les équations aux dérivées partielles obtenues à partir de l'équation de propagation sont :

$$\frac{d^2 E_{zi}(x, y)}{d^2 x} + \frac{d^2 E_{zi}(x, y)}{d^2 y} - (b^2 - wme_i) E_{zi}(x, y) = 0 \quad (\text{II-4})$$

$$\frac{d^2 H_{zi}(x, y)}{d^2 x} + \frac{d^2 H_{zi}(x, y)}{d^2 y} - (b^2 - wme_i) H_{zi}(x, y) = 0$$

II-3-3 : Expression des champs électromagnétiques dans le domaine spectral.

Les parois métalliques sont supposées être des murs électriques, donc les composantes tangentielles du champ électrique sont nulles sur ces dernières tandis que la composante $E_{zi}(x, y)$ doit présenter une périodicité en x dans les trois régions :

$$E_{zi}(x, y) = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{-b/2} E_{zi}(x, y) e^{-ja_n x} dx$$

soit :

$$E_{zi}(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{E}_{zi}(a_n, y) e^{ja_n x}$$

a_n : Le nombre de Fourier prend la valeur $2pn/b$

($n = 1, 2, 3, \dots / b = \text{largeur de la ligne}$).

Le tilde (\sim) désigne la transformée de Fourier.

En développant les équations du système (II-4) en série de Fourier on obtient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_{zi}(x, y)}{\partial^2 y} - (a_n^2 + b^2 - w^2 me_i) \tilde{E}_{zi}(a_n, y) = 0 \quad (\text{II-5})$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{H}_{zi}(x, y)}{\partial^2 y} - (a_n^2 + b^2 - w^2 me_i) \tilde{H}_{zi}(a_n, y) = 0$$

La manipulation de ces équations et la prise en compte des conditions aux limites nous permet d'obtenir les composantes transversales des champs électriques et magnétiques dans chaque milieu de la structure et de déduire par la suite les composantes longitudinales à partir des équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} (-b^2 + w^2 \mu \epsilon_i) \tilde{E}_{xi}(a_n, y) = a_n b \tilde{E}_{zi}(a_n, y) - jwm \frac{\partial \tilde{H}_{zi}(a_n, y)}{\partial y} \\ (-b^2 + w^2 \mu \epsilon_i) \tilde{E}_{yi}(a_n, y) = -jb \frac{\partial \tilde{E}_{zi}(a_n, y)}{\partial y} - wma_n \tilde{H}_{zi}(a_n, y) \\ (-b^2 + w^2 \mu \epsilon_i) \tilde{H}_{xi}(a_n, y) = jbe_i \frac{\partial \tilde{E}_{zi}(a_n, y)}{\partial y} + ba_n \tilde{H}_{zi}(a_n, y) \\ (-b^2 + w^2 \mu \epsilon_i) \tilde{H}_{yi}(a_n, y) = wa_n e_i \tilde{E}_{zi}(a_n, y) - jb \frac{\partial \tilde{H}_{zi}(a_n, y)}{\partial y} \end{array} \right. \quad (\text{II-6})$$

II-3-4 conditions aux limites :

Contrairement à ce qui s'est fait dans la méthode spectrale classique, les conditions aux limites inter couches dans cette approche, sont portées directement aux niveaux des admittances.

Condition aux limites à l'interface contenant la métallisation :

Au niveau de la fente, la condition de continuité de la composante tangentielle du champ électrique, donne :

$$\dot{E}_{T1} = \dot{E}_{T2}$$

Et pour la composante tangentielle du champ magnétique, nous aurons :

$$\dot{J}_T = \dot{n} \times (\dot{H}_{T1} - \dot{H}_{T2})$$

\dot{J}_T = densité de courant surfacique au niveau des ailettes.

\dot{n} = vecteur unitaire normal à la surface de séparation des deux milieux (1) et (2).

II-3-5 : Formulation du problème.

D'après Itoh^[18] il est judicieux de transformer le repère d'origine (x, y, z) en un repère (u, y, v) dit repère d'Itoh.

Sachant que le champ total est la superposition d'une onde inhomogène correspondant aux modes TE et TM et se propagent suivant une direction faisant un angle q avec l'axe oz:

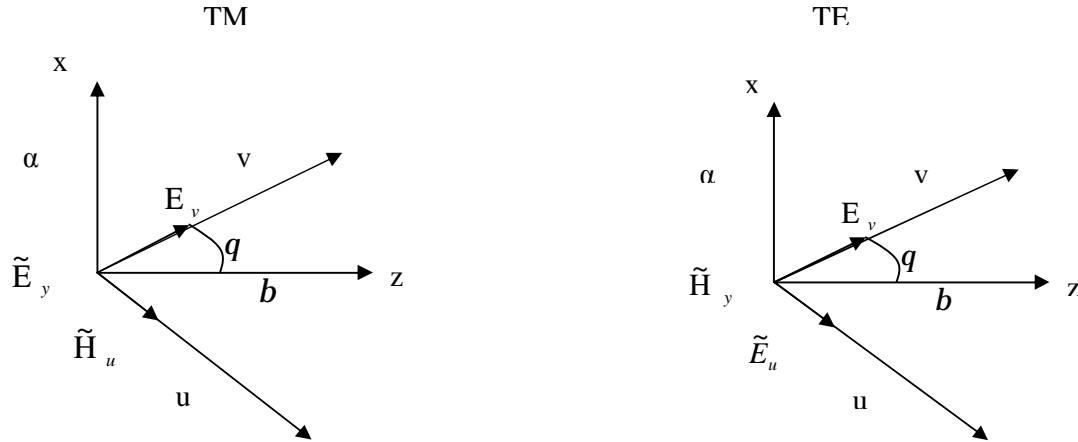


Figure II-2 : Transformation du système d'axes.

$$\cos q = \frac{b}{\sqrt{a_n^2 + b^2}}$$

$$\sin q = \frac{a_n}{\sqrt{a_n^2 + b^2}}$$

La relation entre (u, v) et (x, z) est donnée par :

$$\begin{bmatrix} v \\ u \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sin q & \cos q \\ -\cos q & \sin q \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ z \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} x \\ z \end{bmatrix} \quad (\text{II-7})$$

Pour les modes TE et TM, nous exprimons les densités de courant correspondantes par le système d'équation suivant :

$$\begin{cases} -Y^h \tilde{E}_u = \tilde{J}_u \\ -Y^e \tilde{E}_v = \tilde{J}_v \end{cases} \quad (\text{II-8})$$

Ce système se mettra sous la forme matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} Y^h \\ Y^e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_u \\ \tilde{E}_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_u \\ \tilde{J}_v \end{bmatrix} \quad (\text{II-9})$$

Où :

\tilde{J}_u, \tilde{J}_v désignent les densités de courant respectivement pour les modes TE, TM dans le nouveau système de coordonnées.

\tilde{E}_u, \tilde{E}_v sont les composantes du champ électrique dans le nouveau système de coordonnées.

$$Y^e = Y_1^e + Y_2^e \quad Y^h = Y_1^h + Y_2^h$$

Y^h, Y^e Admittances ponctuelles propres aux modes TE, TM respectivement.

$(Y_1^e, Y_2^e), (Y_1^h, Y_2^h)$ représentent les admittances supérieures et inférieures (propres à chaque mode) ramenées aux plans des ailettes.

Les admittances précédentes sont déterminées à partir du circuit équivalent de la ligne à ailettes unilatérales pour les modes TE et TM.

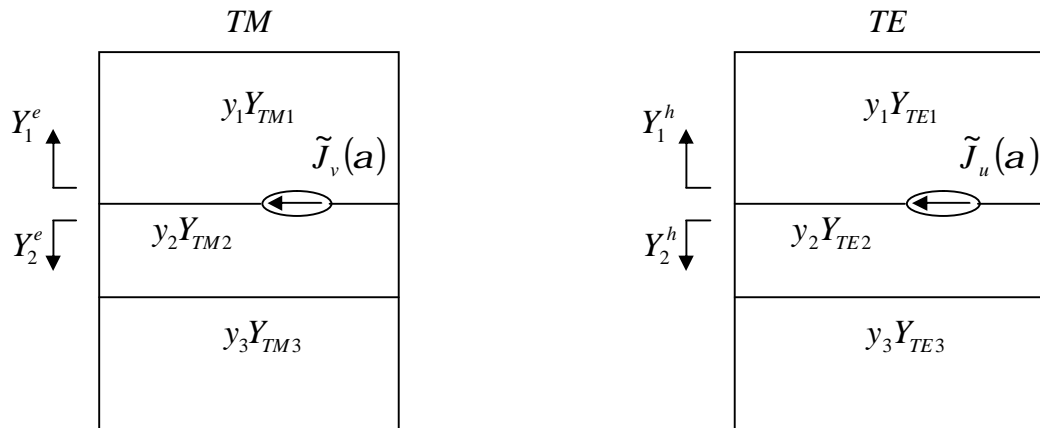


Figure II-3 : Circuit équivalent pour les modes TE et TM

$$Y_1^h = Y_{TE1} \coth(y_1 h_1)$$

$$Y_2^h = Y_{TE2} \frac{Y_{TE2} + Y_3^h \coth(y_2 h_2)}{Y_3^h + Y_{TE2} \coth(y_2 h_2)}$$

$$Y_1^e = Y_{TM1} \coth(y_1 h_1)$$

$$Y_2^e = Y_{TM2} \frac{Y_{TM2} + Y_3^e \coth(y_2 h_2)}{Y_3^e + Y_{TM2} \coth(y_2 h_2)}$$

$$Y_3^h = Y_{TE3} \coth(y_3 h_3)$$

$$Y_3^e = Y_{TM3} \coth(y_3 h_3)$$

$$Y_{TEi} = \frac{y_i}{j\omega u_0}$$

$$Y_{TMi} = \frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{ri}}{y_i}$$

$$y_i = \sqrt{a_n^2 + b^2 - \omega^2 u_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}}$$

II-3-6 : Eléments de la matrice admittance.

Dans le référentiel (x, y, z) , le système d'équations (II-9) prend la forme suivante :

$$[T] \begin{bmatrix} Y_{e,h} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{x,z} \end{bmatrix} = [T] \begin{bmatrix} \tilde{J}_{x,z} \end{bmatrix} \quad (\text{II-10})$$

D'ou :

$$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{x1} \\ \tilde{E}_{z1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II-11})$$

Y_{ij} : Eléments de la matrice admittance définis comme suit :

$$Y_{11}(a_n, 0) = \frac{-1}{a_n^2 + b^2} [a_n^2 Y^e + b^2 Y^h]$$

$$Y_{22}(a_n, 0) = \frac{-1}{a_n^2 + b^2} [a_n^2 Y^h + b^2 Y^e]$$

$$Y_{12}(a_n, 0) = \frac{-a_n b}{a_n^2 + b^2} [Y^e + Y^h]$$

$$Y_{21}(a_n, 0) = Y_{12}(a_n, 0)$$

Y^e, Y^h ont les expressions suivantes :

$$Y^e = Y_{TM1} \coth(y_1 h_1) + Y_{TM2} \frac{Y_{TM2} + [Y_{TM3} \coth(y_3 h_3) \coth(y_2 h_2)]}{Y_{TM3} \coth(y_3 h_3) + Y_{TM2} \coth(y_2 h_2)}$$

$$Y^h = Y_{TE1} \coth(y_1 h_1) + Y_{TE2} \frac{Y_{TE2} + [Y_{TM3} \coth(y_3 h_3) \coth(y_2 h_2)]}{Y_{TE3} \coth(y_3 h_3) + Y_{TE2} \coth(y_2 h_2)}$$

II-3-6: Résolution par la méthode des moments.

Pour résoudre le système d'équations (II-11), on utilise la technique de Galerkin (méthode des moments)

Les distributions de champs électriques, à l'interface air-substrat $E_{x1}(x,0), E_{z1}(x,0)$ sont développées en deux ensembles complets de (M) et (N) fonctions notées :

$$\begin{aligned} x_m(x,0) & \quad (m = 1, M) \\ h_n(x,0) & \quad (n = 1, N) \end{aligned}$$

$$\begin{cases} E_{x1}(x,0) = \sum_{i=1}^M C_i x_i(x,0) \xrightarrow{\text{Transformé de Fourier}} \tilde{E}_{x1}(a_n,0) = \sum_{i=1}^M C_i \tilde{x}_i(a_n,0) \\ E_{z1}(x,0) = \sum_{j=1}^N d_j h_j(x,0) \xrightarrow{\text{Transformé de Fourier}} \tilde{E}_{z1}(a_n,0) = \sum_{j=1}^N d_j \tilde{h}_j(a_n,0) \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

C_i, d_j : sont des constantes inconnues.

En substituant les équations (II-12) dans le système d'équations (II-11) nous obtenons :

$$\begin{cases} \tilde{Y}_{11} \sum_{i=1}^M C_i \tilde{x}_i(a_n,0) + \tilde{Y}_{12} \sum_{j=1}^N d_j \tilde{h}_j(a_n,0) = \tilde{J}_x(a_n,0) \\ \tilde{Y}_{21} \sum_{i=1}^M C_i \tilde{x}_i(a_n,0) + \tilde{Y}_{22} \sum_{j=1}^N d_j \tilde{h}_j(a_n,0) = \tilde{J}_z(a_n,0) \end{cases} \quad (\text{II-13})$$

En appliquant le théorème de Parseval et en utilisant la relation de complémentarité qui existe entre le champ électrique et le courant de surface on aura :

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^M K_{km}^{(1,1)} C_m + \sum_{m=1}^N K_{km}^{(1,2)} d_m = 0 & k = 1, 2, \dots, N \\ \sum_{m=1}^M K_{lm}^{(2,1)} C_m + \sum_{m=1}^N K_{lm}^{(2,2)} d_m = 0 & l = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

Sachant que :

$$\begin{aligned} K_{km}^{(1,1)} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{x}_k(a_n) \tilde{Y}_{11}(a_n, b) \tilde{x}_i^*(a_n) \\ K_{km}^{(1,2)} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{x}_k(a_n) \tilde{Y}_{12}(a_n, b) \tilde{h}_j^*(a_n) \\ K_{lm}^{(2,1)} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{h}_l(a_n) \tilde{Y}_{21}(a_n, b) \tilde{x}_i^*(a_n) \\ K_{lm}^{(2,2)} &= \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{h}_l(a_n) \tilde{Y}_{22}(a_n, b) \tilde{h}_j^*(a_n) \end{aligned}$$

Les expressions (II-14) représentent un système d'équations linéaires homogènes pour lequel les solutions sont obtenues en annulant le déterminant de ce système.

Les solutions correspondantes sont les déphasages linéiques de la ligne.

Si b est réel le mode est propagateur, si b est imaginaire pur, le mode est dit évanescent.

II-3-7: Les fonctions d'essai.

Plusieurs fonctions d'essai proposées dans la littérature permettent d'avoir des résultats convenables (vérifiés par les mesures expérimentales).

Ces fonctions d'essai satisfont les conditions aux limites et doivent présenter la même allure des champs dans la fente et avoir des transformées de Fourier quantifiables.

Dans notre étude nous avons utilisés trois types de fonctions d'essais :

- Les fonctions trigonométriques, qu'on notera fonctions d'essai (type 1).
- Les fonctions de Tchebysheff, qu'on notera fonctions d'essai (type 2).
- Les fonctions polynomiales, qu'on notera fonctions d'essai (type 3)^[7].

Ces fonctions sont groupées dans le tableau suivant :

Type	Champ	Les fonctions d'essais	Les transformés de Fourier
1	E_x	$e_i(x,0) = \frac{\cos[2(n-1)xp/d]}{\sqrt{1-(2x/d)^2}}$ <p style="text-align: right;">n=1,2...</p>	$\tilde{x}_i(a_n,0) = (-1)^{n-1} \frac{pd}{4b} \left[J_0 \left[\frac{a_n d}{2} - (n-1)p \right] + J_0 \left[\frac{a_n d}{2} + (n-1)p \right] \right]$
	E_z	$h_j(x,0) = \frac{\sin[2npx/d]}{\sqrt{1-(2x/d)^2}}$ <p style="text-align: right;">n=1,2...</p>	$\tilde{h}_j(a_n,0) = (-1)^{n+1} j \frac{pd}{4b} \left[J_0 \left[\frac{a_n d}{2} - jp \right] - J_0 \left[\frac{a_n d}{2} + jp \right] \right] \quad j^2 = 1$
2	E_x	$t_n = T_{2(n-1)} \frac{x/d}{\sqrt{1 - \frac{2x^2}{d}}}$	$\tilde{t}_j(a_n,0) = j(-1)^{(n-1)/2} \frac{np}{a_n} J_n \left[\frac{ a_n d}{2} \right]$
	E_z	$y_n = U_{2n} \left(\frac{2x}{d} \right)$	$\tilde{y}_i(a_n,0) = j(-1)^{(n-1)/2} \frac{np}{4b} J_n \left[\frac{ a_n d}{2} \right]$
3	E_x	$\frac{x^m}{\sqrt{d^2 - y^2}} \quad \begin{matrix} y' = (2s+d)/2 \\ s = (b-d)/2 \end{matrix}$ <p style="text-align: right;">m = 1,2....</p>	$p \left(\frac{\partial}{\partial a_n} \right)^m \left[\cos \left(a_n y' + \frac{mp}{2} \right) J_0(a_n d) \right]$
	E_z	$x^m \sqrt{(d^2 - y^2)} \quad \begin{matrix} y' = (2s+d)/2 \\ s = (b-d)/2 \end{matrix}$ <p style="text-align: right;">m = 1,2....</p>	$\frac{p}{2} d^2 \left(\frac{\partial}{\partial a_n} \right)^m \left[\sin \left(a_n y' + m \frac{p}{2} \right) \right] \times \left[J_0(a_n d) + J_2(a_n d) \right]$

Tableau [II-1] : Fonctions d'essai utilisées pour décrire les champs dans la fente.

II-3-8 : Résultats numériques.

Nous déterminons les paramètres caractéristiques suivants du mode fondamental :

- La fréquence de coupure f_c
- La constante diélectrique effective ($\epsilon_{eff} = (b / b_0)^2$)
- La longueur d'onde normalisée.

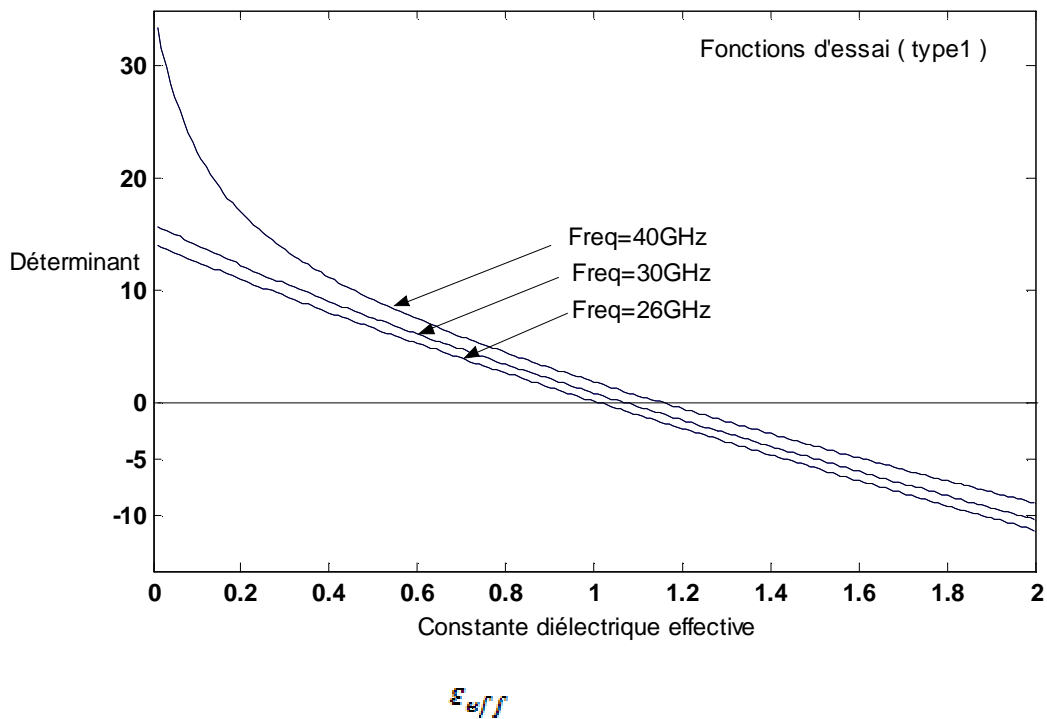
Nous faisons également une étude de convergence en utilisant les trois types de fonctions d'essai.

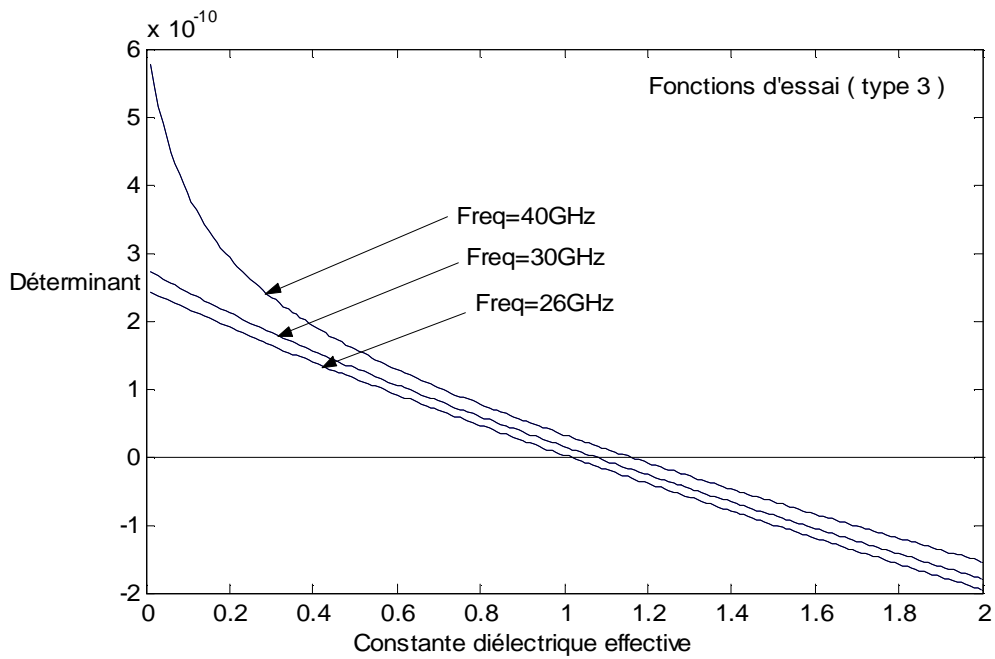
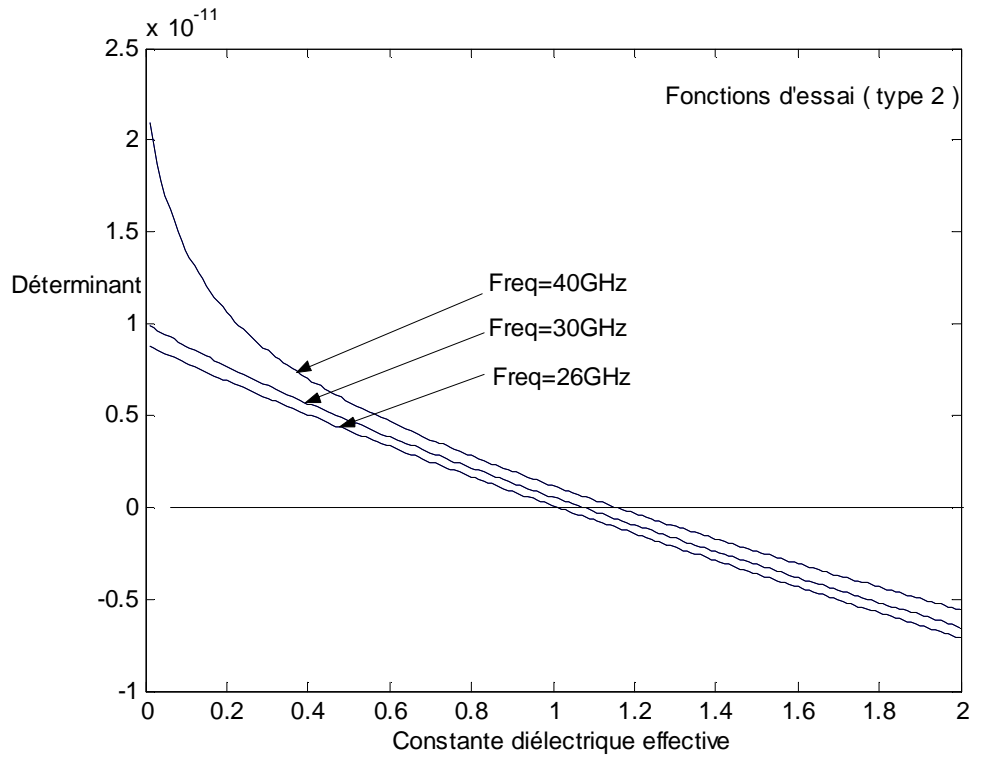
Pour :

$$M = N = 1$$

$$\det(\epsilon_{eff}, f) = K_{km}^{(1,1)} \cdot K_{Lm}^{(2,2)} - K_{km}^{(1,2)} \cdot K_{Lm}^{(2,1)}$$

La figure (II-4) représente l'évolution du déterminant en fonction de la constante diélectrique effective (ϵ_{eff}), pour une fréquence (Freq) donnée, en utilisant trois types de fonctions d'essai.





Boîtier WR-28, $h_2=0.125\text{mm}$, $d=0.2\text{mm}$, $\epsilon_r=2.2$

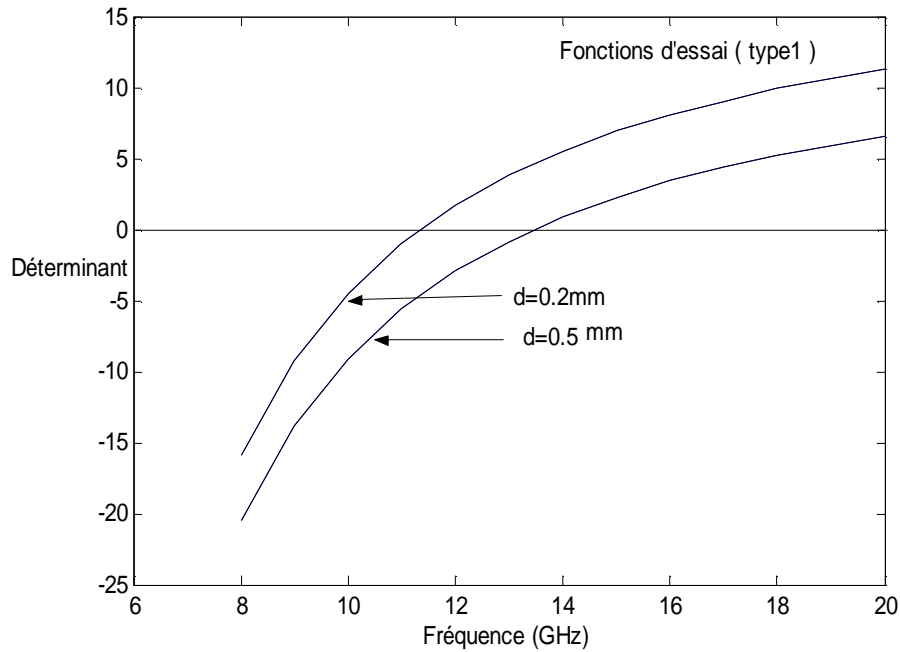
Figure II-4 : Le déterminant en fonction de la constante diélectrique effective (ϵ_{eff})

(Ligne à ailettes unilatérales)

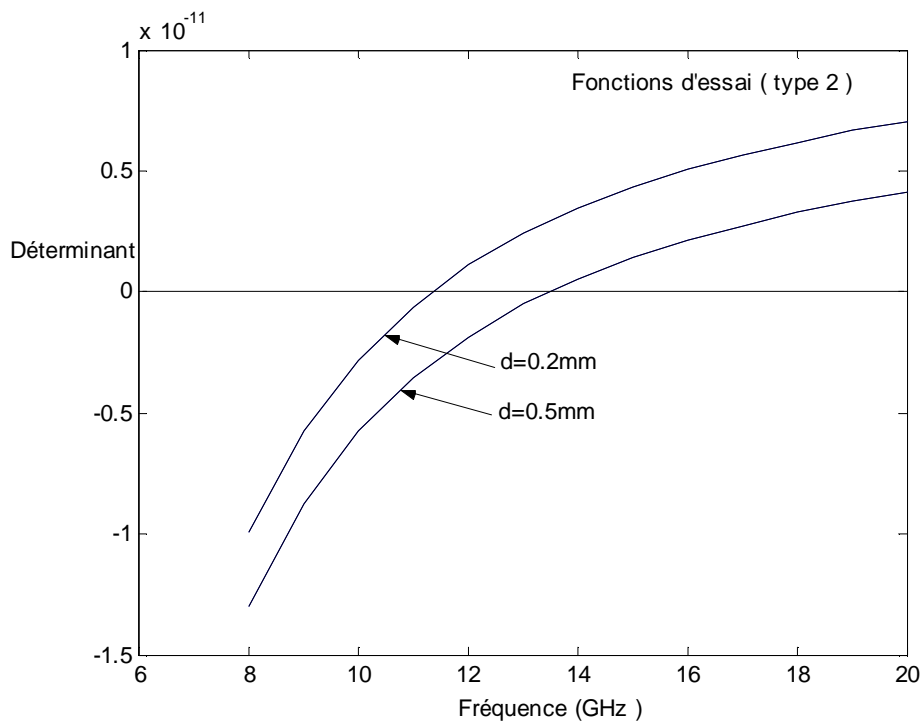
- La fréquence de coupure :

La constante diélectrique effective étant prise égale à zéro, la fréquence de coupure notée f_c est obtenue en annulant le déterminant de l'équation (II-14).

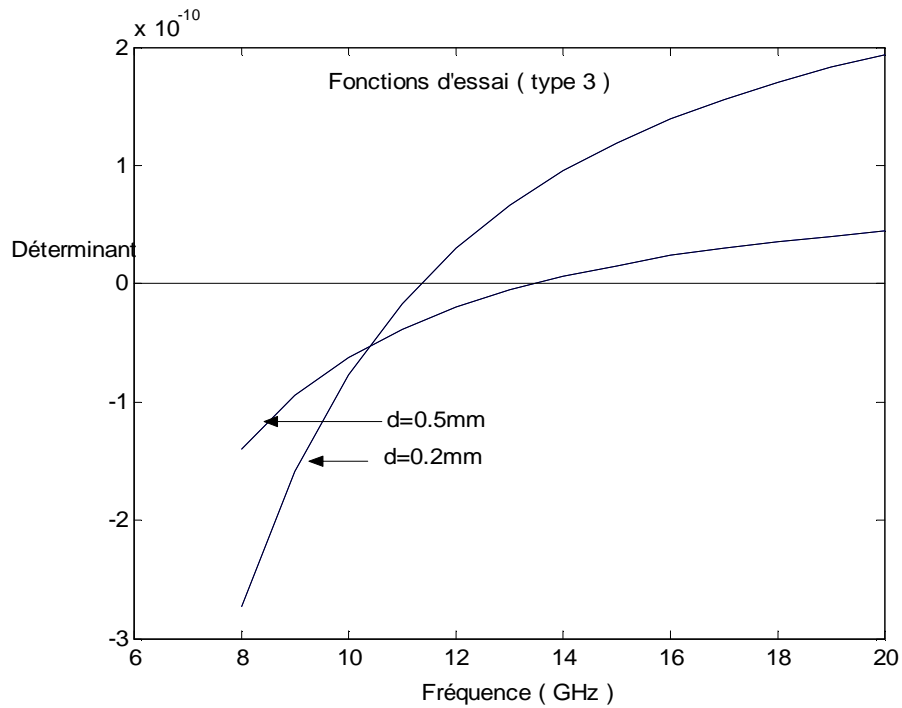
L'équation de coupure s'écrit : Déterminant (0 , f_c) = 0



(A)

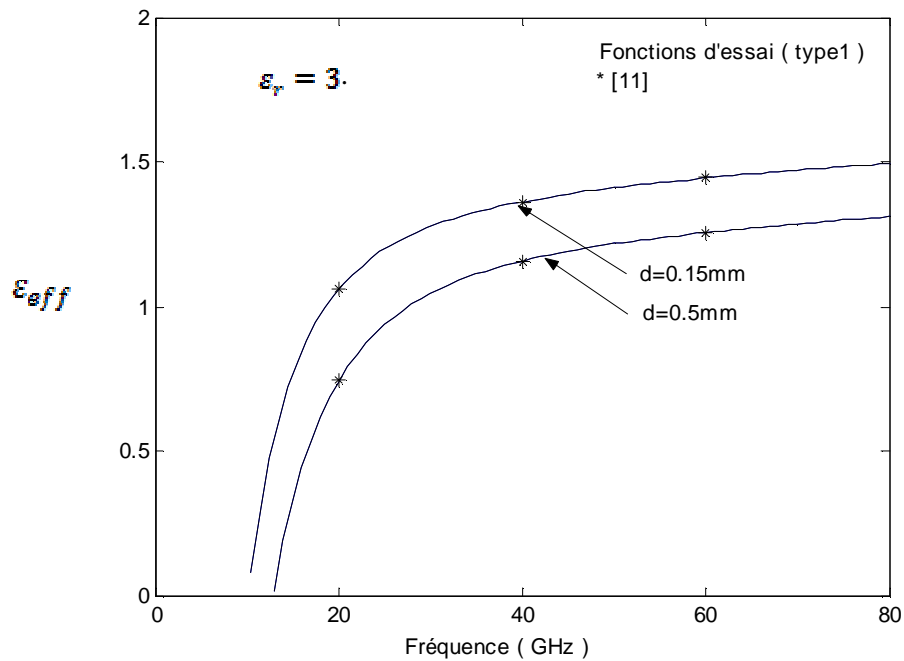


(B)

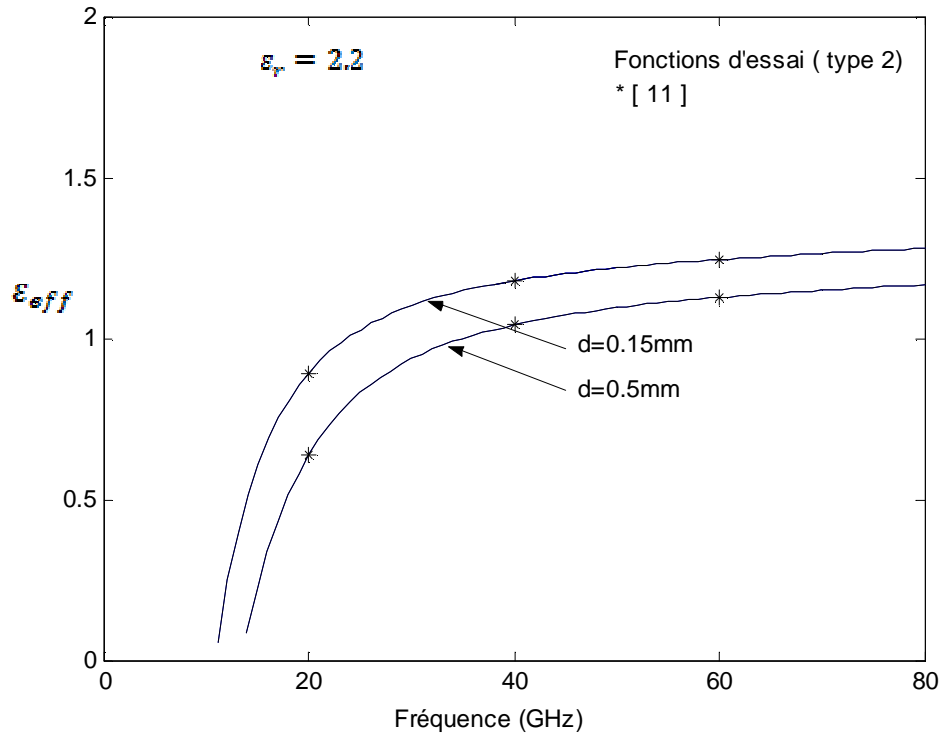


(C)

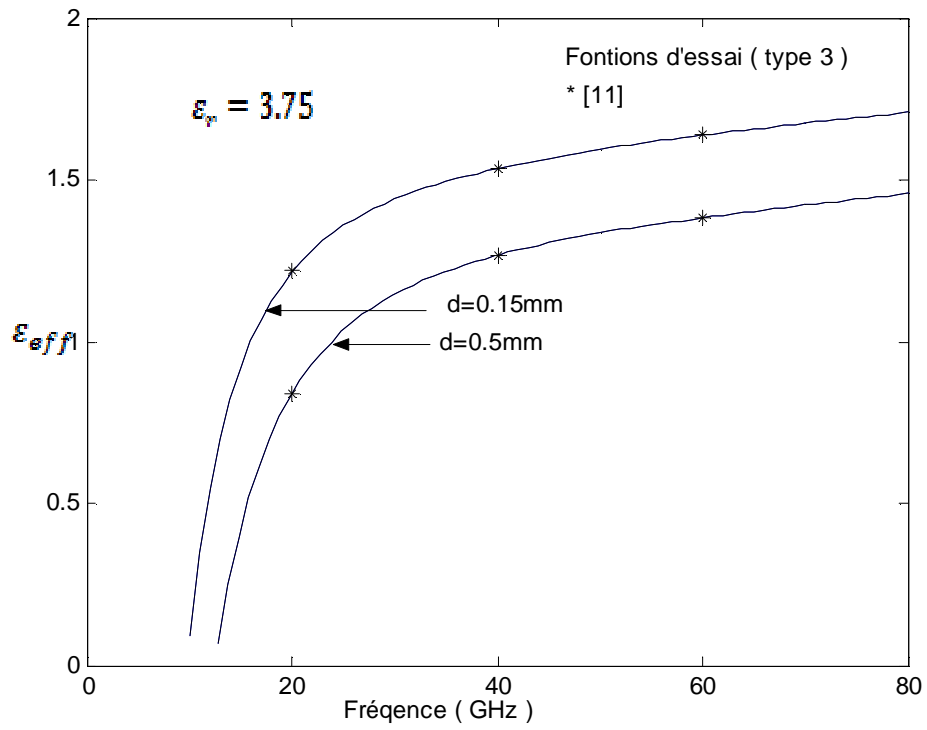
Figure II-5 : Evolution du déterminant en fonction de la fréquence (Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-28, $h_2=0.125\text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.22$)



(A)



(B)



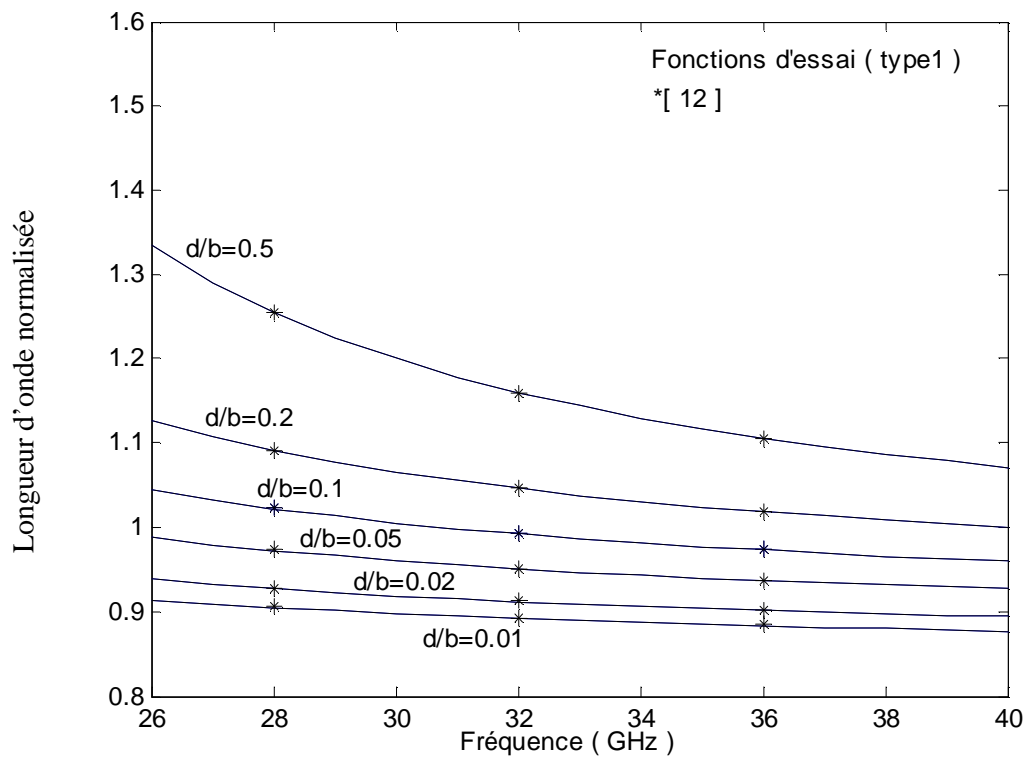
(C)

Figure II-6: Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence
(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-28, $h_2 = 0.125$ mm)

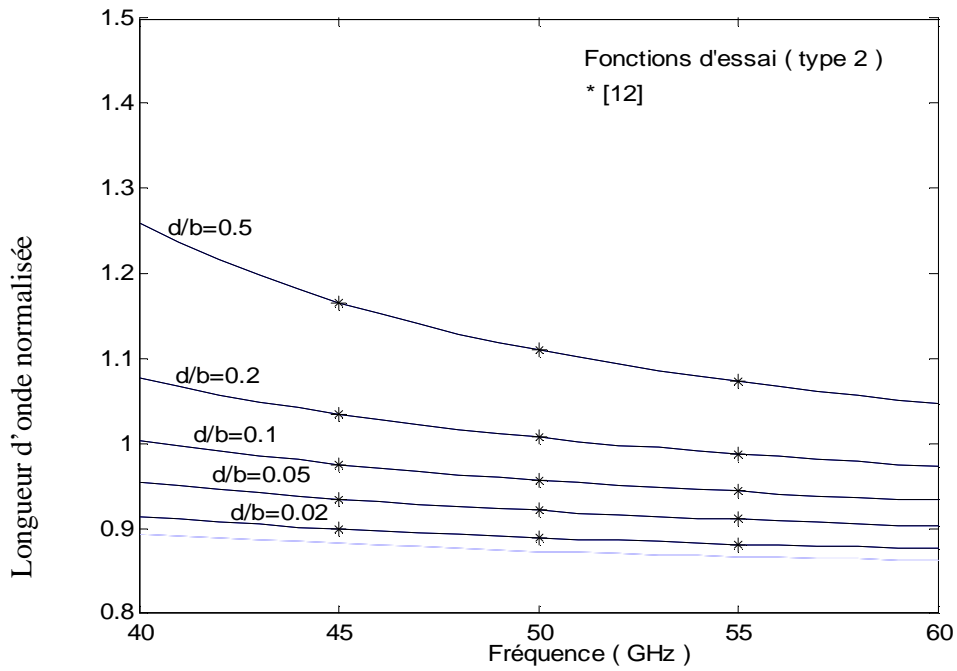
Les courbes de dispersion pour le mode fondamental dans une ligne à ailettes unilatérales sont représentées sur la figure (II-6)., la largeur de la fente (d) est prise comme paramètre. Nous remarquons que la bande utile devient plus large quand la largeur de la fente devient plus petite.

Nos résultats sont en bon accord avec ceux de Itoh ^[12] .

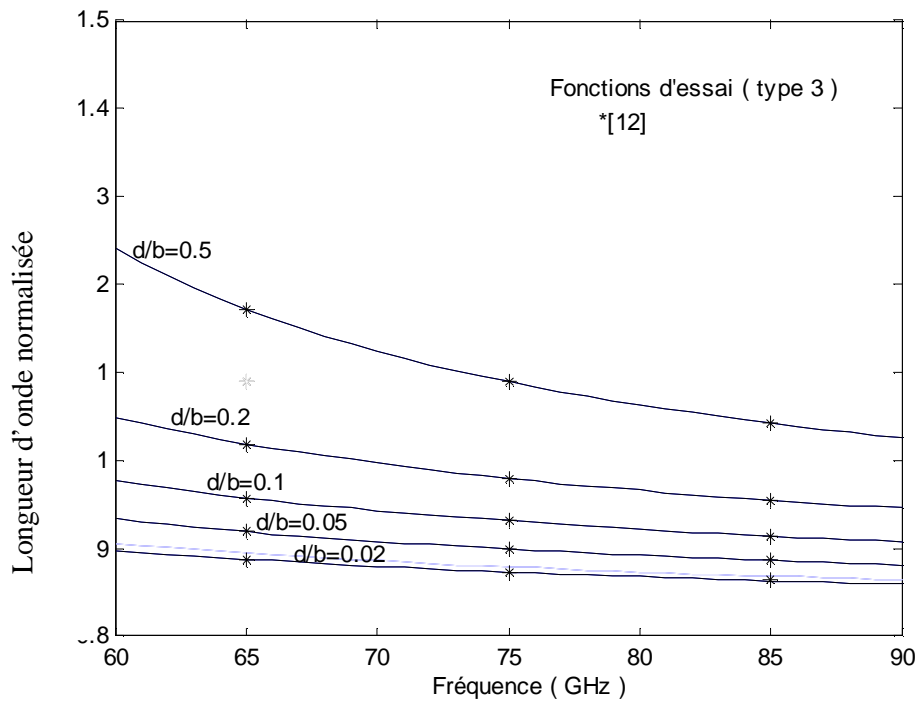
- la longueur d'onde normalisée :



A – Boîtier WR (28), $h_2 = 0.127$ mm , $h_3 = 3.429$ mm, $\epsilon_r = 2.2$



B –Boîtier WR (19) , $h_2 = 0.127$ mm , $h_3 = 2.2606$ mm , $\epsilon_r = 2.2$



C-Boîtier WR -12 , $h_2 = 0.127$ mm , $h_3 = 1.4224$ mm , $\epsilon_r = 2.2$

Figure II-7 : Variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de la fréquence (Ligne à ailettes unilatérales).

Sur la figure (II-7) nous avons représenté la longueur d'onde normalisée en fonction de la fréquence en prenant les rapports relatifs d/b comme paramètres.

Nos résultats sont confrontés à ceux donnés dans la littérature ^[12].

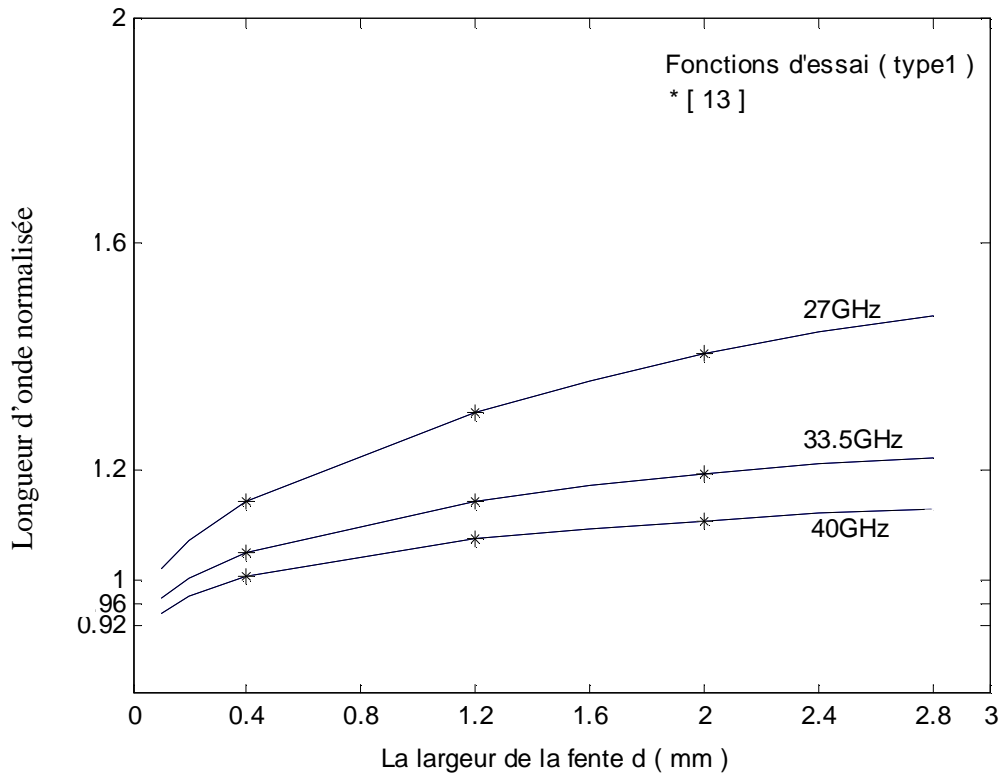
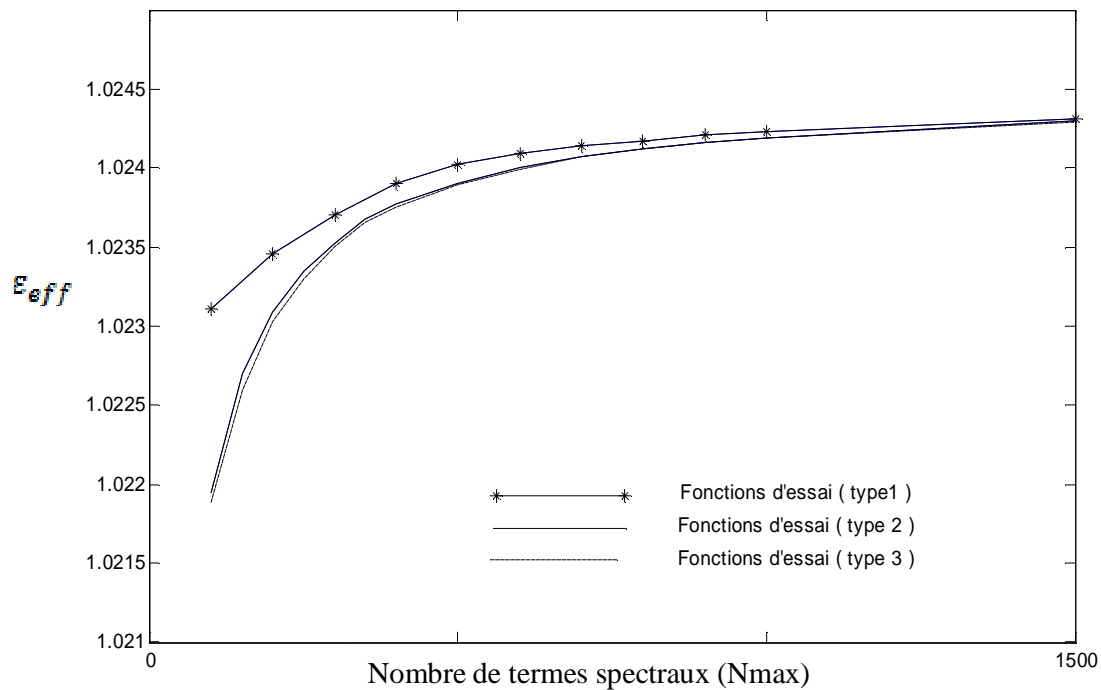


Figure II-8 : Variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de la largeur de la fente d
(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-28, $h_2 = 0.127$ mm, $\epsilon_r = 2.22$)

La figure (II-8) représente les variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de la largeur de la fente d paramétrée par la fréquence et pour différentes valeurs de la fréquence.

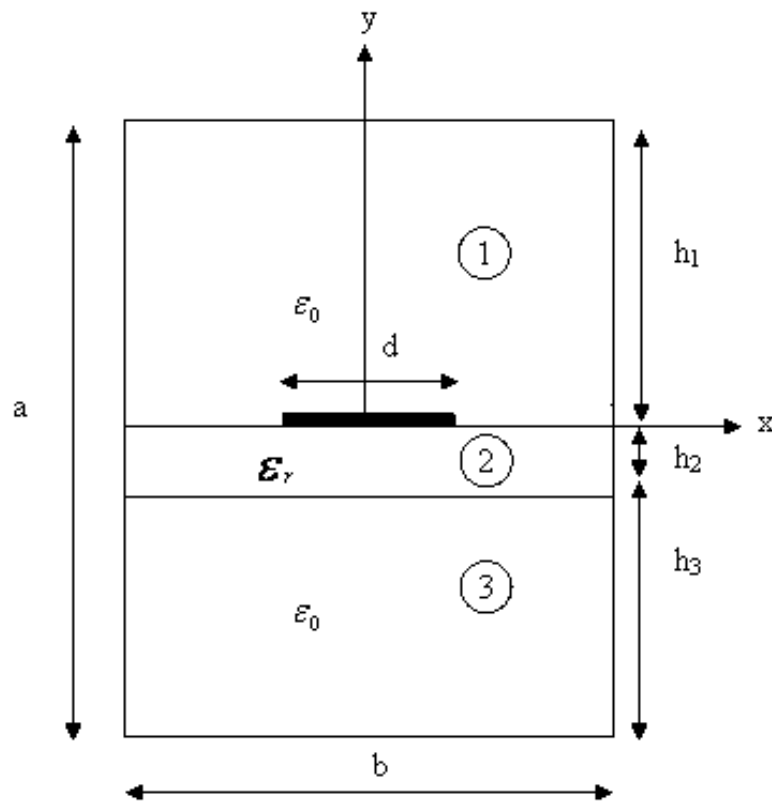
-Étude de la convergence :

Les variations de la constante diélectrique effective en fonction du nombre de termes spectraux (Nmax) sont représentées sur la figure (II-9). Nous remarquons que les trois fonctions d'essai présentent une convergence rapide.



Boîtier WR-28 , $h_2 = 0.125$ mm , $d = 0.2$, $\epsilon_r = 2.2$, Freq = 27 GHz.

Figure II-9 : Etude de la convergence pour la constante diélectrique effective en fonction du nombre de termes spectraux. (Ligne à ailettes unilatérales)

II-4 : Etude de la ligne micro ruban suspendu blindée.**II-4-1: Présentation de la structure à étudier.****Figure II-10** : Section droite de la ligne micro ruban suspendu blindée.

II-4-2 : Étude théorique.

Du point de vue électrique la ligne micro ruban suspendu blindée est la ligne duale de la ligne à ailettes on peut donc appliquer la méthode spectrale avec quelques modifications au niveau des relations entre le champ électrique et le courant.

Les expressions utilisées sont les mêmes que précédemment, la différence réside dans la représentation matricielle sous forme d'impédance entre les composantes en x et z du courant et les composantes en x et z du champ électrique sur le plan du ruban.

L'analyse de la ligne micro ruban suspendu blindée par l'application de l'approche d'immitance (variante de la méthode spectrale) est présentée dans ce chapitre. A partir des équations de Maxwell, nous déterminons tout d'abord les champs électromagnétiques dans chacune des régions de la structure. Les expressions des champs électromagnétiques, les conditions de continuité et les conditions aux limites sur les parois de la ligne seront exprimées de la même manière que celles pour la ligne à ailettes unilatérales.

Nous aboutissons alors à une relation liant dans le même domaine de Fourier les composantes tangentielles du champ électrique $[E_x, E_z]$ aux densités de courant $[J_x, J_z]$ sur le plan de métallisation, cette relation est la suivante :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{x1} \\ \tilde{E}_{z1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}(a_n, B) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (\text{II-15})$$

$$\text{Ou : } [\tilde{Z}(a_n, B)] = [\tilde{Y}(a_n, B)]^{-1}$$

$\tilde{Z}(a_n, B)$ est la matrice impédance de la ligne micro ruban suspendu blindée, elle est égale à l'inverse de la matrice admittance de la ligne à ailettes unilatérales.

II-4-3 : Résolution de l'équation fondamentale.

La méthode de Galerkin dans le domaine de Fourier est appliquée ensuite pour résoudre le système d'équation [II-15].

Nous développons d'abord les composantes des courants électriques J_x et J_z en deux ensembles complets de fonctions d'essai notées : $\tilde{J}_{zm}(\mathbf{a}_n), \tilde{J}_{xm}(\mathbf{a}_n)$.

$$\begin{cases} \tilde{J}_z = \sum_{n=1}^N C_m \tilde{J}_{zn}(\mathbf{a}_n, 0) & n = 1, 2, \dots \\ \tilde{J}_x = \sum_{m=1}^M d_m \tilde{J}_{xm}(\mathbf{a}_n, 0) & m = 1, 2, \dots \end{cases} \quad (\text{II-16})$$

En remplaçant \tilde{J}_z et \tilde{J}_x par leurs expressions et en appliquant le théorème de Parseval et la relation de complémentarité entre le champ électrique et la densité de courant, le système d'équations final devient :

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^N K_{km}^{(1,1)} C_m + \sum_{m=1}^M K_{km}^{(1,2)} d_m = 0 \\ \sum_{m=1}^N K_{lm}^{(2,1)} C_m + \sum_{m=1}^M K_{lm}^{(2,2)} d_m = 0 \end{cases} \quad (\text{II-17})$$

Ou

Les $K_{km}^{(1,1)}, K_{km}^{(1,2)}, K_{lm}^{(2,1)}, K_{lm}^{(2,2)}$ sont donnés par les expressions suivantes :

$$K_{km}^{(1,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk}(\mathbf{a}_n) \cdot Z_{11}(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}) \cdot \tilde{J}_{zm}(\mathbf{a}_n)$$

$$K_{km}^{(1,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{zk}(\mathbf{a}_n) \cdot Z_{12}(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}) \cdot \tilde{J}_{xm}(\mathbf{a}_n)$$

$$K_{lm}^{(2,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl}(\mathbf{a}_n) \cdot Z_{21}(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}) \cdot \tilde{J}_{zm}(\mathbf{a}_n)$$

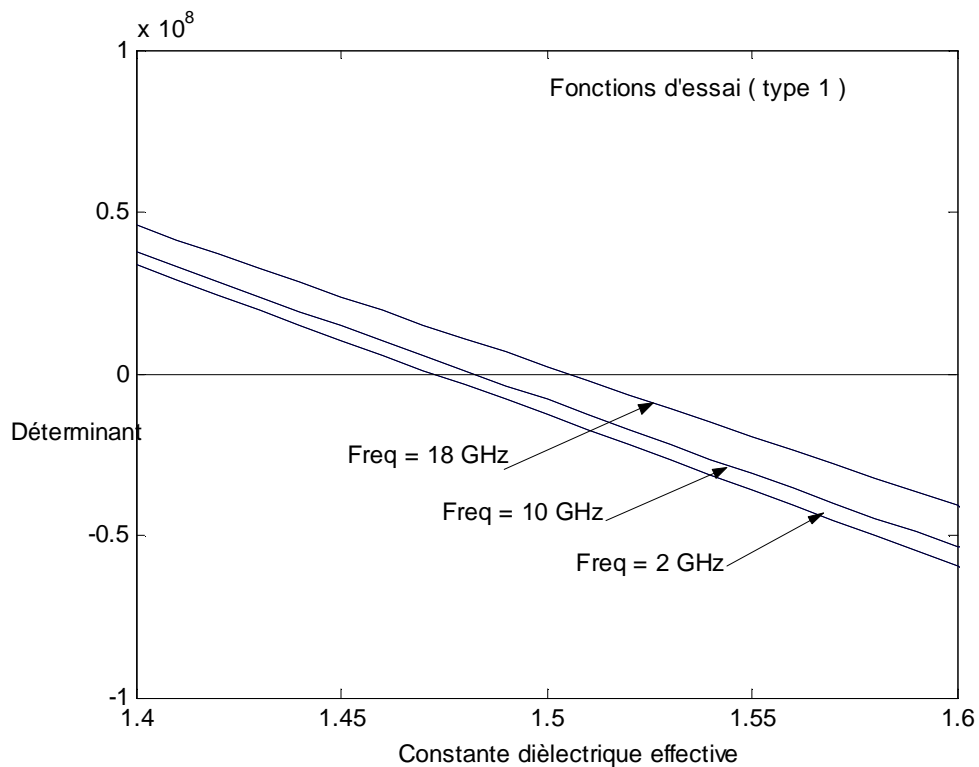
$$K_{lm}^{(2,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{J}_{xl}(\mathbf{a}_n) \cdot Z_{22}(\mathbf{a}_n, \mathbf{b}) \cdot \tilde{J}_{xm}(\mathbf{a}_n)$$

II-4-4 : Fonctions d'essai.

Pour le calcul du mode fondamental, l'ensemble des fonctions d'essai utilisées dans le cas de la ligne à ailettes sera utilisé pour cette ligne, en remplaçant dans le tableau (II-1) \tilde{E}_x par \tilde{J}_z et \tilde{E}_z par \tilde{J}_x .

II-4-5 Résultats numériques :

La figure (II-11), représente les variations du déterminant en fonction de la constante diélectrique effective ϵ_{eff} pour une fréquence (Freq) donnée et en utilisant les trois types de fonctions d'essai.



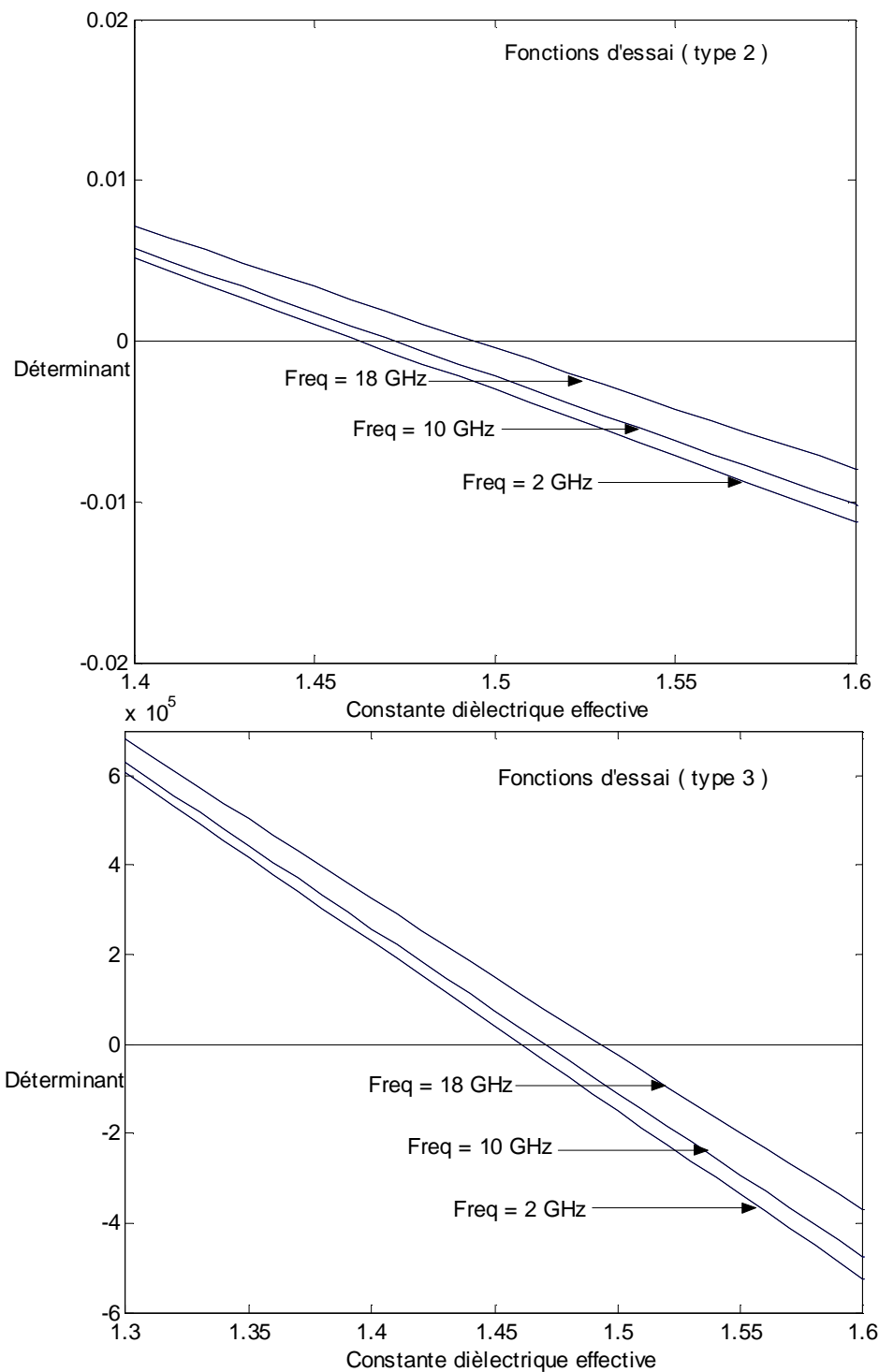


Figure II-11 : Variations du déterminant en fonction de la constante diélectrique effective (Ligne micro ruban suspendu blindée, $h_1 = 0.381$.mm, $h_2 = 0.508$ mm, $h_3 = 10.16$ mm, $d = 0.762$ mm, $b = 15.24$ mm, $\epsilon_r = 3.78$)

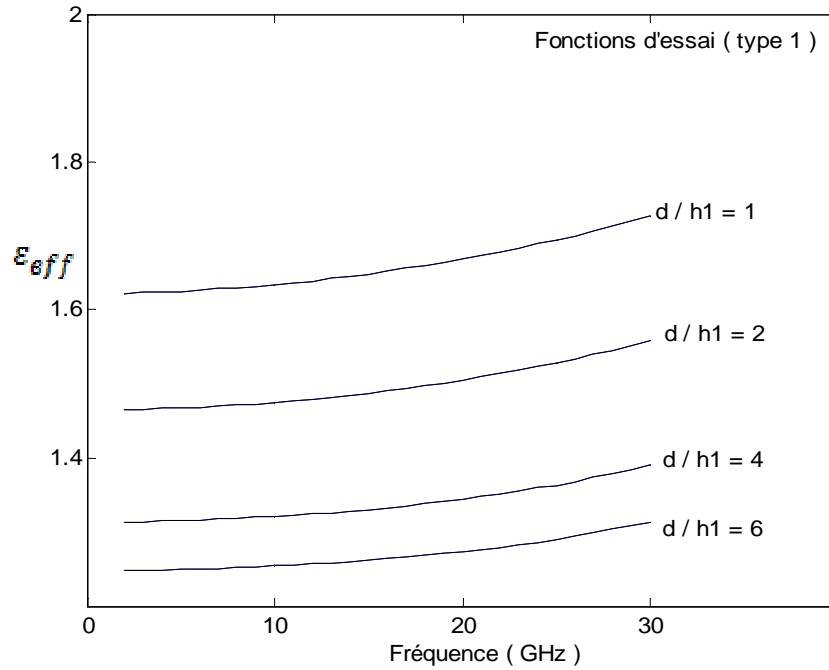


Figure II-12: Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence.

(Ligne micro ruban suspendu blindée, $h_1 = 0.381$.mm, $h_2 = 0.508$ mm, $h_3 = 10.16$ mm, $b / d = 20$).

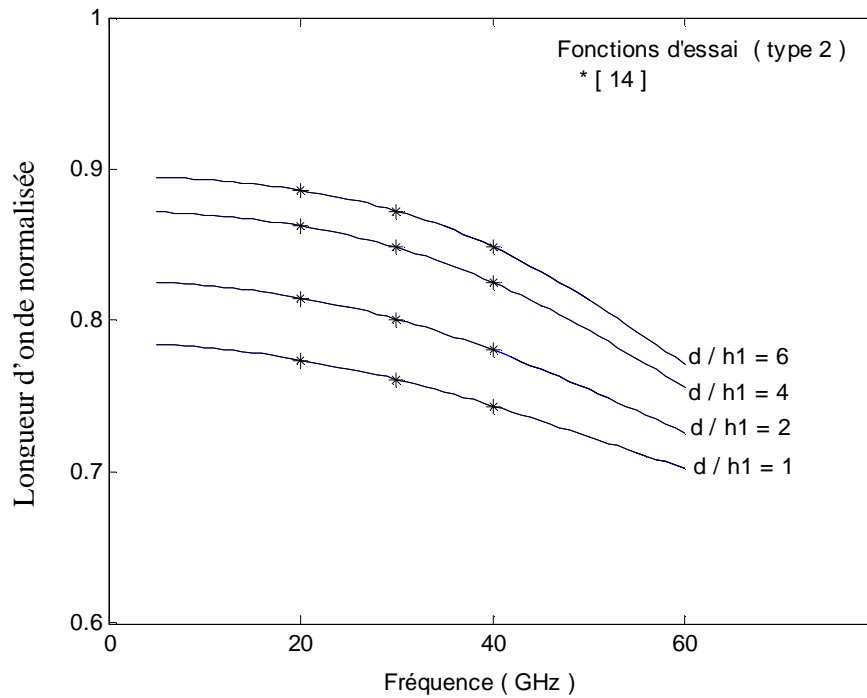
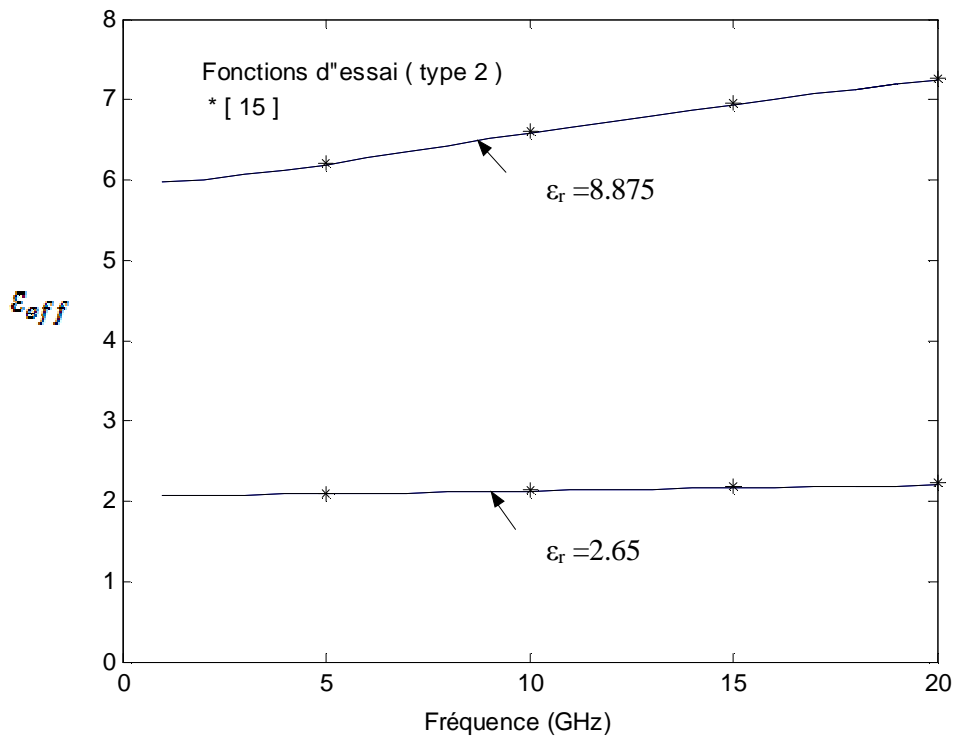
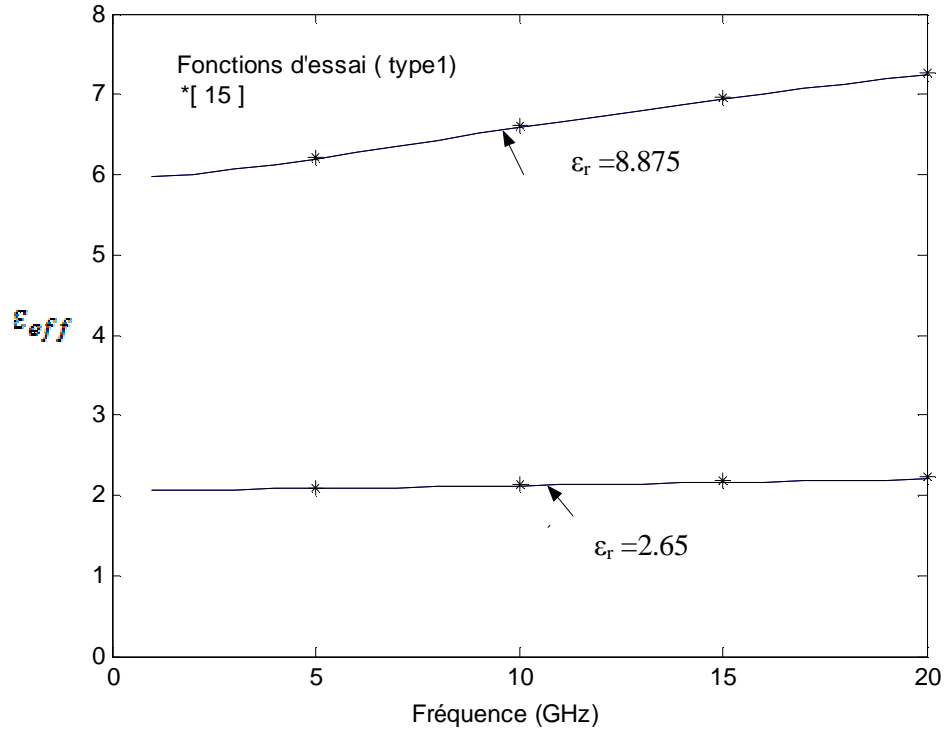


Figure II-13 : Variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de la fréquence.

(Ligne micro ruban suspendu blindée, $h_1 = 0.381$.mm, $h_2 = 0.508$ mm, $h_3 = 10.16$ mm, $b / d = 20$).

Les résultats pour la ligne micro ruban blindée sont obtenus en considérant h_3 dans la figure (II-10) égale à zéro.



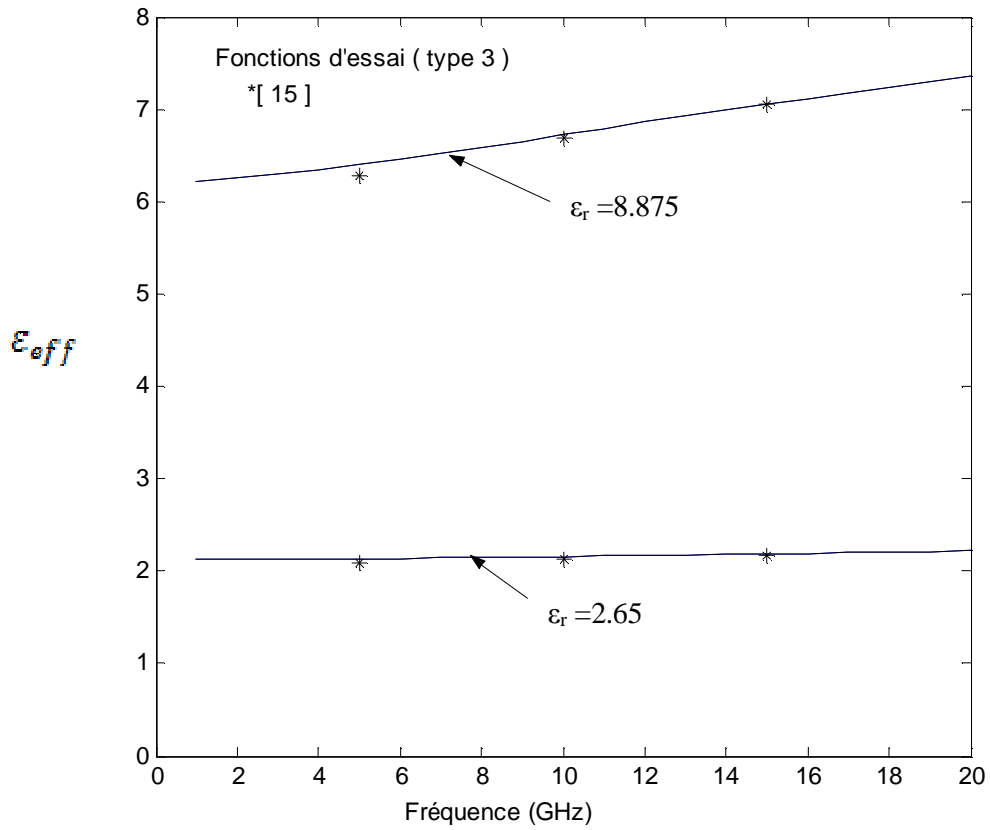


Figure II-14 : Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence.
(Ligne micro ruban blindée, $h_1 = 11.43$ mm, $h_2 = 1.27$ mm, $d = 1.27$ mm, $b = 12.7$ mm).

La figure (II-14) représente les variations de la constante diélectrique effective. Les résultats obtenus en utilisant les trois types de fonctions d'essai sont comparés à ceux de la littérature^[15]. Un léger écart est signalé lorsque nous utilisons les fonctions d'essai polynomiales.

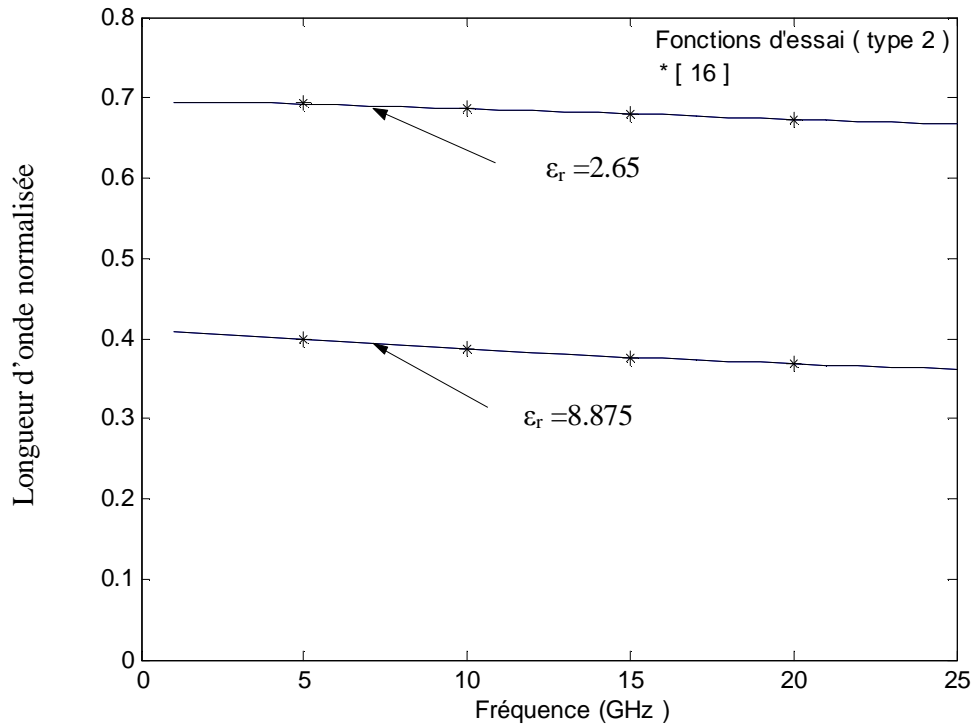


Figure II-15 : Variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de la fréquence.
(Ligne micro ruban blindée, $h_1 = 11.43$ mm , $h_2 = 1.27$ mm , $d = 1.27$ mm , $b = 12.7$ mm).

Les mêmes résultats représentés sur la figure (II-15) donnent les variations en fonction de la fréquence de la longueur d'onde normalisée pour deux valeurs de ϵ_r . Nos résultats sont comparés à ceux de Itoh et Mitra ^[16].

La ligne micro ruban classique (sans boîtier) :

Quelques modifications dans le programme conçu, nous ont permis de déduire la constante diélectrique effective dans le cas de la ligne micro ruban classique (structure ouverte).

Dans ce cas nous avons opté d'utiliser la méthode de Gauss-Legendre (voir annexe 1) pour calculer les différentes intégrales intervenant dans l'élaboration de l'équation fondamentale, après les avoir calculé sous forme de sommes qui s'appuient sur la transformée de Fourier.

Il y'a un très bon accord entre nos résultats en utilisant les deux méthodes de calcul et ceux de la littérature ^[16].

Méthode de calcul de l'intégrale	Constante diélectrique effective (5 GHz)	Constante diélectrique effective (10 GHz)	Constante diélectrique effective (15 GHz)
Sous forme de sommes	9.119954	10.16577	10.73986
Gauss-Legendre	9.111909	10.15962	10.73720

Tableau [II-3] : Résultats des deux méthodes de calcul des intégrales

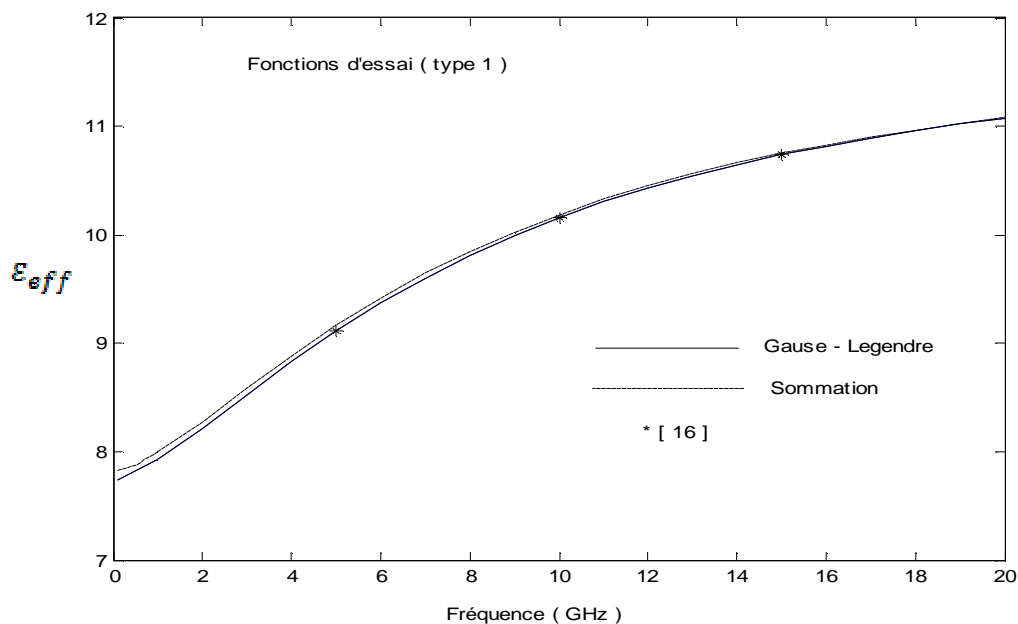


Figure II-16 : Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence

(Ligne micro ruban classique, $h_2 = 3.04$ mm, $d = 3.17$ mm, $\epsilon_r = 11.7$)

-Etude de la convergence :

Pour valider les résultats obtenus précédemment une étude de convergence sur le nombre de termes spectraux est faite. La figure (II-17) représente les variations de la constante diélectrique effective en fonction du nombre de termes spectraux (N_{max}) pour les trois type de fonctions d'essai.

Les fonctions d'essai polynomiales convergent plus lentement vers les résultats que les deux autres types de fonctions d'essai.

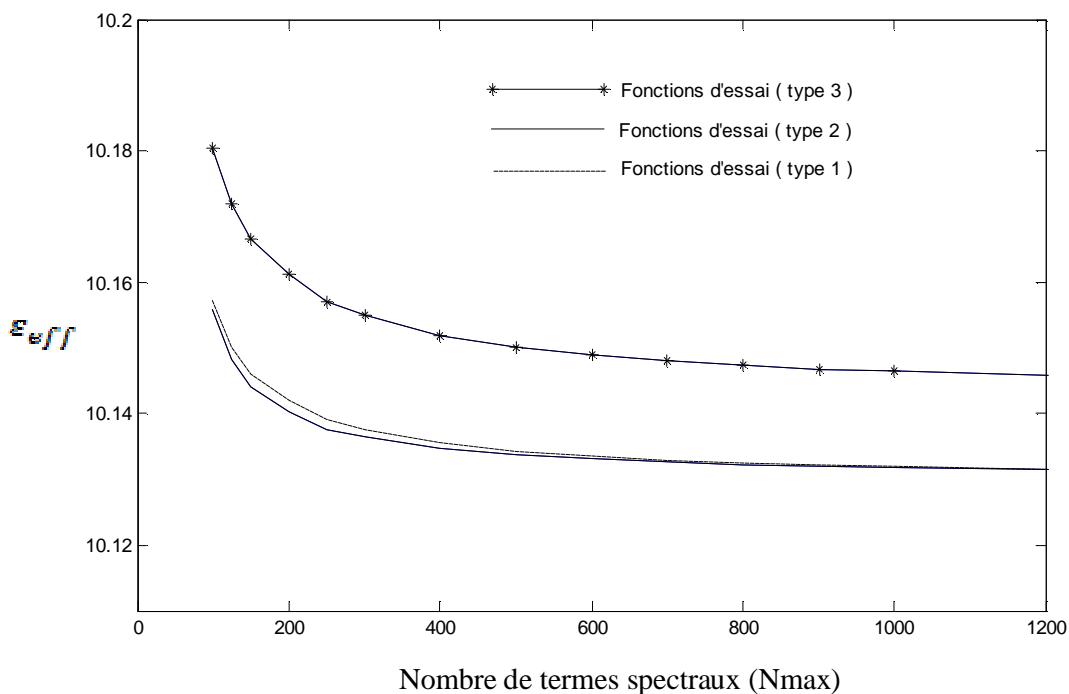


Figure II-17 : Variations de la constante diélectrique effective en fonction du nombre de termes spectraux N_{max}

(Ligne micro ruban blindée, $h_1=13.5\text{mm}$, $h_2=1.5\text{mm}$, $d=1.5\text{mm}$, $b=15.\text{mm}$, $\epsilon_r=13$, Freq=10GHz).

III-1 : Introduction.

En analyse modale les champs électromagnétiques sont présentés par des séries infinies satisfaisant les conditions aux limites et vérifiant les équations de Maxwell où chacun des termes est appelé mode, offrant ainsi de très bonnes estimations pour les composantes des champs électromagnétiques ^[17].

Le principe de base de l'analyse modale est le développement des champs électriques et magnétiques en séries de termes infinies de modes de guide. Le problème se réduit alors à la détermination des amplitudes des modes associés aux expressions des champs dans les différentes régions.

L'application des conditions aux limites à chaque interface conduit à un système d'équations à coefficients inconnus (système infini).

La résolution de ce système et l'obtention de résultats numériques corrects n'est possible que par l'utilisation des techniques d'approximation comme la troncature (limité le nombre de termes de modes d'ordre supérieur) et le choix convenable de fonctions de base.

Dans ce chapitre nous appliquons l'analyse modale à l'étude de la ligne à ailettes unilatérales où l'épaisseur de la métallisation est supposée nulle.

III-2 : Structure a étudiée.

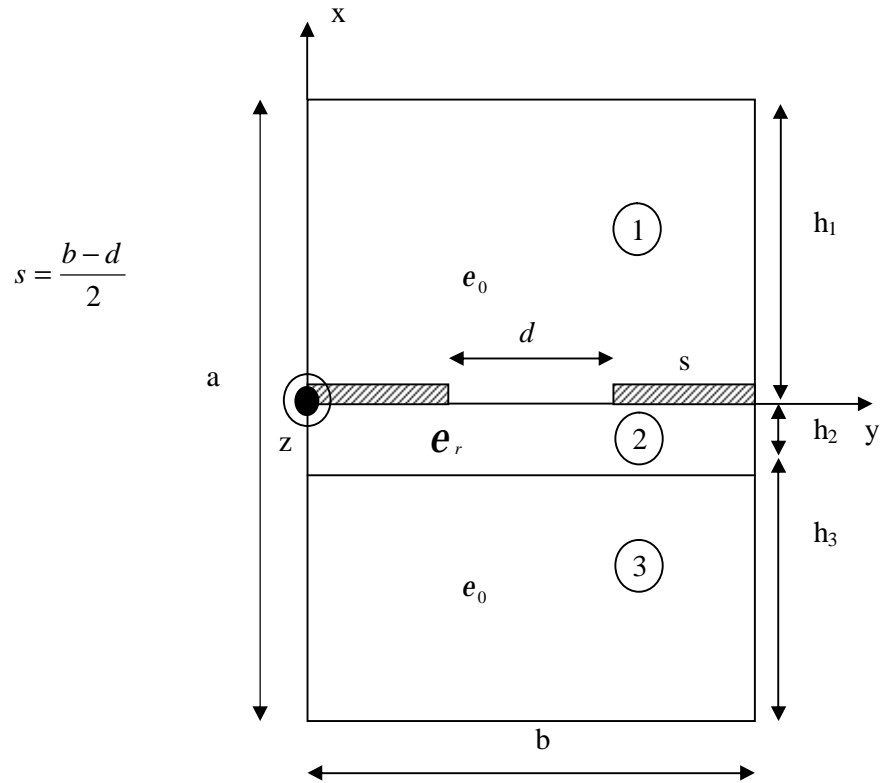


Figure III-1: Section droite de la ligne à ailette unilatérales

III-3 : Formulation du problème.

Dans une région ne contenant pas de sources, le champ électromagnétique satisfait les équations de Maxwell suivantes :

$$\begin{cases} \overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = j\omega\epsilon_0\vec{e}_r \vec{E} \\ \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H} \end{cases} \quad (\text{III} - 1)$$

à partir de ces équation on obtient :

$$\begin{aligned} H_y &= \frac{1}{K_0^2\epsilon_r - K_x^2} \left[\frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial y} + j\omega\epsilon_0\vec{e}_r \frac{\partial E_x}{\partial z} \right] \\ H_z &= \frac{1}{K_0^2\epsilon_r - K_x^2} \left[\frac{\partial^2 H_x}{\partial x \partial z} + j\omega\epsilon_0\vec{e}_r \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \\ E_y &= \frac{1}{K_0^2\epsilon_r - K_x^2} \left[\frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial y} - j\omega\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial z} \right] \\ E_z &= \frac{1}{K_0^2\epsilon_r - K_x^2} \left[\frac{\partial^2 E_x}{\partial x \partial z} - j\omega\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \end{aligned} \quad (\text{III} - 2)$$

Avec:

$$K_0^2 = \omega^2\epsilon_0\mu_0$$

$$K_0\epsilon_r = K_x^2 + K_y^2 + b^2 \quad (b : \text{constante de propagation})$$

Les composantes tangentielles sont calculées de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= (\vec{e}_y E_y + \vec{e}_z E_z) = \frac{1}{(K_0^2\epsilon_r - K_x^2)} \left[\frac{\partial}{\partial x} \vec{\nabla}_t E_x + j\omega\mu_0 \vec{e}_x \times \vec{\nabla}_t H_x \right] \\ \vec{H}_t &= (\vec{e}_y H_y + \vec{e}_z H_z) = \frac{1}{(K_0^2\epsilon_r - K_x^2)} \left[\frac{\partial}{\partial x} \vec{\nabla}_t H_x - j\omega\epsilon_0\vec{e}_r \vec{e}_x \times \vec{\nabla}_t E_x \right] \end{aligned} \quad (\text{III} - 3)$$

Sachant que

$$\vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z$$

$$\vec{\nabla}_t = \frac{\partial}{\partial y} \vec{e}_y - j b \vec{e}_z$$

Et on peut les mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} \vec{E}_t \\ \vec{H}_t \end{bmatrix} = \frac{1}{(K_0^2 \epsilon_r - K_x^2)} \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & J\omega \mu_0 \vec{e}_x \times \\ -J\omega \epsilon_0 \vec{e}_r \cdot \vec{e}_x \times & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{\nabla}_t E_x \\ \vec{\nabla}_t H_x \end{bmatrix} \quad (\text{III-4})$$

1 - Les composantes des champs électromagnétiques :

Les composantes des champs électromagnétiques sont obtenues à partir de la matrice précédente. Les composantes en x satisfont l'équation de Helmholtz suivante :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2}{\partial^2 y} + (K_0^2 \epsilon_r - b^2) \right] \begin{bmatrix} E_x \\ H_x \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{III-5})$$

Les expressions des champs électromagnétiques dans chacune des régions sont les suivantes :

Région 1:

$$\begin{aligned} E_{x1} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_{n1} \cos[g_{n1}(x - h_1)] \sin(a_n y) \\ H_{x1} &= \sum_{n=0}^{\infty} B_{n1} \sin[g_{n1}(x - h_2)] \cos(a_n y) \end{aligned} \quad (\text{III-6})$$

Région 2:

$$\begin{aligned} E_{x2} &= \sum_{n=1}^{\infty} [A_{n2} \sin(g_{n2} x) \sin(a_n y) + A'_{n2} \cos(g_{n2} x) \sin(a_n y)] \\ H_{x2} &= \sum_{n=0}^{\infty} [B_{n2} \cos(g_{n2} x) \cos(a_n y) + B'_{n2} \sin(g_{n2} x) \cos(a_n y)] \end{aligned} \quad (\text{III-7})$$

Région 3:

$$\begin{aligned} E_{x3} &= \sum_{n=1}^{\infty} A_{n3} \cos[g_{n3}(x + h_2 + h_3)] \sin(a_{n3} y) \\ H_{x3} &= \sum_{n=0}^{\infty} B_{n3} \sin[g_{n3}(x + h_2 + h_3)] \cos(a_{n3} y) \end{aligned} \quad (\text{III-8})$$

Où :

$$a_n = \begin{cases} np/b & (b \neq 2s + d) \\ 2pn/b & (b = 2s + d) \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
g_{n1} &= g_{n3} = K_{x1} = K_{x3} \quad , \quad g_{n2} = K_{x2} \\
k_{y1} &= K_{y2} = K_{y3} = a_n \\
g_{n1} &= \sqrt{K_0^2 - b^2 - a_n^2} \quad g_{n2} = \sqrt{K_0^2 e_r - b^2 - a_n^2}
\end{aligned}$$

À partir de ces expressions on déduit les formules des composantes $E_{yi}, H_{yi}, E_{zi}, H_{zi}$ ($i=1,2,3$) dans chaque région.

Région 1:

$$\begin{aligned}
E_{y1} &= \sum_{n=0}^{\infty} S_{n1} \sin [g_{n1} (x - h_1)] \cos (a_n y) \\
E_{x1} &= \sum_{n=1}^{\infty} M_{n1} \cos [g_{n1} (x - h_1)] \sin (a_n y) \\
H_{y1} &= \sum_{n=1}^{\infty} C_{n1} \sin [g_{n1} (x - h_1)] \sin (a_n y) \\
H_{z1} &= \sum_{n=0}^{\infty} D_{n1} \cos [g_{n1} (x - h_1)] \cos (a_n y)
\end{aligned} \tag{III-9}$$

Région 2:

$$\begin{aligned}
E_{y2} &= \sum_{n=0}^{\infty} [S_{n2} \cos (g_{n2} x) + S'_{n2} \sin (g_{n2} x)] \cos (a_n y) \\
H_{y2} &= \sum_{n=1}^{\infty} [M_{n2} \sin (g_{n2} x) + M'_{n2} \cos (g_{n2} x)] \sin (a_n y) \\
E_{z2} &= \sum_{n=1}^{\infty} [C_{n2} \cos (g_{n2} x) + C'_{n2} \sin (g_{n2} x)] \sin (a_n y) \\
H_{z2} &= \sum_{n=0}^{\infty} [D_{n2} \sin (g_{n2} x) + D'_{n2} \cos (g_{n2} x)] \cos (a_n y)
\end{aligned} \tag{III-10}$$

Région 3:

$$\begin{aligned}
E_{y3} &= \sum_{n=0}^{\infty} S_{n3} \sin [g_{n1} (x + h_2 + h_3)] \cos (a_{n3} y) \\
H_{y3} &= \sum_{n=1}^{\infty} M_{n3} \cos [g_{n1} (x + h_2 + h_3)] \sin (a_{n3} y) \\
E_{z3} &= \sum_{n=1}^{\infty} C_{n3} \sin [g_{n1} (x + h_2 + h_3)] \sin (a_{n3} y) \\
H_{z3} &= \sum_{n=0}^{\infty} D_{n3} \cos [g_{n1} (x + h_2 + h_3)] \cos (a_{n3} y)
\end{aligned} \tag{III-11}$$

Les constantes $S_{n1}, S_{n2}, S'_{n2}, S_{n3}, M_{n1}, M_{n2}, M'_{n2}, M_{n3}, C_{n1}, C_{n2}, C'_{n2}, C_{n3}, D_{n1}, D_{n2}, D'_{n2}, D_{n3}$ sont toutes exprimées en fonction des constantes : $A_{n1}, A_{n2}, A'_{n2}, A_{n3}, B_{n1}, B_{n2}, B'_{n2}, B_{n3}$

2- Conditions aux limites :**a) A l'interface $x = 0$**

$$H_{x1} = H_{x2}$$

$$E_{y1} = E_{y2}$$

(III-12)

$$H_{y1} - H_{y2} = I_z(y)$$

$$-H_{z1} + H_{z2} = I_y(y)$$

b) A l'interface $x = -h_2$

$$E_{y3} = E_{y2}$$

$$H_{y3} = H_{y2}$$

$$E_{z3} = E_{z2}$$

$$H_{z3} = H_{z2}$$

(III-13)

3-Système des équations fondamentales de propagation :

L'application des conditions de continuité aux niveaux des interfaces $x = 0$, $x = -h_2$, les conditions aux limites à l'interface contenant la métallisation et après quelques manipulations mathématiques nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11} L_{2n} \cos(a_n y) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{12} L_{1n} \cos(a_n y) = b I_y(y)$$

(III-14)

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21} L_{2n} \sin(a_n y) + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22} L_{1n} \sin(a_n y) = b I_z(y)$$

Les G_{ij} sont les éléments de la matrice dyadique de Green [G], elles sont exprimées en fonction de $a_n, b, g_{n1}, g_{n1}, h_1, h_2, h_3$ (voir annexe II).

$$L_{1n} = \int_0^b E_{y1}(y) \sin(a_n y) dy = -\frac{b}{2} S_{n1} \sin(g_{n1} h_1)$$

(III-15)

$$L_{2n} = \int_0^b E_{z1}(y) \cos(a_n y) dy = -\frac{b}{2} d C_{n1} \sin(g_{n1} h_1)$$

$$d = \begin{cases} 2 & n = 0 \\ 1 & n \neq 0 \end{cases}$$

III-4 Résolution de l'équation fondamentale :

Nous développons les composantes E_y et E_z du champ électrique dans la première région en un ensemble de fonctions d'essai notée x_m et h_n respectivement ($m = 1, M$) et ($n = 1, N$)

Leurs transformées de Fourier sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{y1}(\mathbf{a}_n) &= \sum_{i=1}^M C_i x_i(\mathbf{a}_n) \\ \tilde{E}_{z1}(\mathbf{a}_n) &= \sum_{j=1}^N d_j h_j(\mathbf{a}_n)\end{aligned}\quad (\text{III-16})$$

En remplaçant E_{y1} et E_{z1} par ces expressions dans le système (III-15) on aboutit au système suivant :

$$\begin{aligned}L_{2n} &= \int_S^{S+w} \sum_{i=1}^M C_i x_i(\mathbf{a}_n) \cos \mathbf{a}_n y \, dy = \sum_{m=1}^M C_m L_{2n}^m \\ L_{1n} &= \int_S^{S+w} \sum_{j=1}^N d_j h_j(\mathbf{a}_n) \sin \mathbf{a}_n y \, dy = \sum_{n=1}^N h_n L_{1n}^n\end{aligned}\quad (\text{III-17})$$

L_{2n}^m, L_{1n}^n sont les transformées de Fourier des champs électriques dans la fente

En remplaçant L_{2n}^m, L_{1n}^n par les expressions (III-17) on aboutit au système suivant :

$$\begin{aligned}\sum_{m=1}^M C_m \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11} L_{2n}^m \cos \mathbf{a}_n y + \sum_{n=1}^N d_n \sum_{n=-\infty}^{+\infty} L_{1n}^n \cos \mathbf{a}_n y &= b I_y(y) \\ \sum_{m=1}^M C_m \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21} L_{2n}^m \sin \mathbf{a}_n y + \sum_{n=1}^N d_n \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22} L_{1n}^n \sin \mathbf{a}_n y &= b I_z(y)\end{aligned}\quad (\text{III-18})$$

En faisant le produit scalaire des deux expressions du système (III-18) avec \tilde{E}_y et \tilde{E}_z respectivement et en sachant que $\tilde{E}_{y,z}$ et $\tilde{I}_{y,z}$ sont non nuls dans des régions complémentaires à l'interface $x=0$:

Le système final sera le suivant :

$$\sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(1,1)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{kn}^{(1,2)} = 0$$

$$k = 1, 2, \dots, N \quad (\text{III-19})$$

$$\sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(2,1)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{kn}^{(2,2)} = 0$$

où

$$K_{km}^{(1,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11} L_{2n}^m L_{2n}^k$$

$$K_{kn}^{(1,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{12} L_{2n}^n L_{1n}^k$$

$$K_{km}^{(2,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21} L_{1n}^m L_{2n}^k$$

$$K_{kn}^{(2,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22} L_{1n}^n L_{1n}^k$$

la résolution de ce système d'équations est similaire à celle effectuée dans le deuxième chapitre c'est-à-dire en utilisant le procédure de Galerkin.

III-5 Résultats numériques :

Les mêmes paramètres caractéristiques des champs électromagnétiques étudiés dans le chapitre précédent peuvent être déterminés par cette méthode.

Les deux programmes des deux variantes de la méthode spectrale aboutissent aux mêmes résultats.

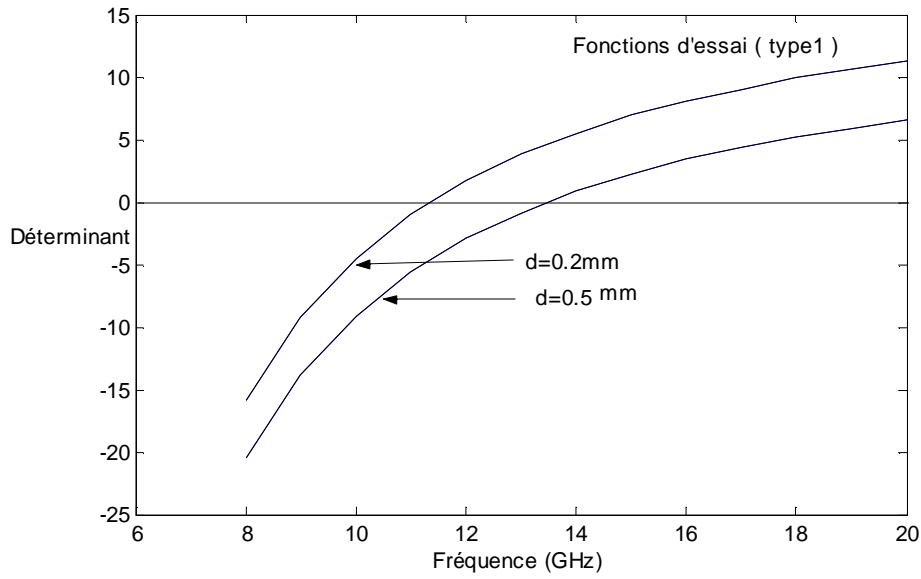


Figure (III-2) : Evolutions du déterminant en fonction de la fréquence
(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-28, $h_2=0.125$ mm, $\epsilon_r = 2.22$)

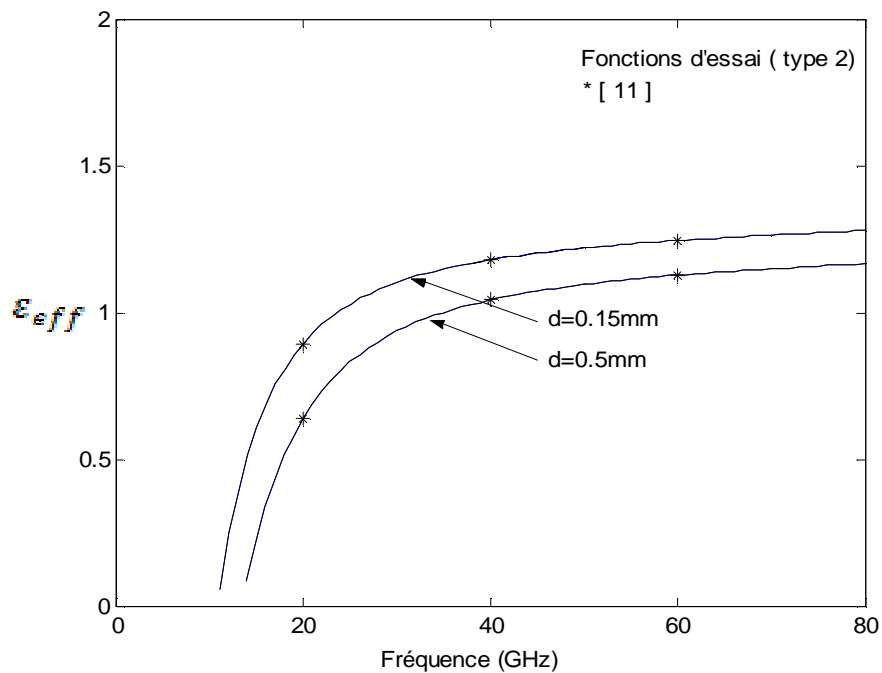


Figure (III-3) : Evolutions de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence
(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-28, $h_2 = 0.125$ mm, $\epsilon_r = 2,2$)

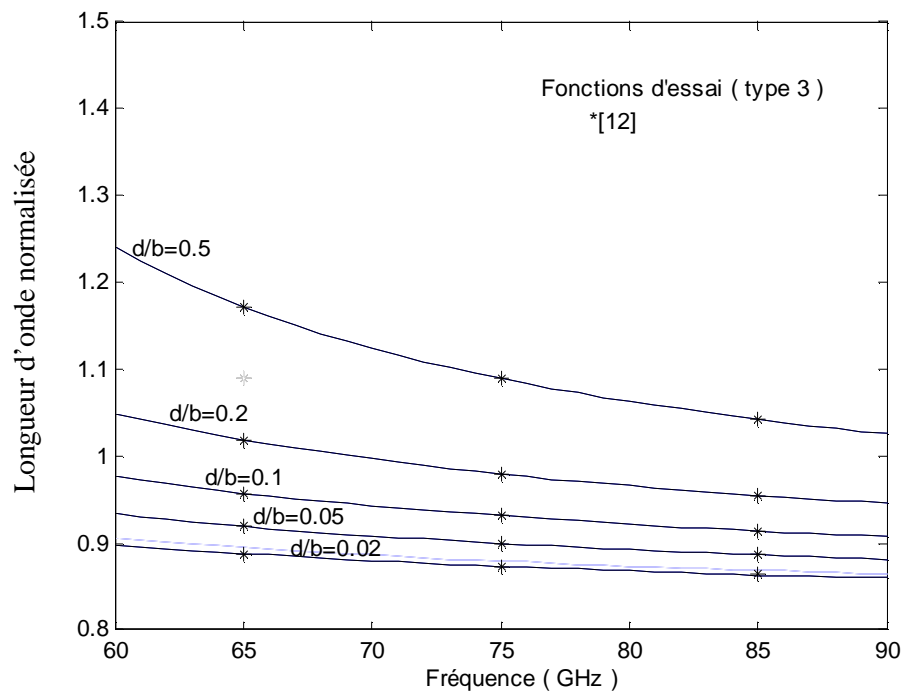


Figure (III-4) : Evolutions de la longueur d'onde normalisée en fonction de la fréquence
(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR -19, $h_2 = 0.127$ mm, $h_3 = 2.2606$ mm, $\epsilon_r = 2.2$)

- Comparaison des résultats des deux variantes :

Dans ce qui suit on présentera un tableau dans lequel sont consignés les résultats obtenus par les deux variantes de la méthode spectrale en utilisant trois types de fonctions d'essai.

Nous avons utilisé la ligne à ailettes correspondant au boîtier standard suivant :

Boîtier WR-28, $h_2 = 0.125$ mm, $d = 0.2$ mm, $\epsilon_r = 2.2$

		Valeur de ϵ_{eff} à 25 GHz	Valeur de ϵ_{eff} à 35 GHz	Valeur de ϵ_{eff} à 40 GHz
Première variante	Fonctions d'essai trigonométriques	0,9867909	1,116432	1,49727
	Fonctions d'essai de Tchebysheff	0,9866825	1,116305	1,49596
	Fonctions d'essai polynomiales	0,9866733	1,116292	1,49581
Deuxième variante	Fonctions d'essai trigonométriques	0,9869407	1,116491	1,49768
	Fonctions d'essai de Tchebysheff	0,9868203	1,116305	1,49622
	Fonctions d'essai polynomiales	0,9868221	1,116353	1,49622

Tableau (III-1) : Résultats des deux méthodes en utilisant les trois types de fonctions d'essai.

Les résultats du tableau montrent l'efficacité des deux variantes et confirment le bon choix des fonctions d'essai.

- Etude de la convergence :

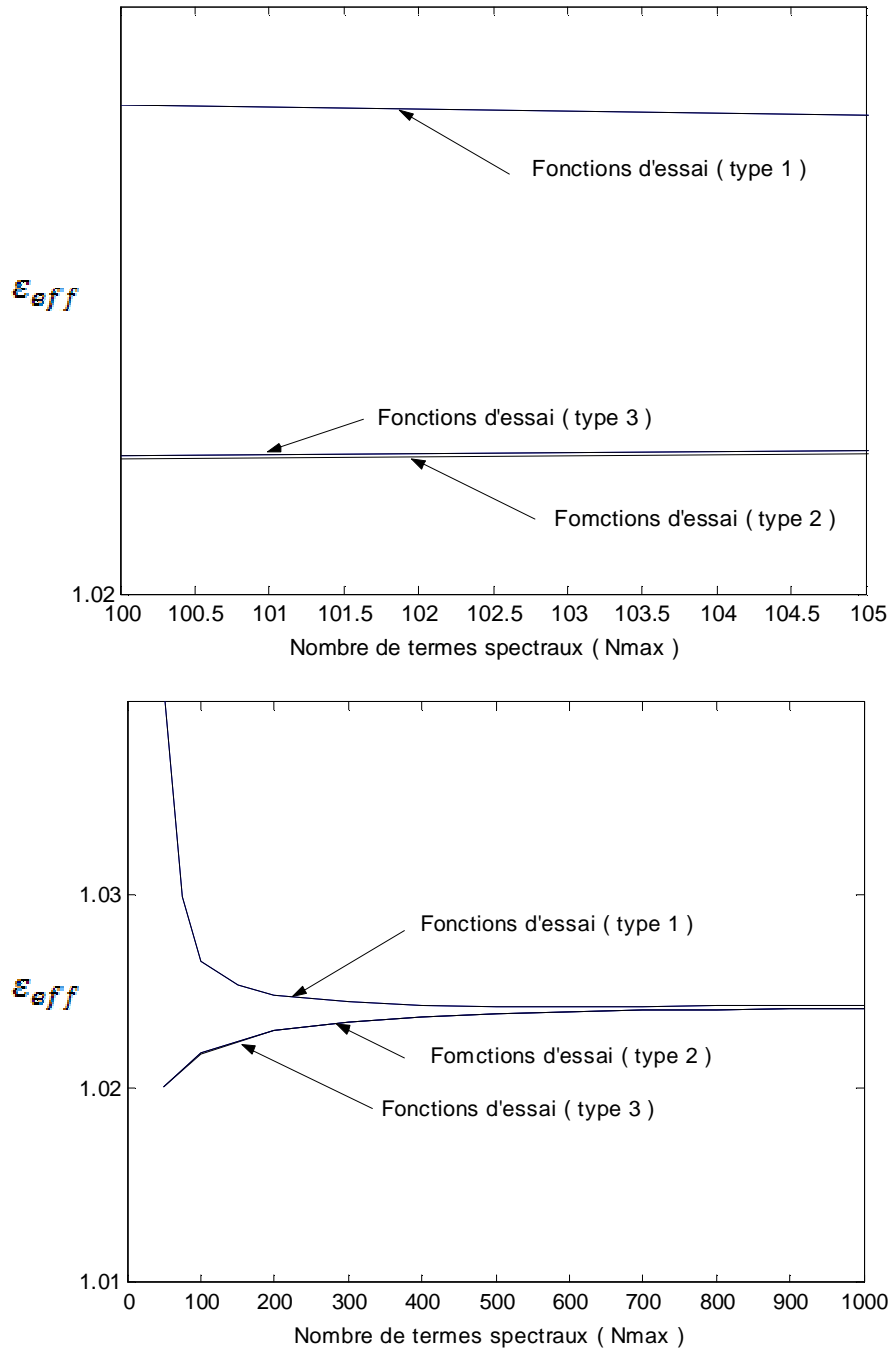


Figure (III-4) : Convergence des trois type de fonctions d’essai en fonction de nombre de Termes de spectres (Nmax)

(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR -28, $h_2 = 0.125$ mm, $d = 0.2$ mm, $\epsilon_r = 2.2$)

À partir de la figure (III-4), nous constatons que les solutions obtenues en utilisant les fonctions d'essai de Tchebysheff et polynomiales sont presque semblables et que les trois type de fonctions d'essai convergent rapidement vers la solution.

La méthode d'approche dans le domaine spectrale conventionnelle est efficace et son champ d'utilisation est très répandu dans la littérature, mais sa limitation principale réside dans le fait qu'elle exige que le ruban conducteur soit infiniment mince, cependant la deuxième variante utilisant le développement modal des champs électromagnétiques a un champ d'application plus vaste, car elle permet de tenir compte de l'épaisseur de métallisation.

IV -1 : Introduction.

Les épaisseurs de métallisation sont parmi les facteurs qui affectent les caractéristiques des guides d'ondes planaires telle que la constante de propagation, l'atténuation et l'impédance caractéristique, surtout dans les circuits intégrés monolithique micro onde (MMICs) utilisés en bandes millimétriques.

Dans de nombreux publications, les auteurs n'ont pas tenu compte de l'effet des épaisseurs de métallisation sur les paramètres de la propagation dans les lignes et cela pour deux raisons :

1 - Ils compliquent le traitement numérique dans la détermination des champs électromagnétiques dans ces lignes de transmission.

2 - L'influence de l'épaisseur de la métallisation est relativement faible aux fréquences basses mais devient importante pour les fréquences de plus en plus élevées.

Parmi les chercheurs qui ont étudié l'effet des épaisseurs de métallisation dans les lignes à ailettes nous pouvons citer :

- Kitazawa et Mitra ^[18]
- Vahldieck dans de nombreuses publications ^{[19] [20] [24]}
- F J.Schmuckle et R.Pregla^[21]
- R.R.Mansour,R.H.Macphie ^[22]
- T.Aguili,M.Gharbi,Bouallegue ^[23]

Dans ce chapitre nous nous intéressons à étudier l'effet de l'épaisseur du métal des deux rubans conducteurs sur la constante diélectrique effective, en utilisant l'analyse modale.

IV - 2 : Présentation de la structure et formulation du problème.

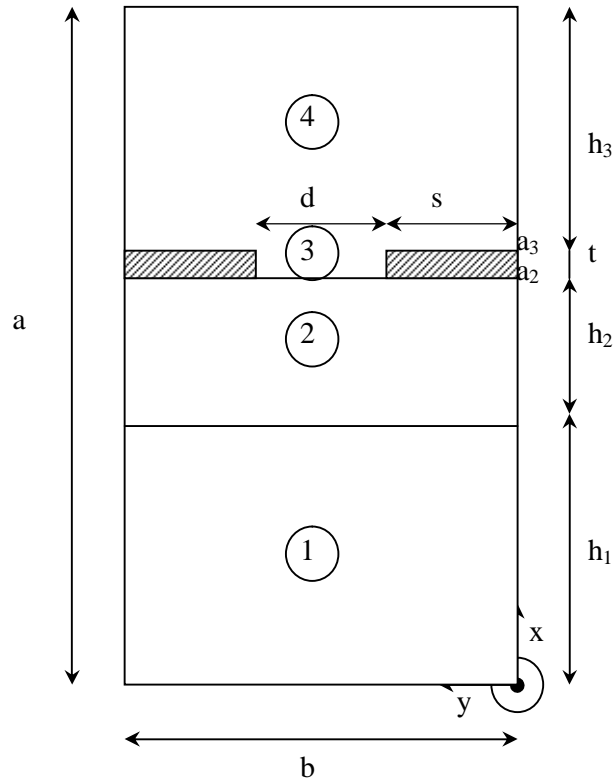


Figure (IV -1) : Section droite de ligne à ailettes unilatérales.

La structure de la figure (IV -1) est une ligne à ailettes unilatérales présentant un dépôt de métallisation épais (t) et un diélectrique homogène, isotrope et sans pertes.

En tenant compte de l'épaisseur de la métallisation, nous pouvons considérer dans ce cas quatre régions différentes. Nous exprimons les champs électromagnétiques dans les régions 1, 2, 3 et 4 de la même façon que dans le chapitre précédent [équations (III-9) à (III-11)].

1 -Condition de continuité :

$$\begin{aligned}
1) \quad & x = a_1 \\
& E_{y1} = E_{y2} \quad H_{y1} = H_{y2} \\
& E_{z1} = E_{z2} \quad H_{z1} = H_{z2}
\end{aligned} \tag{IV-1}$$

$$\begin{aligned}
2) \quad & x = a_2 \\
& E_{y2} = E_{y3} \\
& E_{z2} = E_{z3} \\
& - H_{z3} + H_{z2} = Ja_2(y) \\
& H_{y3} - H_{y2} = Ja_2(z)
\end{aligned} \tag{IV-2}$$

$$\begin{aligned}
3) \quad & x = a_3 \\
& E_{y3} = E_{y4} \\
& E_{z3} = E_{z4} \\
& - H_{z4} + H_{z3} = Ja_3(y) \\
& H_{y4} - H_{y3} = Ja_3(z)
\end{aligned} \tag{IV-3}$$

Ja_2, Ja_3 Courant surfacique à $x = a_2$ et $x = a_3$ à partir des conditions de continuité exprimées aux différentes interfaces de la structure de la figure (IV-1) et en se basant sur le principes de superposition nous calculons tous les champs électromagnétiques dans toutes les régions en fonction de A_{n4}, B_{n4} grandeurs caractérisant les composantes E_x et H_x dans la région 4.

2 - Équation fondamentale dans le domaine de Fourier :

Après quelques manipulations algébriques nous obtenons une relation matricielle reliant les composantes de courant $J_{y,z}$ aux composantes du champ électrique $E_{y,z}$ dans la fente :

$$\begin{bmatrix} G_{11}^T & G_{12}^T & 0 & 0 \\ G_{21}^T & G_{22}^T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G_{33}^T & G_{34}^T \\ 0 & 0 & G_{43}^T & G_{44}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}a_{2y}(y) \\ \tilde{E}a_{2z}(y) \\ \tilde{E}a_{3y}(y) \\ \tilde{E}a_{3z}(y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}a_{2y} \\ \tilde{J}a_{2z} \\ \tilde{J}a_{3y} \\ \tilde{J}a_{3z} \end{bmatrix} \tag{IV-4}$$

G^T : Matrices dyadique de Green totales.

Qu'on peut écrire sous la forme suivante :

$$G^T = \begin{bmatrix} G_{11}^T & G_{12}^T \\ G_{21}^T & G_{22}^T \end{bmatrix} \quad (\text{IV-5})$$

Ou :

$$G_1^T = \begin{bmatrix} G_{11}^T & G_{12}^T \\ G_{21}^T & G_{22}^T \end{bmatrix} \quad G_1^T : \text{Matrice dyadique de Green (à } x = a_2), \text{ déterminée à partir du}$$

système(IV-7) .

$$\begin{cases} -\tilde{H}_{z_3} + \tilde{H}_{z_2} = \tilde{J}a_2(y) \\ \tilde{H}_{y_3} - \tilde{H}_{y_2} = \tilde{J}a_3(y) \end{cases} \Rightarrow [G_1^T] \begin{bmatrix} \tilde{E}a_2y \\ \tilde{E}a_2z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}a_2y \\ \tilde{J}a_2z \end{bmatrix} \quad (\text{IV-6})$$

$$G_2^T = \begin{bmatrix} G_{33}^T & G_{34}^T \\ G_{34}^T & G_{44}^T \end{bmatrix} \quad G_2^T : \text{Matrice dyadique de Green (à } x = a_3) \text{ déterminée à partir du}$$

système (IV-7).

$$\begin{cases} -\tilde{H}_{z_4} - \tilde{H}_{z_3} = \tilde{J}a_3y \\ \tilde{H}_{y_4} - \tilde{H}_{y_3} = \tilde{J}a_3y \end{cases} \Rightarrow [G_2^T] \begin{bmatrix} \tilde{E}a_3y \\ \tilde{E}a_3z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}a_3y \\ \tilde{J}a_3z \end{bmatrix} \quad (\text{IV-8})$$

$$G_0 = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{Matrice nulle.}$$

Le tilde (~) transformée de Fourier

Si on suppose que l'épaisseur du ruban conducteur est nulle (t = 0) :

$$[G_1^T] = [G_2^T] = [G]$$

[G] : Matrice dyadique de Green calculées en section (III-5) dont les expressions sont données en annexe 2.

Sachant que :

$$\begin{cases} \tilde{E}a_{2y} = \tilde{E}a_{3y} = \tilde{E}_{y4}(y) \\ \tilde{E}a_{2z} = \tilde{E}a_{3z} = \tilde{E}_{z4}(y) \end{cases} \quad (\text{IV-8})$$

Le système (IV-5) prend la forme suivante:

$$\begin{bmatrix} G_{11}^T & G_{12}^T & 0 & 0 \\ G_{21}^T & G_{22}^T & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G_{33}^T & G_{34}^T \\ 0 & 0 & G_{43}^T & G_{44}^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_{y4}(y) \\ \tilde{E}_{z4}(y) \\ \tilde{E}_{y4}(y) \\ \tilde{E}_{z4}(y) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{J}a_{2y} \\ \tilde{J}a_{2z} \\ \tilde{J}a_{3y} \\ \tilde{J}a_{3z} \end{bmatrix} \quad (\text{IV-9})$$

$\tilde{E}_{y4}(y)$, $\tilde{E}_{z4}(y)$ sont les champs électriques dans la région 4.

A_{n4} , B_{n4} : Constantes *caractérisant* les composantes de champs dans cette région, qu'on peut exprimer en fonction de Lm_1 , Lm_2 les dérivés de Fourier associés respectivement

à $\tilde{E}_{z4}(x = a_3)$ et $\tilde{E}_{y4}(x = a_3)$ et donc :

$$Lm_1 = \int_0^b \tilde{E}_{z4}(x = a_3) \sin a_{n4} y dy$$

$$Lm_2 = \int_0^b \tilde{E}_{y4}(x = a_3) \cos a_{n4} y dy$$

$$A_{n4} = \frac{2}{b} \cdot \frac{a_{n4} L'm_2 + j b Lm_1}{y_{n4} \sin y_{n4} h_1}$$

$$B_{n4} = \frac{2}{b} \cdot \frac{j b L'm_1 + a_{n4} Lm_2}{j w m_0 \sin y_{n4} h_1} \quad \text{avec} \quad L'm_2 = \frac{Lm_2}{s_m}$$

Les systèmes (IV-7) , (IV-8) auront la forme suivante :

$$x = a_2 :$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11}^T Lm_2 \cos a_{n4} y + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{12}^T Lm_1 \cos a_{n4} y &= \frac{b}{2} Ja_2(y) \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21}^T Lm_2 \sin a_{n4} y + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22}^T Lm_1 \sin a_{n4} y &= \frac{b}{2} Ja_2(z) \end{aligned} \quad (IV-10)$$

$$x = a_3 :$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{33}^T Lm_2 \cos a_{n4} y + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{34}^T Lm_1 \cos a_{n4} y &= \frac{b}{2} Ja_3(y) \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{34}^T Lm_2 \sin a_{n4} y + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22}^T Lm_1 \sin a_{n4} y &= \frac{b}{2} Ja_3(z) \end{aligned} \quad (IV-11)$$

IV-3 Résolution numérique :

La résolution du problème est basée sur la technique de Galerkin:

$$E_{y4}(y) = \sum_{i=1}^M C_i x_i(y) \quad \xrightarrow[\text{la T.F.}]{\text{en appliquant}} \quad \tilde{E}_{y4}(a_n) = \sum_{i=1}^M C_i \tilde{x}_i(y)$$

$$E_{z4}(y) = \sum_{j=1}^N d_j n_j(y) \quad \xrightarrow[\text{la T.F.}]{\text{en appliquant}} \quad \tilde{E}_{z4}(a_n) = \sum_{j=1}^N d_j \tilde{n}_j(a_n)$$

Ce qui implique:

$$\begin{aligned} Lm_1 &= \int_S^{S+w} \sum_{j=1}^N d_j \tilde{n}_j(a_n) \sin a_n y \, dy = \sum_{n=1}^N d_n Lm_1^n \\ Lm_2 &= \int_S^{S+w} \sum_{i=1}^M C_i \tilde{x}_i(a_n) \cos a_n y \, dy = \sum_{m=1}^M C_m Lm_2^m \end{aligned} \quad (IV-12)$$

En remplaçant Lm_1 et Lm_2 par ces expressions dans les systèmes (IV-11) et (IV-12) et en faisant le produit scalaire des deux membres des deux systèmes par E_y et E_z respectivement nous obtenons:

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(1,1)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{km}^{(1,2)} = 0 \\ \sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(2,1)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{km}^{(2,2)} = 0 \end{cases} \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (\text{IV-13})$$

$$\begin{cases} \sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(3,3)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{km}^{(3,4)} = 0 \\ \sum_{m=1}^M C_m K_{km}^{(4,3)} + \sum_{n=1}^N d_n K_{km}^{(4,4)} = 0 \end{cases} \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (\text{IV-14})$$

$$K_{km}^{(1,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{11}^T L_{m2}^m L_{m2}^K$$

$$K_{km}^{(1,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{12}^T L_{m2}^m L_{m1}^K$$

$$K_{km}^{(2,1)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{21}^T L_{m1}^m L_{m2}^K$$

$$K_{km}^{(2,2)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{22}^T L_{m1}^m L_{m1}^K$$

$$K_{km}^{(3,3)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{33}^T L_{m2}^m L_{m2}^K$$

$$K_{km}^{(3,4)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{34}^T L_{m2}^m L_{m1}^K$$

$$K_{km}^{(4,3)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{43}^T L_{m1}^m L_{m2}^K$$

$$K_{km}^{(4,4)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{44}^T L_{m1}^m L_{m1}^K$$

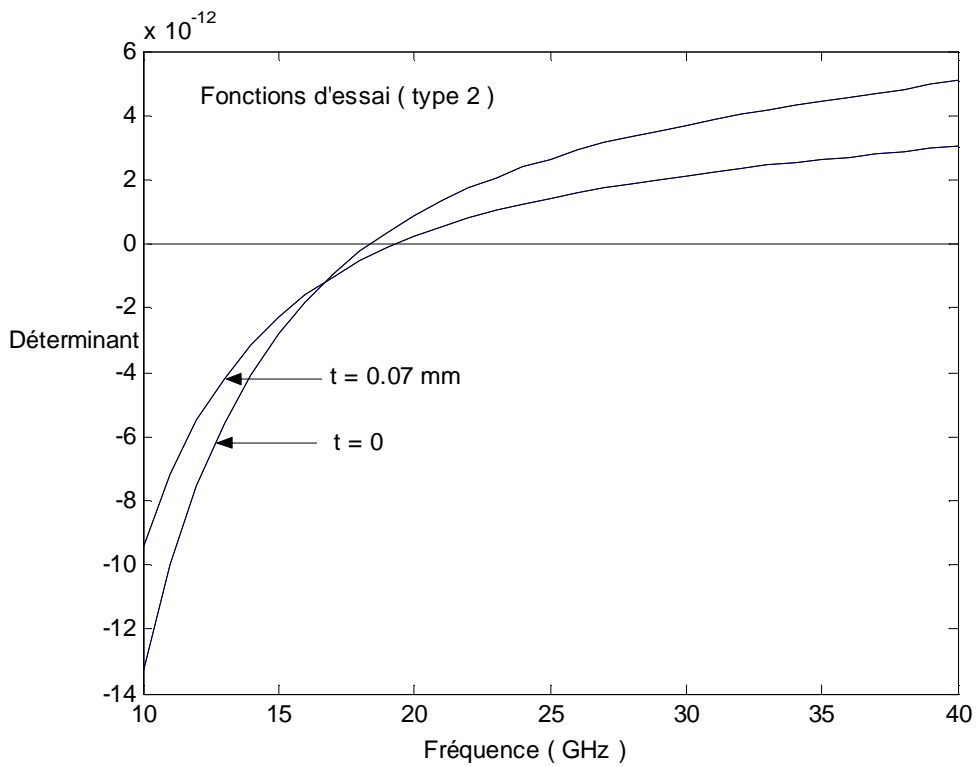
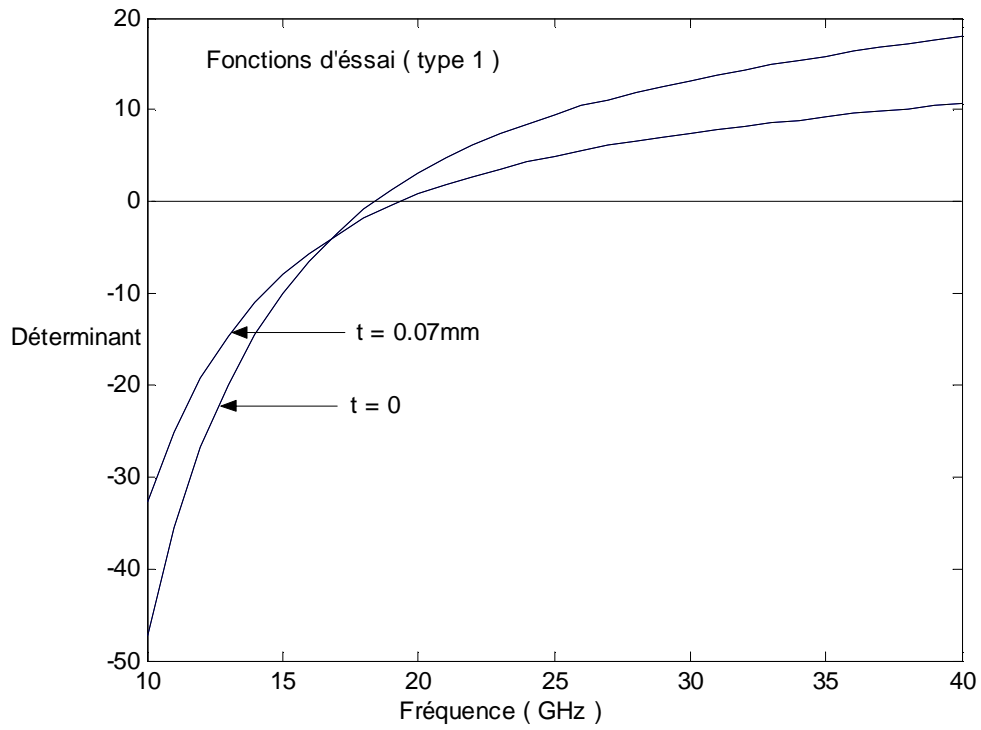
Et le système final sera

$$\begin{bmatrix} K_{km}^{(1,1)} & K_{km}^{(1,2)} & 0 & 0 \\ K_{km}^{(2,1)} & K_{km}^{(2,2)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & K_{km}^{(3,3)} & K_{km}^{(3,4)} \\ 0 & 0 & K_{km}^{(4,3)} & K_{km}^{(4,4)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_m \\ d_m \\ C_m \\ d_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (\text{IV-15})$$

La résolution de ce système donne les solutions du problème.

Les fonctions d'essai sont les mêmes que celles utilisées dans le chapitre (III).

IV-4 Résultats numériques :



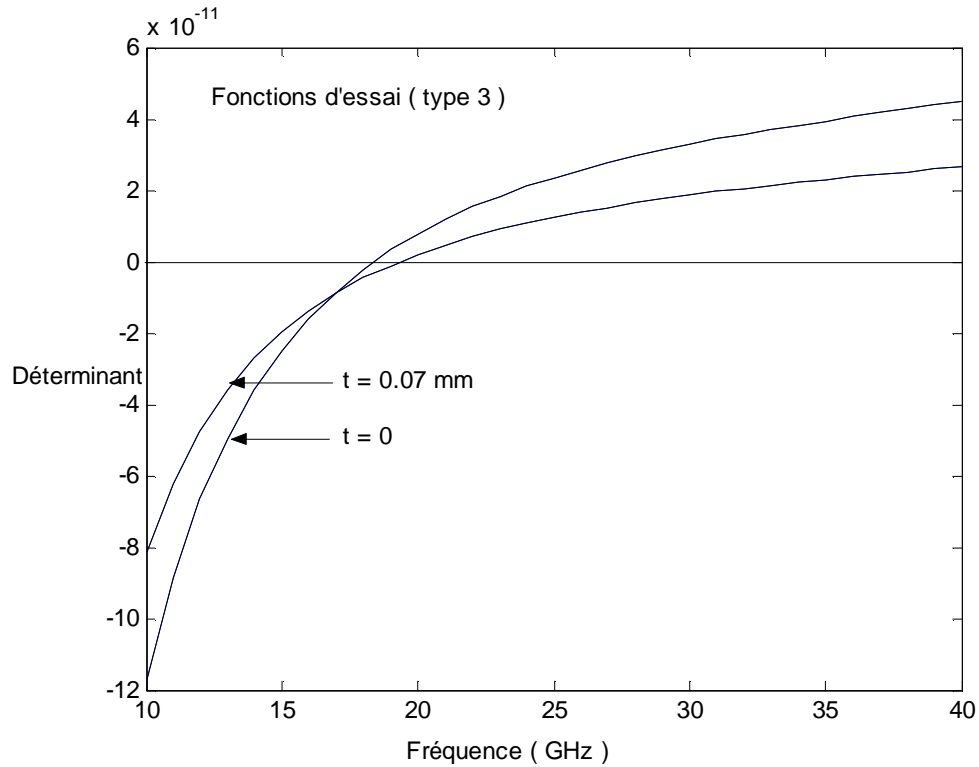


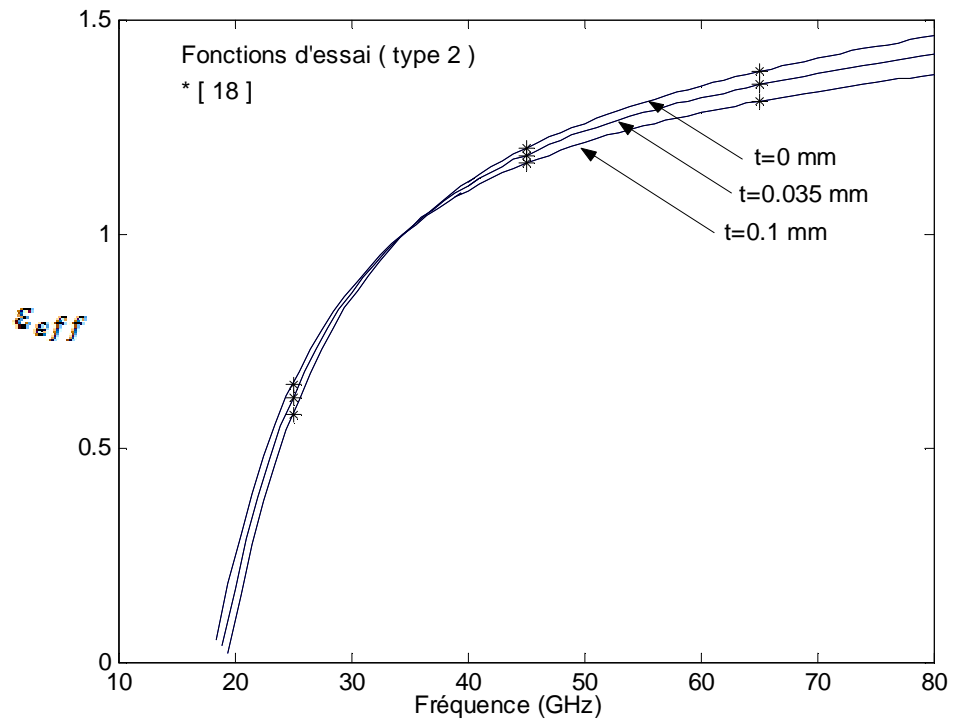
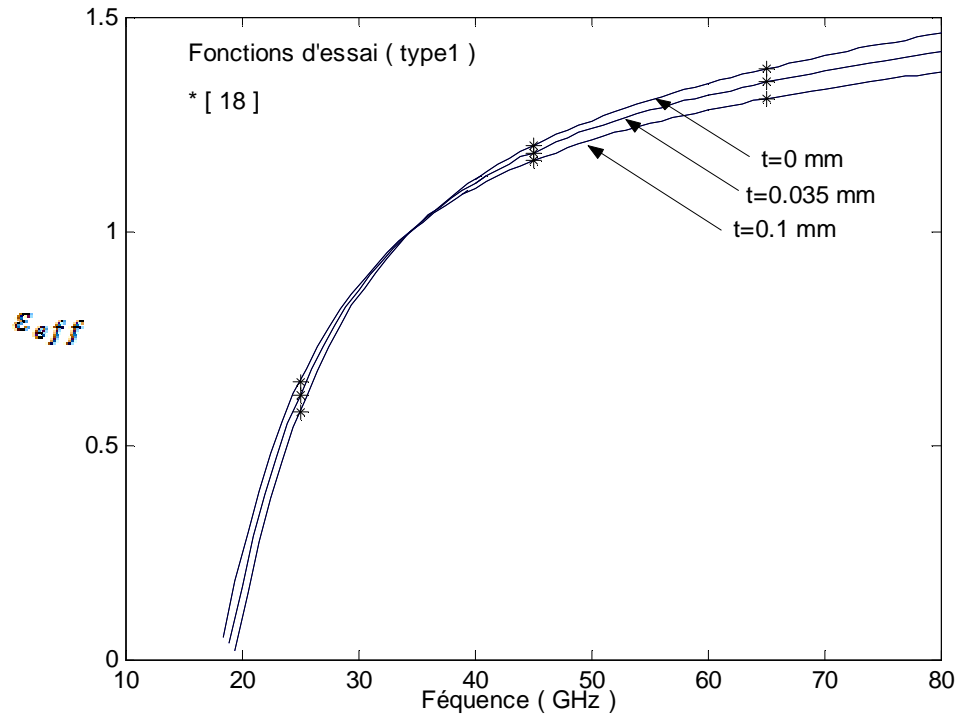
Figure (IV-2) : Variations du déterminant en fonction de la fréquence

(Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-19, $h_2 = 1.27$ mm, $h_3 = 2.606$ mm, $d = 0.47752$ mm, $\epsilon_r = 3.8$)

La figure (IV-2) montre l'effet de l'épaisseur de métallisation (t) sur la fréquence de coupure. On observe que cette dernière augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de métallisation.

- La constante diélectrique effective :

Sur la figure (IV-3) nous avons représenté l'effet de l'épaisseur de métallisation des ruban conducteur (t) sur la constante diélectrique effective ($\epsilon_{eff} = (b / b_0)^2$) de la ligne à ailettes unilatérale en fonction de la fréquence.



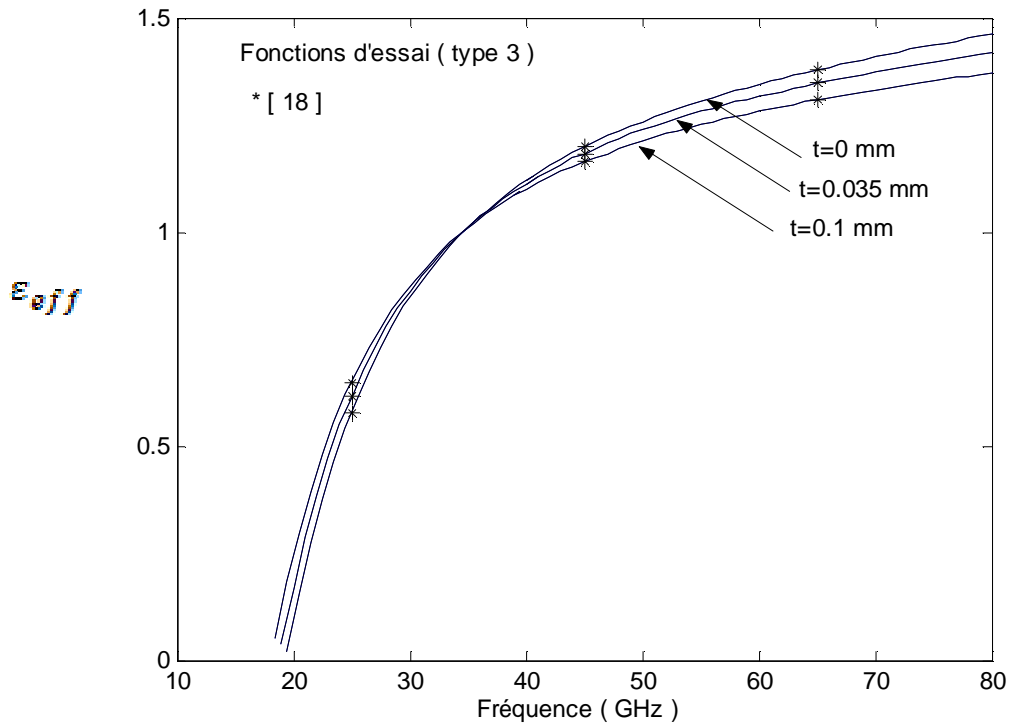


Figure (IV-3) : Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence
 (Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-19, $h_2 = 1.27$ mm, $h_3 = 2.606$ mm
 $d = 0.47752$ mm, $\epsilon_r = 3.8$)

La constante diélectrique effective augmente avec l'augmentation de la valeur l'épaisseur de métallisation (t) pour les fréquences basses, mais sa variation devient négligeable en milieu de la bande utile, et l'effet de l'épaisseur de métallisation est alors plus important en haute fréquence. Son augmentation diminue la constante diélectrique effective d'une façon considérable.

Les résultats obtenus en utilisant les trois types de fonction d'essai sont comparés à ceux de la littérature ^[18].

- Influence de la largeur de la fente sur la constante diélectrique effective :

La figure (IV-4) représente la constante diélectrique effective en fonction de la largeur de la fente (d) de la ligne à ailettes unilatérale avec épaisseur de métallisation finie $t = 70 \text{ m m}$ à une fréquence donnée de 75 GHz.

L'effet de la métallisation diminue lorsque la fente devient plus large.

Les deux courbes ($t = 70 \text{ m m}$, $t = 0$) convergent vers la même valeur lorsque la largeur de la fente (d) s'approche de la valeur de largeur de la ligne (b).

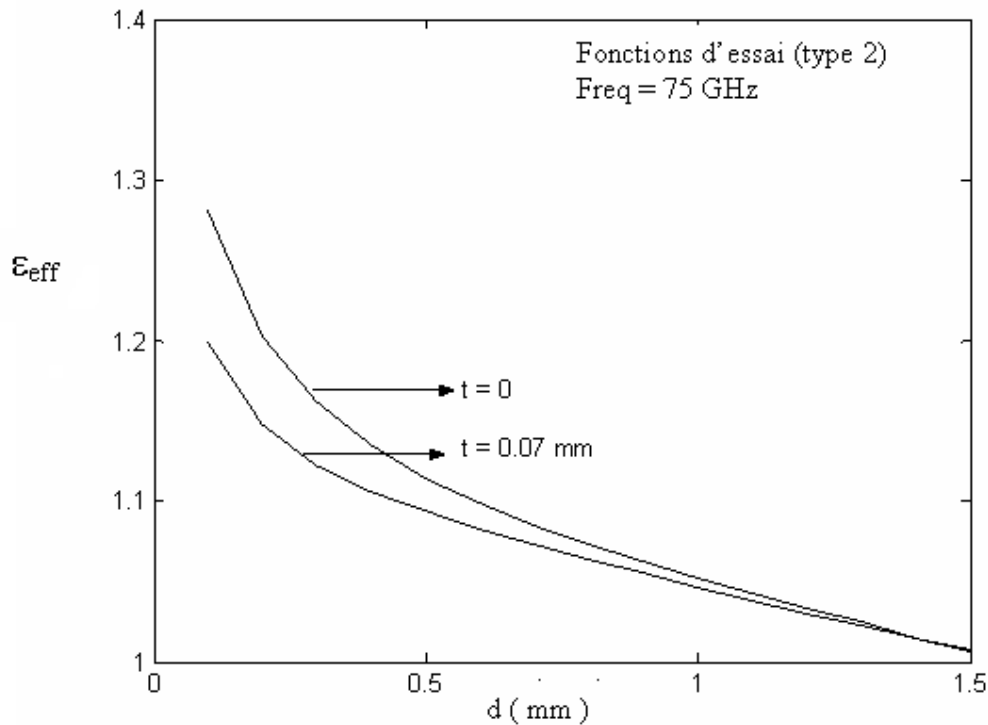


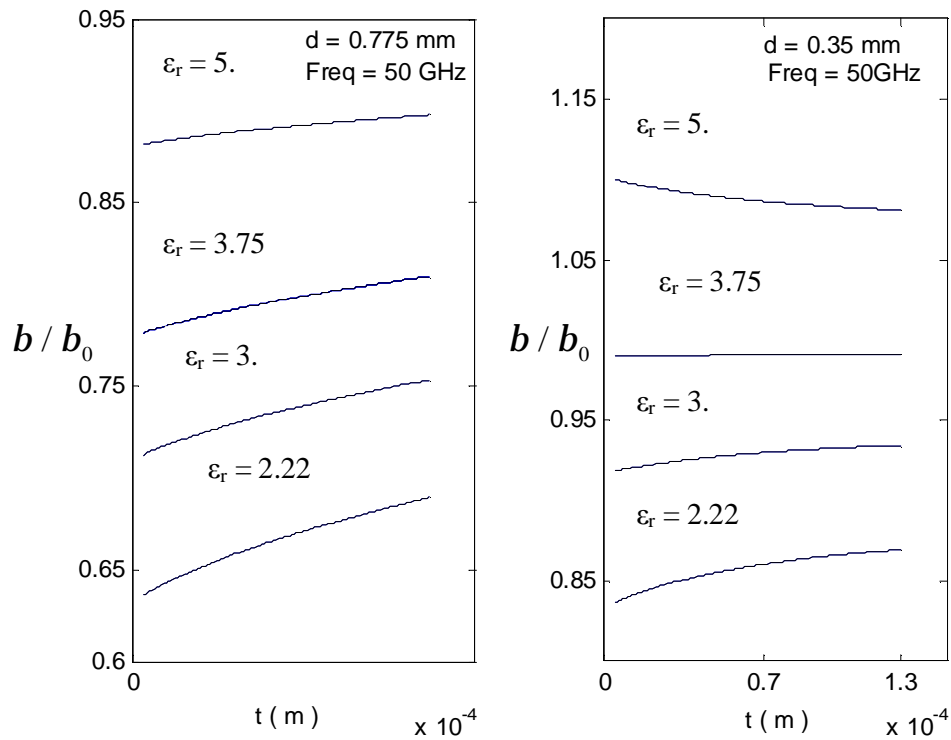
Figure (IV-4) : Evolution de la constante diélectrique effective en fonction la largeur de la fente

($h_1 = 1.5595 \text{ mm}$, $h_2 = 0.05 \text{ mm}$, $h_3 = 1.4895 \text{ mm}$, $b = 1.549 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 5$.)

- **Influence de l'épaisseur de métallisation sur la constante de propagation normalisée :**

Sur la figures (IV - 5 A, B et C) nous avons représenté les variations de la constante de propagation normalisée (b / b_0) en fonction de l'épaisseur de métallisation pour différentes valeurs de permittivités diélectriques relatives, pour deux largeurs de fente ($d = 0.775\text{mm}$, $d = 0.35\text{ mm}$), et pour différentes fréquences de la bande (Freq = 50 GHz , Freq = 65GHz, Freq = 80 GHz en utilisant les fonctions d'essai trigonométriques.

Nos résultats sont comparés à ceux de la littérature [19].



(A)

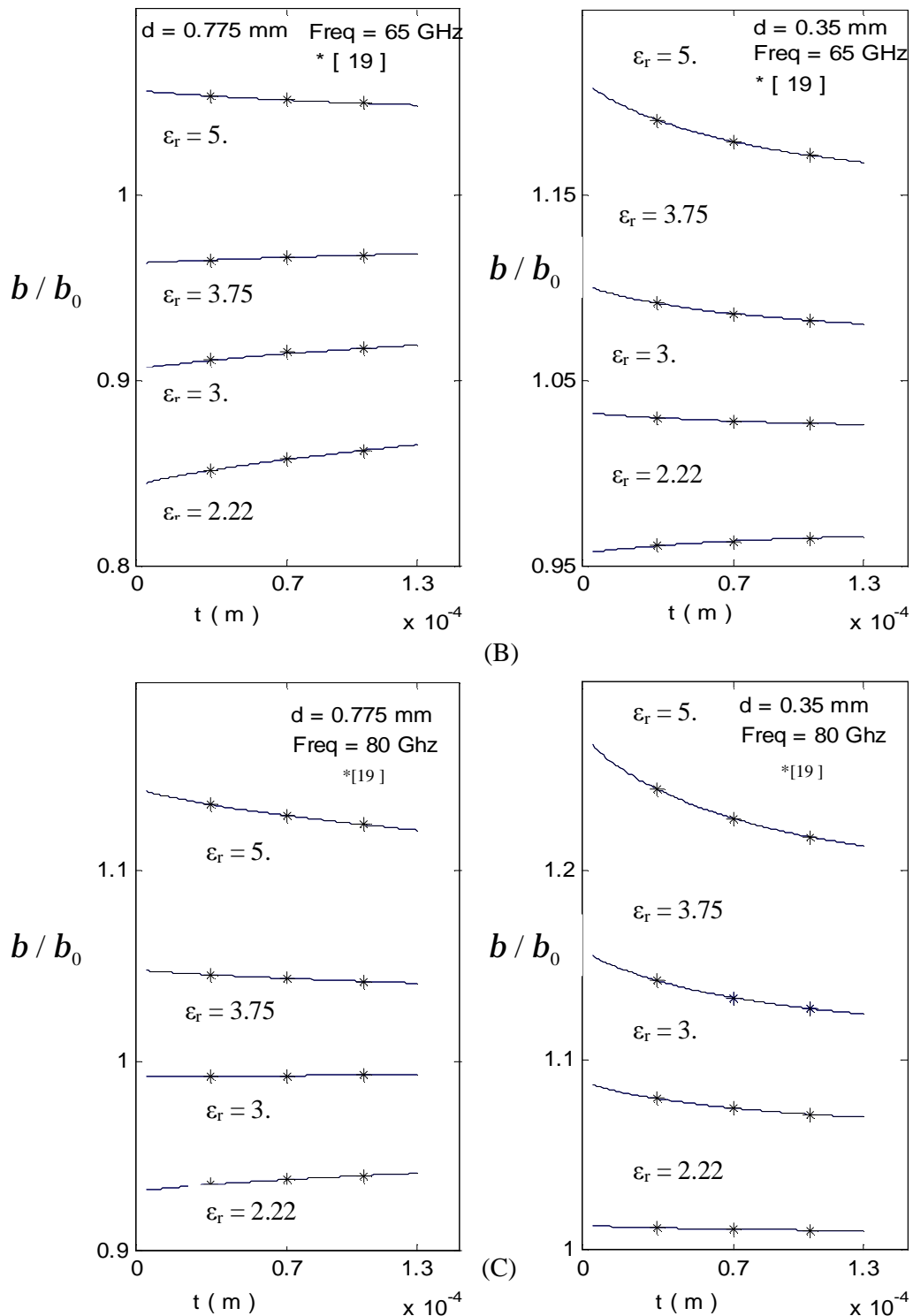
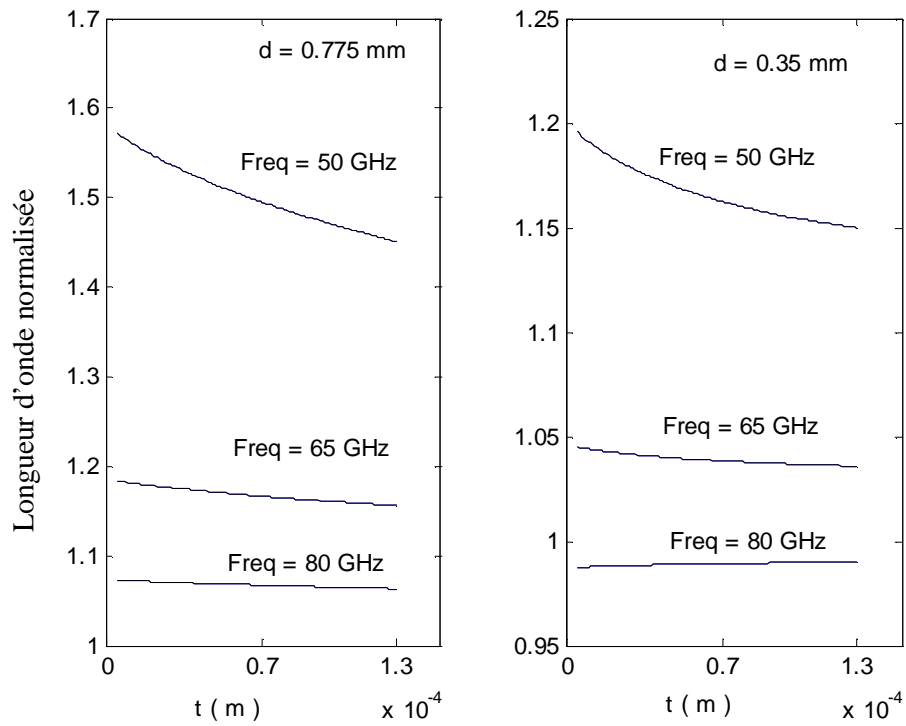


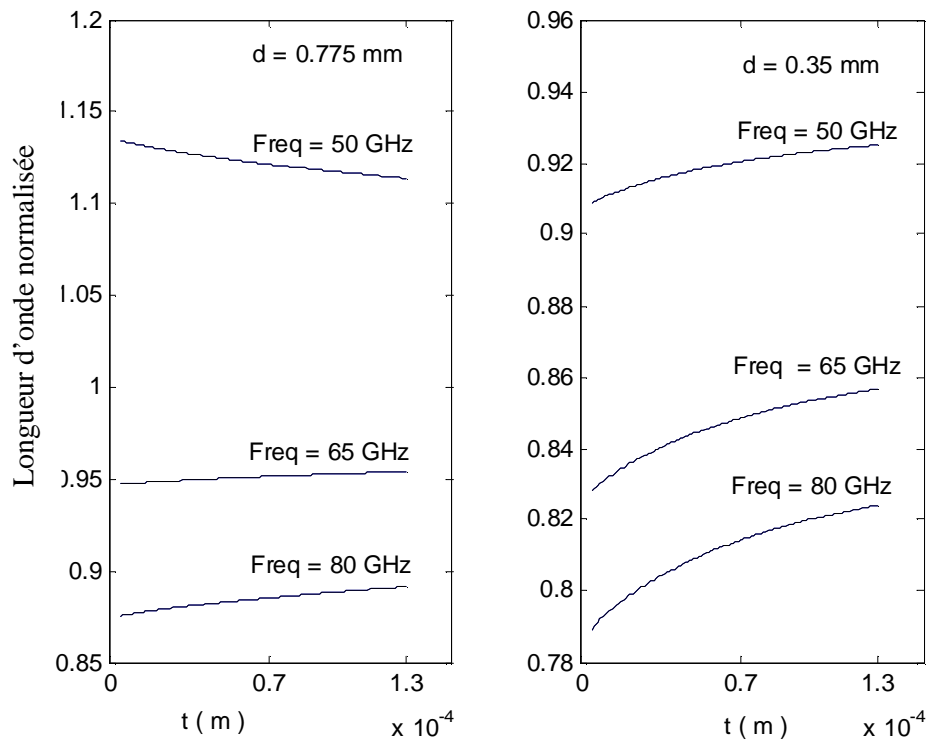
Figure (IV-5) : Variations de la constante de propagation normalisée en fonction de l'épaisseur de métallisation

(Ligne à ailettes unilatérales, $b = 1.55$ mm, $h_1 = 1.55$ mm, $h_2 = 0.110$ mm, $h_3 = 1.44$ mm)

- La longueur d'onde normalisée



($b = 1.55 \text{ mm}$, $h_1 = 1.55 \text{ mm}$, $h_2 = 0.110 \text{ mm}$, $h_3 = 1.44 \text{ mm}$, , $\epsilon_r = 2.22$)



($b = 1.55 \text{ mm}$, $h_1 = 1.55 \text{ mm}$, $h_2 = 0.110 \text{ mm}$, $h_3 = 1.44 \text{ mm}$, , $\epsilon_r = 5.$)

Figure (IV-6) : Variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de l'épaisseur de métallisation (t), (Ligne à ailettes unilatérales)

Les variations de la longueur d'onde normalisée en fonction de l'épaisseur de métallisation sont présentées sur la figure (IV-4). Les résultats obtenus confirment que l'effet de la métallisation devient considérable en haute fréquence notamment si la largeur la fente est très inférieure à celle du boîtier ou si la valeur de la constante diélectrique relative est grande.

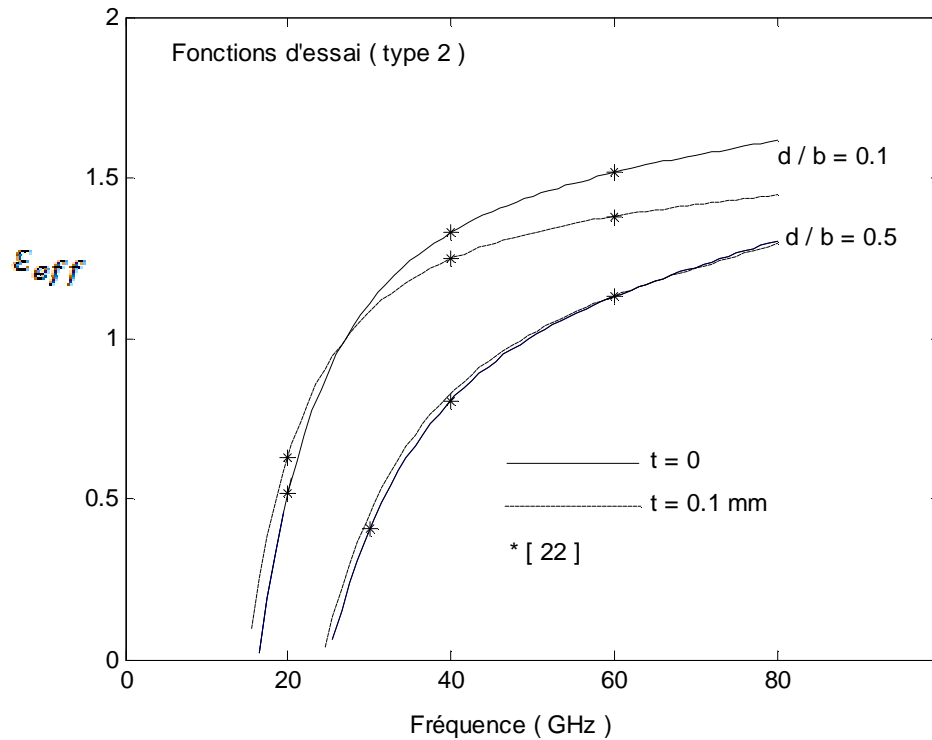


Figure (IV-6) : Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence (Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-19, $h_2 = 0.127$ mm, $h_3 = 2.606$ mm, $\epsilon_r = 3.8$)

La figure (IV-6) montre les variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence, le rapport d/b est donnée comme paramètre. Les résultats obtenus sont confrontés à ceux de la littérature [22].

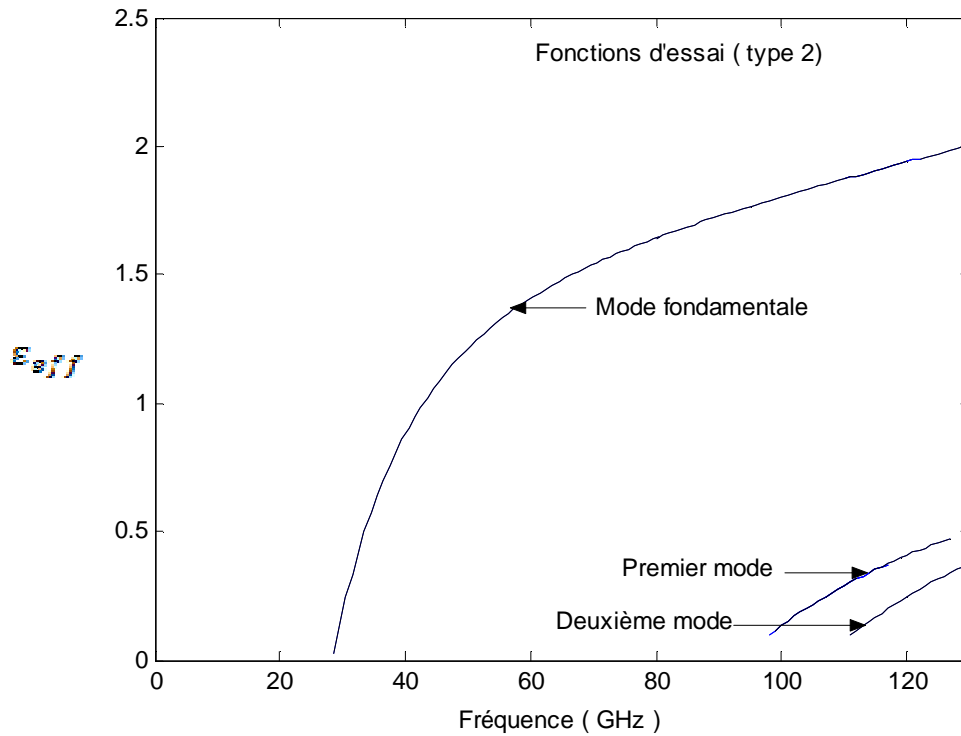


Figure (IV-7) : Variations de la constante diélectrique effective en fonction de la fréquence (Ligne à ailettes unilatérales, boîtier WR-12, $d = 0.4$ mm, $h_2 = 0.22$ mm, $t = 5$ mm, $\epsilon_r = 3.75$)

	b / b_0
Mode fondamental (Freq = 60 GHz)	* 1.1870 ** 1.1855
1 ^{er} Mode d'ordre supérieur (Freq = 100 GHz)	* 0.36627 ** 0.36959

Tableau (IV-1) : Comparaison entre nos résultats (*) et ceux de la littérature ^[22] (**)

Les trois premiers modes propres d'une ligne à ailettes unilatérales sont représentés sur la figure (IV-7) . Le tableau (IV-1) montre que nos résultats sont en très bon accord avec ceux de la littérature ^[22] .

Dans ce chapitre nous avons appliqué la technique de l'analyse modale à la ligne à ailettes unilatérales en tenant compte de son dépôt de métallisation ($t \neq 0$). Les résultats obtenus confirment la théorie et montrent l'influence de l'épaisseur de métallisation sur la constante diélectrique effective notamment pour les fréquences élevées.

Notre programme de calcul est validé par la comparaison de nos résultats avec ceux de nombreux chercheurs.

Conclusion générale :

La technologie hyperfréquence s'est développée rapidement ces dernières années et avec elle le développement des méthodes d'analyse pour les lignes de transmission planaires utilisées en ondes millimétrique, ce qui a poussé les chercheurs à mettre en œuvre différentes techniques numériques plus au moins efficace.

A travers notre thèse sont exploitées deux variantes de la méthode spectrale :

La première variante, basée sur la formulation classique des champs électromagnétiques dans la méthode spectrale, est largement utilisée du fait de sa facilité induite par le développement d'Itoh de l'approche d'immittance. La principale limitation de cette méthode est due au fait qu'elle exige une épaisseur mince du ruban métallique, inconvénient qu'on solutionne par l'application de la deuxième variante en développant le champs électromagnétiques dans chacune des région de la structure en termes de fonctions de modes (analyse modale) permettant ainsi l'analyse des structures réelles (épaisseur du ruban métallique fini).

Notre travail a progressé en partant de l'analyse de deux structures planaires duales, la ligne à ailettes unilatérales et la ligne micro ruban suspendu blindée, par la première variante de la méthode spectrale en optant l'approche d'immittance, en fonction de quoi les caractéristiques de ces lignes ont été déterminées.

Par la suite nous avons déduit les caractéristiques de la ligne micro ruban blindée et de la ligne micro ruban en calculant l'intégrale de cette dernière par la méthode de Gauss – Legendre (méthode appliquée quand la structure est ouverte) après l'avoir déterminé sous forme d'une sommation basée sur la transformée discrète de Fourier.

Puis nous avons appliqué l'analyse modale à l'étude de la ligne à ailettes unilatérales une première fois en négligeant l'épaisseur de métallisation ($t = 0$) et nous avons comparé les résultats obtenus avec ceux de la première variante de la méthode spectrale afin de montrer l'efficacité des deux variantes. Dans la seconde étape l'épaisseur de métallisation a été prise en compte ($t \neq 0$) et son effet a été étudié .

Le problème majeur auquel nous avons fait face réside dans la préparation analytique dans le cas où nous n'avons pas négligé l'épaisseur de métallisation, car la complexité des expressions des champs électromagnétiques rend les calculs difficiles.

La partie numérique, le long de cette thèse, est basée sur la technique de Galerkin qui est une variante de la méthode générale des moments. Pour l'étude des différentes structures nous avons utilisé trois fonctions d'essai (les fonctions trigonométriques, les fonctions de Tchebysheff, et les fonctions polynomiales) qui ont permis une convergence correcte et rapide des résultats.

Les programmes de calcul élaborés sont validés en comparant nos résultats avec ceux de nombreuses publications.

Références bibliographiques

- [1] **F.Gardiol** , « Hyperfréquences » , Dunod , France, 1987.
- [2] **Cam Nguwen**, « Analysis Methods for RF, Microwave and Millimeter-wave Planar Transmission Line Structures »», John Wiley & Sons Inc 2000.
- [3] **S.B.Cohen** , « Slot Line on a Dielectric Substrate », IEEE Trans.Vol.MTT-17, n°10, pp.768-778. October 1969.
- [4] **C.P.Wen**, « Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications », IEEE Trans, Vol.MTT-17, n°12, pp.1087-1090. December 1969.
- [5] **P.J.Meire**, «Integrated Fin-Line Millimeter Components », IEEE Trans, Vol.MTT-22, n°12, pp.1209-1216. December 1974.
- [6] **R.Sorrentino** et **T.Itho**, « Transverse Resonance Analysis Fin-Line Discontinuities », IEEE Trans. Vol.MTT-32, n°12, pp.1633-1638. December1984.
- [7] **H.EL Hennawy** and **K. Schunman**, « Impedance Transformation in Fin lines », IEEE, Vol.129.pt.H.n°6, pp.342-350. December1982
- [8] **M.Herald,J.Citerne** , **O.Picon**, **V.Fouad Hanna** , « Solution of Fin-Line Discontininities The Identification Of Its First Four Higher Order Modes ». IEEE MTT-S digest 1983.
- [9] **M. Herald,J.Citerne** , **O.Picon**, **V.Fouad Hanna** , « Theoretical and Experimental Investigation of Fin-Line Discontinuities” IEEE ,Trans on Microwave Theory and Techniques, Vol.MTT-33, n°10, pp994-1008. October 1985.

-
- [10] **T.Itoh** , « Numerical Technique for Microwave and Millimeter Wave Passive Structures », John Wiley & Sons Inc 1989.
- [11] **T. Itoh**, « Spectral Domain Analysis of Dominant and Higher Order Modes in Fin-Line », IEEE.MTT-S.Symp.Dig, pp.344-345. May 1979.
- [12] **J-B.Knorr** et **P.M.Shayda** , « Millimeter-wave Fin-Line Characteristics », IEEE trans. Vol MTT-28 , n°7, pp.737-743, July 1980.
- [13] **D. M.Syahkal** « Spectral Domain Method for Microwave Integrated Circuit » John Wiley & Sons Inc 1989.
- [14] **Spielman B.E.**,"Dissipation Loss Effects in Isolated and Coupled Transmission Lines." IEEE Trans. Microwave Theory and Tech, Vol MTT-25 , n°5, pp.648-656,1977.
- [15] **Itoh T.** and **Mitra R**, « A Technique for Computing Dispersion Characteristics of Shielded Microstrip Lines », IEEE Trans MTT-21, pp.496-499, 1973.
- [16] **Itoh T.** and **Mitra R**, « Spectral-Domain Approach for Calculating The Dispersion Characteristics of Microstrip Lines », IEEE, transactions on Microwave Theory and Techniques, July 1973.
- [17] **A. Wexler** , « Solution of Waveguide Discontinuities by Modal Analysis ». IEEE Trans. Microwave Theory and Techn.,Vol.MTT-15 , n°91, September 1967.
- [18] **T.Kitazawa** and **R.Mitra**, « Analyses of Fin-Line With Finite Metallisation Thickness », IEEE trans. Microwave Theory and Techn.,Vol.MTT-32 ,pp.1484-1487, October 1984.
- [19] **R.Vahldieck** and **Wolfgang J.R.Hoefer** , « The Influence of Metalisation Theckness and Mounting Grooves on the Characteristics of Fin-Lines. » IEEE, MTT-S Digest 1985.
- [20] **R.Vahldieck**, « Accurate Hybride-Mode Analysis of Various Fin-Line Confuguraions Including Multilayered Dielectrics,Finite Metallization Thickness ,and Substrate Holding Grooves" IEEE trans . Microwave Theory and Techn.,Vol.MTT-32 , n°11, November 1984.

- [21] **F J Schmuckle** And **R.Pregla**, « The Method of Lines for the Analysis of Planar Waveguides With Finite Metallization Thickness. », IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., Vol.39, n°1. January 1991.
- [22] **R.R.Mansour**, **R.H.Macphie**, « A Unified Hybrid-Mode Analysis for Planar Transmission Lines With Multilayer Isotropic/Anisotropic Substrates. » IEEE Trans. Microwave Theory and Techn, Vol.MTT-35 n°12. December 1991.
- [23] **T.Aguili**, **M.Gharbi**, **Bouallegue**, « Calcul de L'impédance Caractéristique D'une Ligne Ailettes à Dépôt de Métallisation Fini » Laboratoire: L .S Télécoms BP.37 ENIT, Le Belvédère-Tunis.
- [24] **R.Vahldieck**, **J.Bornemann**, « A Modified Mode Matching Technique and Its Application to a Class of Quasi-Planar Transmission Lines. » IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., Vol.33 n°10. October 1985.

Méthode de Gauss- Legendre :

La quadrature de Gauss est donnée par la formule :

$$\int_{-1}^1 f(t)dt = \sum_{i=1}^n A_i f(t_i) + E_n(f) \quad (1)$$

Ou les inconnues A_i , t_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) sont déterminées à partir du système non linéaire de $2n$ équations :

$$\begin{aligned} A_1 t_1^0 + A_2 t_2^0 + \dots + A_n t_n^0 &= 1/(0+1) = 2 \\ A_1 t_1^1 + A_2 t_2^1 + \dots + A_n t_n^1 &= 0 \\ A_1 t_1^2 + A_2 t_2^2 + \dots + A_n t_n^2 &= 1/(2+1) = 2/3 \\ A_1 t_1^3 + A_2 t_2^3 + \dots + A_n t_n^3 &= 0 \\ \dots\dots\dots & \\ A_1 t_1^{2n-2} + A_2 t_2^{2n-2} + \dots + A_n t_n^{2n-2} &= 1/(2n-1) \\ A_1 t_1^{2n-1} + A_2 t_2^{2n-1} + \dots + A_n t_n^{2n-1} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Le système (2) est non linéaire et sa résolution par la voie usuelle présente de grandes difficultés .C'est pourquoi on utilise une autre méthode :

on prend comme t_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$) les racine du polynôme de Legendre.

$$P_n(x) = \frac{1}{2^n n!} [(x^2 - 1)^n]^{(n)} \quad (3)$$

Par exemple :

$$\begin{aligned} P_0(x) &= 1 \\ P_1(x) &= x \\ P_2(x) &= (1/2)(3x^2 - 1) \\ P_3(x) &= (1/2)(5x^3 - 3x) \\ P_4(x) &= (1/8)(35x^4 - 30x^2 + 3) \text{ etc.} \end{aligned} \quad (4)$$

Si l'on connaît les abscisses t_i , on trouve facilement à partir du système linéaire de n premières équations du système (2) les constantes A_i ($i = 1, 2, 3, \dots, n$).

Si la fonction $f(x)$ est continue dans $[a, b]$, on utilise la quadrature de Gauss de la manière suivante :

$$\int_a^b f(x)dx = \frac{(b-a)}{2} \sum_{i=1}^n A_i f(x_i) + E_n(f) \quad (5)$$

Ou:

$x_i = (b+a)/2 + t_i (b-a)/2$, ($i = 1, 2, 3, \dots, n$), t_i étant les racines du polynôme de Legendre $P_n(x)$ dans l'intervalle $[-1, 1]$, A_i les solutions du système linéaires des n premières équations du système (2).

L'erreur de la formule de Gauss à n points d'appui est donnée par l'expression :

$$|E_n| = \left| \frac{(b-a)^{2n+1} (n!)^4 f^{(2n)}(c)}{[(2n)!]^3 (2n+1)} \right| \leq \frac{(b-a)^{2n+1} (n!)^4 M_{2n}}{[(2n)!]^3 (2n+1)} \quad (6)$$

Avec

$$c \in [a, b] \quad \text{et} \quad M_{2n} = \max_{[a,b]} |f^{(2n)}(x)|$$

Éléments de la matrice dyadique de Green [G] calculés en section (III – 3) :

$$G_{11} = \frac{1}{\left(a_n^2 + b^2\right) \sin g_{n1} h_1} \times$$

$$\left\{ \frac{jw e_0 a_n^2}{g_{n1}} \left[\cos(g_{n1} h_1) + e_r F_{n1} \frac{g_{n1}}{g_{n2}} \sin g_{n1} h_1 \right] + \frac{j b^2}{w m_0} \left[g_{n1} \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} F_{n2} \sin g_{n1} h_1 \right] \right\}$$

$$G_{12} = \frac{1}{\left(a_n^2 + b^2\right) \sin g_{n1} h_1} \times$$

$$\left\{ \frac{-w e_0 a_n}{g_{n1}} \left[\cos(g_{n1} h_1) + e_r F_{n1} \frac{g_{n1}}{g_{n2}} \sin g_{n1} h_1 \right] + \frac{b a_n}{w m_0} \left[g_{n1} \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} F_{n2} \sin g_{n1} h_1 \right] \right\}$$

$$G_{12} = -G_{21}$$

$$G_{22} = \frac{1}{\left(a_n^2 + b^2\right) \sin g_{n1} h_1} \times$$

$$\left\{ \frac{jw e_0 b^2}{g_{n1}} \left[\cos(g_{n1} h_1) + e_r F_{n1} \frac{g_{n1}}{g_{n2}} \sin g_{n1} h_1 \right] + \frac{j a_n^2}{w m_0} \left[g_{n1} \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} F_{n2} \sin g_{n1} h_1 \right] \right\}$$

F_{N1} et F_{N2} sont exprimer par :

$$F_{n1} = - \frac{\left[\begin{array}{l} g_{n2} \cos g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 - e_{n1} g_{n1} \sin g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \\ g_{n2} \sin g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 + e_{n1} g_{n1} \cos g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \end{array} \right]}{\left[\begin{array}{l} g_{n2} \cos g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 - g_{n1} \sin g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \\ g_{n1} \sin g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} \cos g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \end{array} \right]}$$

$$F_{n2} = - \frac{\left[\begin{array}{l} g_{n1} \cos g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 - g_{n2} \sin g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \\ g_{n1} \sin g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} \cos g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \end{array} \right]}{\left[\begin{array}{l} g_{n1} \cos g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 - g_{n2} \sin g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \\ g_{n1} \sin g_{n2} d \cos g_{n1} h_1 + g_{n2} \cos g_{n2} d \sin g_{n1} h_1 \end{array} \right]}$$

RESUME :

Dans ce travail, nous avons appliqué deux variantes de la méthode spectrale, qui ont été largement utilisées dans la littérature, pour analyser différentes structures planaires micro ondes, à savoir la méthode spectrale avec formulation des champs classiques (approche d'immittance) et la méthode spectrale avec formulation des champs en termes de modes (analyse modale).

Dans un premier temps, nous avons appliqué la première variante de la méthode spectrale à l'étude de la ligne à ailettes unilatérales et la ligne micro ruban suspendu blindée, pour lesquelles nous avons déterminé les paramètres caractéristiques.

Puis nous avons appliqué la deuxième variante à la ligne à ailettes unilatérales, en tenant compte de l'épaisseur des rubans métalliques. L'influence de cette dernière, sur les caractéristiques de la ligne, est étudiée.

La résolution numérique est basée sur les procédures de Galerkin en utilisant trois types de fonctions d'essai qui ont permis une convergence rapide et correcte vers la solution.

Mots clés : Ligne à ailettes, méthode spectrale, analyse modale, épaisseur de métallisation

Abstract:

In the present work we have used two formulations of the spectral approach, which have been developed for the analysis of various printed transmission lines for microwave integrate circuits and used extensively in many studies.

In the first part of our investigation, unilateral fine line and shielded suspend microstripline are analyzed using the spectral domain technique (immittance approach) and their characteristics are determined.

After the influence of metallization thickness in unilateral fine line is investigated with modal analysis. The effect of this parameter on the dominant mode propagation is determined.

The numerical resolution is performed by means of de Galerkin procedure with the use of three basis functions that allows a great convergence.

ملخص :

في هذا العمل استعملنا نوعين هاميين من الطريقة الطيفية الأكثر استعمالا في دراسة خطوط الاتصال المخصصة لنقل الأمواج المليمترية. وهما الطريقة الطيفية الطبيعية و طريقة التحليل الذاتي.

حيث قمنا في أول الأمر بدراسة الخطوط المجنحة اوحادية الطرف و الخطوط المتكونة من شريط ناقل دقيق و معلق، باستعمال الطريقة الطيفية و استخرجنا خصائصهما الكهرومغناطيسية، ثم قمنا بدراسة الخطوط المجنحة اوحادية الطرف باستعمال طريقة التحليل النمطي التي تسمح بعدم إهمال سمك الصفيحتين المعدنيتين المكونتين للشريطين الناقلين و بينا تأثيره على كل الخصائص الكهرومغناطيسية لهذه الخطوط.

و من الجانب الحسابي لهذه المنهجية استعملنا طريقة جالركين باختيار ثلاث دالات أساس مكنتنا من الحصول على تقارب جيد و صحيح للنتائج العددية.

Remerciements :

J'exprime toute ma gratitude et mes respects à Monsieur Mohamed Lahdi Riabi , professeur à l'université de Constantine pour m'avoir assuré la direction de cette thèse avec une grande compétence, par ces conseils et son aide précieuse et efficace.

Je suis très honoré que Monsieur Abdelmadjid Benghalia , professeur à l'université de Constantine, ait accepté de présider le jury de cette thèse. Je lui exprime mes sincères remerciements et respects.

Je tiens à remercier profondément Monsieur Mohamed Taoufik Benhabiles , Maître de conférence à l'université de Constantine, d'avoir accepté de m'honorer de sa présence dans ce jury, d'avoir suivi de près ce travail et qui m'a été d'un apport considérable.

J'adresse ma profonde reconnaissance et mes chaleureux remerciements à Monsieur Abdelhafid chaabi , professeur à l'université de Constantine, pour sa présence dans ce jury son aide, ces encouragements et ces conseils précieux.

Un grand remerciement également à tous ceux et celles qui m'ont portés aide, assistance et soutien tout au long des étapes de préparation de ce travail.