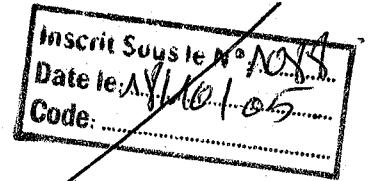


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Abou Bekr Belkaid de Tlemcen
Faculté des Sciences - Département de Physique

Thèse

Présentée pour obtenir

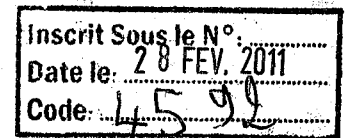


Le Titre de :

DOCTEUR D'ETAT

en Physique

Spécialité : Electronique



Par

M^{me} MEKKIOUI ZAHERA née MEKKIOUI

Thème

***Contribution à l'Analyse d'Antennes Diélectriques
Microruban à Ondes de Fuite Unidimensionnelle et
Bidimensionnelle à Motif Métallique Quelconque***

Soutenue oralement le 26 Septembre 2004 devant le Jury composé de :

M. T. BENOUAZ Professeur à l' Université de Tlemcen

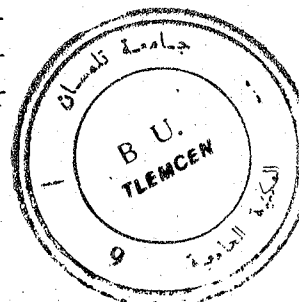
Président

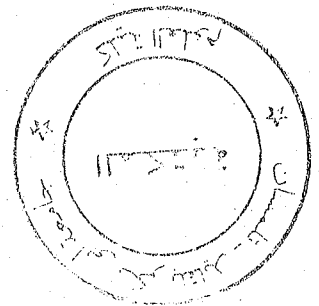
MM. B. BENYOUCEF Professeur à l'Université de Tlemcen
H. BAUDRAND Professeur à l'Institut National
Polytechnique de Toulouse (ENSEEIH)

Directeur de Thèse en Algérie.
Co-Directeur de Thèse en France.

S. KHALDI Professeur à l'Université de Tlemcen
M. FEHAM Professeur à l'Université de Tlemcen
M. INAL Professeur à l'Université de Tlemcen

Examineur
Examineur
Examineur





à

**Ma mère et Mon père
Miloud et Djawed
Mes frères
Ma soeur**

Remerciements

Ce présent travail, a été effectué en collaboration avec le Laboratoire *d'Electronique de l'Ecole Nationale Supérieure d'Electricité, d'Electronique, d'Hydraulique, d'Informatique et de Télécommunications*, Institut National Polytechnique de *Toulouse* INPT dans le groupe de Recherche Micro-ondes (GRE), dirigé par Monsieur Le Professeur **H. BAUDRAND**. J'exprime toute ma gratitude à son égard pour m'avoir efficacement dirigée tout au long de ce travail. Je lui serai toujours reconnaissante pour son soutien permanent, ses discussions, sa disponibilité pendant l'accomplissement de ce travail. Sa grande compétence scientifique et ses idées originales ont été décisives pour son aboutissement.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur **B. BENYOUCEF**, Directeur de l'Unité de Recherche *Matériaux et Energie Renouvelables* URMER de l'Université de *Tlemcen* pour avoir accepté de diriger ce travail. Son soutien permanent ainsi que sa disponibilité pour l'achèvement de ce travail m'ont été très favorables.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur **T. BENOUAZ** de l'Université de *Tlemcen*, directeur du Laboratoire de recherche *L.A.T* pour avoir accepté de rapporter ce travail et m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur **S. KHALDI** de l'Université de *Tlemcen* pour avoir voulu faire part de ce jury.

Que Monsieur le Professeur **M. FEHAM** de l'Université de *Tlemcen* trouve ici mes remerciements pour avoir accepté de rapporter et examiner ce travail.

J'adresse à Monsieur le Professeur **M.K. INAL** de l'Université de *Tlemcen* mes remerciements les plus sincères pour avoir voulu examiner ce travail.

Je ne pourrais oublier toute personne qui a contribué de près ou de loin à l'accomplissement de ce travail. Qu'elle trouve ici mes remerciements les plus sincères.

Résumé

Contribution à l'Analyse d'Antennes Diélectriques Microruban à Ondes de Fuite Unidimensionnelle et Bidimensionnelle à Motif Métallique Quelconque

Dans ce travail, différentes propositions sont consacrées au développement de méthodes numériques pour la caractérisation de discontinuités planaires utilisées dans la conception d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite et l'investigation de structures nouvelles et performantes.

Dans un premier temps, nous nous intéressons à développer le modèle d'analyse d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite. Tenant compte des dimensions finies de la structure (effets de bords), il est basé sur le modèle du guide à murs magnétiques. La méthode de résolution est du type intégrale variationnelle multimodale. Les équations de continuité vérifiées par les champs électromagnétiques au niveau de la discontinuité de la structure rayonnante qui est due à la présence du métal, sont données en termes d'opérateurs admittances restreints aux portions du domaine de définition de la discontinuité contrairement à la fonction de Green définie dans tout le domaine. Celui-ci permet de poser la relation linéaire liant le champ électrique transverse à une densité de courant de même nature que le champ magnétique (obtenu par rotation du champ magnétique transverse de $\pi/2$). Selon la complexité de la structure, un schéma équivalent systématique et comparable aux circuits électriques classiques est établi. Il introduit le concept de fonction d'essai comme une source virtuelle ajustable. Par ce moyen rigoureux, tous les paramètres d'une structure peuvent être pris en considération : source d'excitation, milieux non homogènes, dimensions finies et forme arbitraire, etc.... Par ailleurs, par la méthode de résonance transverse, la simple relation liant E et J , permet de considérer la structure à une interface bien choisie, comme la discontinuité de deux lignes de transmission comparables aux portions de guides d'ondes (homogène, inhomogène, infini ou court-circuité). Par ailleurs, le problème homogène aux valeurs propres est résolu numériquement par la méthode de Galerkin. Cette dernière, est utilisée pour la représentation matricielle de l'opérateur admittance ainsi défini.

Notre travail a consisté dans les premières applications du modèle développé, à un choix judicieux des fonctions des bases de décomposition et d'essai dans le cas d'un ruban métallique (respectivement modes TE et TM d'un guide à murs périodiques et magnétiques). Ceci nous permettra par conséquent, d'accélérer la recherche des constantes de propagation complexes d'antennes à ondes de fuite. Par ailleurs, l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de rayonnement dans le cas d'antenne unidimensionnelle (1-D) à plan de masse variable et à couches diélectriques superposées en revêtement est présentée. Une étude de convergence portant sur le nombre de modes TE et TM est requise. Plusieurs résultats sont proposés et discutés avec la littérature. Ainsi, la souplesse et l'efficacité de cette formulation sont illustrées.

Dans une autre application, notre travail est consacré à la formulation du problème par des fonctions d'essai rigoureuses pour l'analyse d'antennes à ondes de fuite à motif métallique quelconque. Ces dernières sont générées numériquement par la méthode de moindres carrés et combinée d'une manière originale à la méthode des éléments de frontière. Elles sont définies dans le sous-domaine quelconque délimité par le motif métallique. Par une réduction d'intégrale de surface en intégrale de contour, la matrice des produits scalaires inter-modes est simplifiée et réduite en temps de calcul. Des études de convergence portant sur le nombre de modes TE et TM, le nombre de fonctions d'essai et le nombre de segments linéaires discrétisés sont élaborées. Sa fiabilité est mise en évidence par son application à l'investigation de formes nouvelles périodiques de plus en plus complexes (2 rubans par période, pavés, exponentiel, sinusoïdal, Comb). Le logiciel développé permet d'optimiser les caractéristiques de rayonnement ou de les adapter à certaines exigences. Des résultats sont obtenus et comparés à la littérature.

Enfin, l'application du modèle à l'étude d'une antenne bidimensionnelle (2-D) à ondes de fuite à double faisceaux dans deux plans perpendiculaires sans avoir recours à introduire un réseau de déphasage est détaillée. Cette structure permet de pallier à la limitation de l'application du balayage électronique dans un plan dans le cas de l'antenne unidimensionnelle. Ainsi, l'excitation d'ondes de fuite selon (ox) et (oy) permet de balayer le faisceau dans deux plans perpendiculaires par excursion de fréquence.

Mots clés : Antenne. Onde de fuite. Unidimensionnelle. Bidimensionnelle. Résonance Transverse. Méthode de Galerkin. Eléments de frontières. Quelconque. Rayonnement. Balayage électronique. NLS. Largeur à mi-puissance. Rendement. Gain.

Abstract

Contribution to Unidimensional and Bidimensional Dielectric Microstrip Leaky-Wave Antennas Analysis of Arbitrary Metallic Shape

In this work, many studies are proposed in order to perform numerical methods applied to planar discontinuities useful for novel and performed dielectric microstrip leaky-wave antennas structures design.

In a first step, we are interesting to develop an analysis model for microstrip dielectric leaky-wave antennas, taking into account the finite dimensions of the structure (edge effects) is based upon the wave guide with magnetic walls model. The method of resolution is an integral variational and multi-modal equation. The continuity conditions verified by the electromagnetic fields at the discontinuity of the radiating aperture where metallic parties are etched, are given upon the admittance operator formalism. It is reduced to the discontinuity definition domain when the Green function is defined in the full domain. It permits to establish the linear relation between the transverse electric field and a current density related to the transverse magnetic field (obtained by $\pi/2$ rotation of the magnetic field). With the structure complexity, a systematic equivalent network comparable to classic circuits is posed. It introduces the trial function concept as an adjustable virtually source. By this judicious model, all the parameters of a radiating structure can be considered: excitation, inhomogeneous medias, finite dimensions etc... Otherwise, by the transverse resonance method, a simple relation between E and J, permits to view the structure at a given interface as a discontinuity of two transmission lines comparable to wave guides portions (homogeneous, inhomogeneous, infinite, court-circuited). Further more, the homogeneous eigen value problem is solved numerically by the Galerkin method. It permits the admittance operator matrix representation.

Our work is reduced to the first applications of the model developed, to a judicious choice of the element on the expansion and trial basis in the case of a metallic strip (respectively TE and TM modes of the wave guide with periodic and magnetic walls). Thus, the complex propagation constant search of microstrip dielectric leaky-wave antennas is accelerated. The effects of geometric parameters on radiating characteristics for one-dimensional (1-D) with a variable ground plane and stacked superstrates dielectric coating leaky-wave antennas are shown. A convergence study on TE and TM modes numbers is required. Many examples are proposed and discussed with the literature. Then, the flexibility and the fiability of this formulation are illustrated.

In another application, our contribution is a formulation of the problem for arbitrary shape microstrip leaky-wave antenna by rigorous and judicious trial functions. These last are generated numerically by least squares method combined originally to the boundary element method. They are defined in the sub-domain delimited by the metal. Accelerated scheme in evaluating the inter-modes inner products are proposed. Many Convergence studies are elaborated since they contribute in selecting the modes, trial functions numbers and number of linear segments. This formulation has shown its success in investigating novel periodic structures (2 strips per period, paves, exponential, sinusoidal, Comb...). The code developed permits the optimisation of the radiating characteristics or to respect some specifications. Many examples are given and compared to the literature.

At last, the application of the analysis of a bi-dimensional (2-D) microstrip leaky-wave antenna with two beams steered in two perpendicular planes without introducing phase shifters has to avoid the limitation in one plane of the electronic scanning by the operating frequency changes. Then, the excitation of leaky-wave propagating along (ox) and (oy) directions ensures the two beams scanning applications

Keys Words : Antenna. Leaky-wave. Unidimensional. Bidimensional. Transverse Resonance. Boundary Element Method. Galerkin Method. Boundary elements. Radiation. Electronic scanning. SLL. Beam width. Efficiency. Gain.

Index des Notations

E	espace de Hilbert isomorphe de carré sommable.
E^*	espace dual de E
$\langle u v \rangle$	produit scalaire dans E
$ v \rangle$	un élément de E (Ket)
$\langle u $	un élément de E^*
δ_{mn}	delta de Kronecker
(e_x, e_y, e_z)	base orthonormée dans un repère cartésien
\hat{L}	opérateur linéaire
$[\hat{L}]$	représentation matricielle de l'opérateur L
$[\hat{L}]_{ij}$	élément situé à i - ^{ème} ligne et sur la j - ^{ème} colonne
\hat{Y}	opérateur admittance
\hat{Z}	opérateur impédance
$[X]$	vecteur colonne
$[0]$	vecteur colonne nul
E_t	champ électrique transverse
H_t	champ magnétique transverse
J	densité de courant
$ g_p \rangle$	fonction d'essai
$\{ e_{mn} \}$	base de décomposition du guide vide infini
$\{ e'_{mn} \}$	la duale de $\{ e_{mn} \}$
β_{yn}	constante de phase du n ^{ième} harmonique
α	constante d'atténuation de l'onde de fuite
K_o	nombre d'onde en espace libre
K_c	constante de coupure du mode considéré
γ	constante de propagation du mode considéré
λ_o	longueur d'onde en espace libre
λ_g	longueur d'onde guidée
Γ_m	coefficient de réflexion
θ_n	angle d'émergence du n ^{ième} harmonique
(θ, ϕ)	couple de directions angulaires
E_z, H_z	fonctions génératrices dans un guide
ϵ_o	permittivité du vide
ϵ_r	constante diélectrique
μ_o	perméabilité du vide

Sommaire

Sommaire :

Dédicaces

Remerciements

Résumé

Abstract

Sommaire

Introduction Générale 1

Chapitre 1: Antenne à Ondes de Fuite- Méthode de résonance Transverse 6

I-Généralités sur les antennes à ondes de fuite.....	7
I-1 Présentation	7
I-2 Caractéristiques des ondes de fuite	9
I-3 Propriétés de structures périodiques	10
I-3-1 Existences d'harmoniques d'espace.....	10
I-3-2 Condition de rayonnement	10
I-3-3 Diagramme de Brillouin.....	11
I-3-4 Gain en directivité.....	13
I-3-5 Rendement.....	13
I-4 Exemple d'application : Le guide diélectrique à ondes de fuite.....	13
I-5 Critères de conception	14
I-5-1 Largeur des rubans métalliques (W).....	15
I-5-2 Hauteur du guide (a)	15
I-5-3 Largeur du barreau diélectrique (b)	15
II- Méthodes d'analyse	15
II-1 Etat de l'art	15
II-2 Choix de la méthode numérique	16
III La méthode de Résonance Transverse	16
III-1 Principe de la méthode	16
III-2 Développement de la méthode par le formalisme des opérateurs	16
III-2-1 La Notation de Dirac	17
III-2-2 Relation entre champ électrique et magnétique transverses	17
III-2-3 Opérateur admittance.....	18
III-3 Fonctions d'essai – Schéma équivalent d'une discontinuité	19
III-3-1 Fonctions d'essai.....	19
III-3-2 Formulation de la résonance transverse en E et J	19
III-4 Décomposition du champ sur une base appropriée :	20
Conclusion du chapitre 1	23
Références du Chapitre 1.....	23

❦ ❦ ❦

Chapitre 2 : Antenne Diélectrique Microruban Uniforme à Ondes de Fuite à plan de masse variable.....27

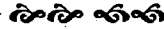
A- Cadre de l'étude	28
A-I Analyse d'une antenne diélectrique microruban uniforme à ondes de fuite à plan de masse variable.....	28
A-I-1 Structure d'antenne	28
A-I-2 Présentation du modèle	30
A-II Choix de la méthode numérique : Méthode de résonance transverse.....	30
A-III Application à l'étude d'antenne à ondes de fuite	31
A-III-1 Construction de la ligne de transmission équivalente : Schéma équivalent.....	31
A-III-2 Mise en équation du problème : Equation de continuité	32
A-III-3 Fonctions d'essai.....	35
A-III-4 Représentation matricielle : Méthode de Galerkin.....	37
A-IV- Diagramme de rayonnement	37
A-IV-1 Méthode générale	37
A-IV-2 Méthode approchée.....	39
B- Résultats Numériques – Interprétations et discussions.....	41
B-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe	41
B-II Etude de convergence	41
B-III- Résultats	41
Conclusion du chapitre 2.....	52
Références du chapitre 2.....	52

❦ ❦ ❦

Chapitre 3 : Antenne à Ondes de Fuite à Plusieurs Couches Diélectriques Superposées en Revêtement55

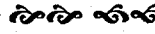
A- Etat d'art :	56
B- Cadre de l'étude : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à plusieurs couches superposées en revêtement.....	56
C- Formulation du Problème.....	58
C-I Méthode de Résonance Transverse.....	58
C-II Méthode des Moindres Carrées.....	60
D- Résolution numérique- Exemples-Interprétations	60
D-I Description du programme pour la détermination de la constante de propagation complexe.....	60
D-II Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à une seule couche diélectrique en revêtement	60
D-II-1 En bande millimétrique	60

D-II-2 En bande Ku.....	63
D-II-3 En bande X	69
D-III Antenne microruban à ondes de fuite à plusieurs couches diélectriques en revêtement.....	69
Conclusion du chapitre 3.....	81
Références du chapitre 3.....	81



Chapitre 4 : Antenne à Ondes de Fuite Uniforme à Motif Métallique quelconque83

A- Etat d'art.....	84
B- Cadre de l'étude: Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque	85
C- Formulation du Problème.....	86
C-I Méthode de Résonance Transverse.....	86
C-II Fonctions d'essai dans le cas de motif quelconque.....	87
C-II-1 Etat d'art	87
C-II-2 Formulation du problème	88
C-II-3 Résolution par méthode des moindres carrées	89
C-II-4 Calcul des termes diagonaux : F_{pp}	91
C-II-5 Calcul des termes non diagonaux : F_{pq}	93
C-III Structures d'antenne à motif présentant des murs de symétrie	98
C-III-1 Cas d'un seul mur de symétrie horizontal électrique ou magnétique à $x=0$	98
C-IV Détermination numérique de la base des fonctions d'essai	99
C-IV-1 Description du programme de calcul des fonctions d'essai	99
C-IV-2 Etude de convergence	101
C-IV-3 Représentation des fonctions d'essai	102
C-IV-4 Base des fonctions d'essai : Vérification de l'orthogonalité des fonctions	104
D- Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement.....	104
D-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe.....	104
D-II Etude de convergence : validité dans le cas d'un motif simple.....	105
E- Résultats -interprétations	106
E-I Type 1 : deux rubans par période.....	106
E-II Type 2 : pavés périodiques	109
E-IV Type 4 : forme exponentielle (Vivaldi).....	112
E-V Type 5: forme sinusoïdale.....	113
E-VI Type 6 : forme Comb.....	114
Conclusion du chapitre 4.....	115
Références du chapitre 4.....	115



Chapitre 5 : Antenne Diélectrique Microruban bidimensionnelle à Double faisceaux à Ondes de Fuite118

A- Etat d'art..... 119

B- Cadre de l'étude : Antenne Diélectrique Microruban Bidimensionnelle à Double faisceaux à Ondes de Fuite120

 B-I Cellule unitaire et schéma équivalent de l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite bi-périodiques.....121

 B-II Formulation du problème122

 B-II-1 Méthode de Résonance Transverse.....122

 B-II-2 Expressions en termes d'opérateurs admittances.....123

 B-III Fonctions d'essai : Motif carré ou rectangulaire125

 B-IV Formulation du problème dans le cas simplifié d'une seule fonction d'essai126

 B-V Phénomène d'aveuglement ou Scan Blindness.....127

 B-V-1 Modes de Floquet pour la structure 2-D périodique.....127

 B-V-2 Condition d'existence du phénomène d'aveuglement.....128

 B-VI Formulation du problème dans le cas du maillage triangulaire129

 B-VII Expressions des champs130

 B-VII-1 Expressions des composantes transversales du champ électrique à l'ouverture rayonnante.....130

 B-VII-2 Expressions du champ électrique lointain – Diagramme de rayonnement.....131

C- Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement- Résolution Numérique132

 C-I Description du programme de calcul de la constante de propagation Complexe.....132

D- Résultats –interprétations134

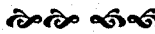
 D-I Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage rectangulaire134

 D-I-1 Etude de convergence134

 D-I Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage triangulaire.....143

Conclusion du chapitre 5.....144

Références du chapitre 5.....145



Conclusion Générale.....146

Perspectives.....148

Publications149



Annexes

<i>Annexe N°1 : Calcul des éléments de la base $\{e_{mn}\}$ de décomposition de l'opérateur admittance, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à murs magnétiques et périodiques...</i>	150
<i>Annexe N°2 : Calcul des éléments de la base des fonctions d'essai $\{g_{kl}\}$, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à murs magnétiques.</i>	154
<i>Annexe N°3 : Calcul des composantes du Champ Electrique proche à l'ouverture $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$</i>	158
<i>Annexe N°4 : Calcul des composantes du champ Electrique lointain (diagramme de rayonnement) : $E_\theta(\theta,\phi)$, $E_\phi(\theta,\phi)$.....</i>	161
<i>Annexe N°5 : Discrétisation du contour d'intégration (ζ) en éléments de frontière</i>	164
<i>Annexe N°6 : Réduction d'une intégrale de surface à une intégrale de contour.</i>	167
<i>Annexe N°7 : Calcul des éléments de la base $\{e_{mn}\}$ de décomposition de l'opérateur admittance, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à 4 murs périodiques.</i>	172

Introduction Générale

Les développements remarquables retenus pour la technologie en bande millimétrique, ont permis la conception de systèmes de communication de petites dimensions rigides et d'une meilleure résolution. En plus la demande de radar à grande précision pour les applications militaires, le domaine de la détection et pour les systèmes de communication mobiles a généré un besoin important pour des systèmes moins complexes, performants et de bas prix à balayage électronique. Ces dispositifs pallient aux inconvénients mécaniques des systèmes classiques qui sont chers et possèdent un taux de balayage trop lent dans la plupart des applications.

Un réseau classique de patches imprimés sur le même substrat présente un inconvénient majeur dans la réalisation du dispositif d'excitation qui est encombrant et très coûteux, une fois les dimensions du réseau augmentent. Pour pallier à ces inconvénients d'ordre pratique et puisque un balayage du faisceau ne peut être réalisé que par un contrôle supplémentaire à l'aide de déphaseurs, la solution réside dans l'utilisation d'une antenne dispersive dont le balayage dans un plan qui reste un obstacle important à surmonter, est obtenu par excursion de fréquence. Le guide diélectrique à ondes de fuite constitue une solution intéressante dans la mesure où il permet de simplifier le dispositif d'excitation. La section du guide servant de support aux ondes rayonnantes peut être de plusieurs géométries (rectangulaire, circulaire ou quelconque). Les discontinuités qui perturbent la propagation sans pertes des champs électromagnétiques sont obtenues par des fentes longitudinales ou transversales appliquées sur le guide ou en technologie microruban. Les antennes à ondes de fuite ont la possibilité de produire des diagrammes très directifs et peuvent être conformées sur n'importe quelle surface. Elles réalisent facilement une adaptation d'impédance à l'entrée et à la sortie et offrent un balayage sur une large ouverture angulaire.

Dans la pratique, on réalise ces antennes en testant pour un guide diélectrique donné différentes largeurs de rubans métalliques jusqu'à obtenir le résultat souhaité. Cette procédure étant longue et coûteuse, notre travail consiste à faire une étude théorique rigoureuse afin d'optimiser les performances et les caractéristiques de rayonnement de ce type d'antennes en fonction de leurs dimensions géométriques et de la bande de fréquence de travail. Ceci constituera un outil de C.A.O efficace pour l'investigation de formes nouvelles et performantes d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite.

Une modélisation précise et rigoureuse de ces antennes est difficile à obtenir. En premier lieu, les méthodes d'analyse utilisées étaient essentiellement des méthodes d'approximations où parfois la constante de pertes α n'est prise en compte. L'accroissement de la place mémoire disponible sur ordinateur et la rapidité des microprocesseurs au cours de ces dernières années, ont permis d'envisager des méthodes plus rigoureuses. Nous nous sommes ainsi, intéressés à définir avec précision les caractéristiques de rayonnement de telles antennes. Une méthode du type intégrale nous a semblé dès le départ préférable à toutes les méthodes différentielles, dans la mesure où nous voulions faire tourner nos programmes de calcul sur de simples PC. Dans cette optique, nous avons développé une méthode de résonance combinée à la méthode des moments pour rechercher les constantes de propagation complexes de structures d'antennes à ondes de fuite puis leurs diagrammes de rayonnement.

Dans le travail présenté dans cette thèse, le modèle judicieusement choisi est le modèle du guide d'onde à murs magnétiques et périodiques pour simuler la réalité physique de la structure : effets de bords et périodicité. La méthode de résolution est du type intégrale variationnelle multi-modale. Les équations de continuité vérifiées par les champs électromagnétiques au niveau de la discontinuité de la structure rayonnante qui est due à la présence du métal sur le plan de l'ouverture sont données en termes d'opérateurs admittances restreints aux portions du domaine de définition de la discontinuité contrairement à la fonction de Green définie dans tout le domaine. Celui-ci permet de poser la relation linéaire liant le champ électrique transverse à une densité de courant de même nature que le champ magnétique (obtenu par rotation du champ magnétique transverse de $\pi/2$). Selon la complexité de la structure, un schéma équivalent systématique et comparable aux circuits électriques classiques est établi en introduisant le concept de fonction d'essai comme une source virtuelle ajustable. Par ce

moyen rigoureux, tous les paramètres d'une structure peuvent être pris en considération : source d'excitation, milieux non homogènes, dimensions finies et formes arbitraires, etc.... Par ailleurs, par la méthode de résonance transverse, la simple relation liant E et J , permet de considérer la structure à une interface bien choisie, comme la discontinuité de deux lignes de transmission d'impédances caractéristiques comparables aux admittances des modes des portions de guides d'ondes (homogène, inhomogène, infini ou court-circuité).

Etant donné les différents avantages que peut offrir la méthode de résonance transverse, elle aboutit dans la plupart des cas à une solution réelle du problème aux limites initial. Par ailleurs, cette dernière s'applique bien aux structures présentant des discontinuités planaires de 1 à 2 ports, où le formalisme de l'opérateur admittance est appliqué. La méthode de résonance transverse utilisée repose sur une représentation matricielle de petites dimensions, par l'utilisation d'une formulation variationnelle multi-modale, comparée à celle obtenue par les méthodes des éléments finis et différences finies. Par conséquent, notre contribution est consacrée à travers les chapitres, à l'analyse et la proposition de plusieurs structures d'antennes par la méthode des moments et plus particulièrement celle de Galerkin. En effet, tout au long de notre travail, il s'agit de formuler et résoudre le problème par un choix judicieux des bases de décomposition et de fonctions d'essai. Elles sont propres à chaque type de structure avec le compromis d'implémenter des outils numériques plus rapides et performants. La méthode proposée présente par conséquent, un caractère flexible et général à un grand nombre de structures.

Par ailleurs, dans le cas le plus simple des structures d'antennes diélectriques microruban : à ondes de fuite à plan de masse variable et à couches diélectriques superposées en revêtement, la fonction d'essai est du type densité de courant. Elle est explicitée dans la base formée par les modes propres TE et TM du guide à murs magnétiques dont la section droite est la surface du ruban métallique rectangulaire. Ce choix est validé par une bonne concordance avec des résultats obtenus par une analyse spectrale en modes hybrides^[1] pour la première structure. Pour la seconde, une comparaison est mise en évidence avec une antenne à ondes de fuite à fentes rectilignes ou courbées couvertes par un diélectrique^[2].

Dans la littérature, une grande majorité de travaux s'est intéressée aux cas d'antennes diélectriques microruban à ondes de fuite où le motif métallique est un ruban. Par contre, dans le peu de cas, où ce dernier est de forme arbitraire fixe, la méthode utilisée est bien spécifique et ne peut être appliquée à n'importe quelle forme. Ainsi dans un autre temps, notre intérêt dans ce cadre d'étude s'oriente à montrer l'influence de la forme du motif métallique sur l'application du balayage électronique par excursion de fréquence et la forme des diagrammes de rayonnement. Par conséquent, notre travail consiste à la proposition d'une méthode générale et flexible basée sur la méthode rigoureuse de résonance transverse pour analyser et étudier les performances et caractéristiques de rayonnement d'une structure rayonnante où les perturbations métalliques périodiques sont de formes de plus en plus complexes. La fonction d'essai toujours du type densité de courant étant donné la simplicité de la structure globale, est explicitée d'une manière originale dans une base générée numériquement dans cette contribution. En effet, chaque élément de cette base est décomposée en termes de fonctions propres du grand guide à murs magnétiques et périodiques. Ce choix est posé du fait de la périodicité de la structure. Par la méthode des moindres carrés et puisque la densité de courant est définie (maximale) sur la partie métallique de la structure, un problème aux valeurs propres est formulé. Par conséquent, le calcul de la matrice des produits scalaires inter-modes est déterminé et accéléré par la réduction de l'intégrale sur la surface du motif complexe par une simple intégrale de contour en utilisant les identités de Green. La discrétisation du contour d'intégration est élaborée par la méthode des éléments de frontière. La formulation proposée a l'avantage de simplifier considérablement les temps de calcul pendant la détermination de la matrice des produits scalaires et la recherche des valeurs propres.

En dernier, la résolution du problème aux valeurs propres nous permet de construire numériquement la base des fonctions d'essai. Cette dernière est orthogonale et dont les dimensions varient d'un motif à un autre, selon sa forme, sa surface par rapport à la surface totale de la cellule

unitaire ainsi que du nombre de segments linéaires discrétisés. Une comparaison des résultats obtenus dans le cas du motif à deux rubans par période est discutée avec ceux de la référence [3].

Dans tous les cas présentés dans cette contribution, la constante de propagation complexe de l'onde de fuite se propageant le long de la structure à étudier est déterminée par une recherche unidimensionnelle en deux étapes par l'annulation du déterminant de la matrice impédance donné par la méthode de résonance transverse combinée à la méthode de Galerkin ou par minimisation de la plus petite valeur de la matrice obtenue par la méthode des moindres carrés.

En dernier lieu, notre contribution s'est focalisée sur l'analyse de structures (2-D) bi-périodiques diélectriques microruban à ondes de fuite à balayage électronique. Dans les travaux publiés jusqu'ici, le balayage électronique est réalisé dans un plan par des procédés classiques. Il est obtenu par une excursion de fréquence dans une direction, tandis que dans l'autre direction, il ne peut être obtenu que par une addition supplémentaire d'un réseau d'excitation qui permet un contrôle de la direction angulaire par une distribution de phase donnée par des déphaseurs adéquats. Ainsi, l'intérêt de notre cadre d'étude dans cette partie s'inscrit dans un but de performer cette application dans deux directions perpendiculaire en fonction de la fréquence. La solution réside par suite à mettre une source centrale dans un environnement bi-périodique d'antenne diélectrique microruban. L'excitation du ruban métallique central par sonde coaxiale percée à travers le plan de masse, induit l'excitation d'ondes de fuite selon les deux directions (ox) et (oy) du plan de l'antenne. La bi-périodicité de la structure a la propriété d'exciter deux ensembles d'harmoniques d'espaces selon ces deux directions. Ils sont responsables de conditionner le rayonnement de deux ondes de fuite. Un changement de la fréquence de travail permettra de dépointer la direction angulaire en double faisceaux de diagrammes de rayonnement non identiques.

L'analyse de cette structure complexe et d'actualité est formulée comme une extension à (2-D) du cas unidimensionnel. Ainsi, la méthode de résonance transverse déjà explicitée est utilisée. Elle nécessite l'établissement d'un schéma équivalent plus complexe qui doit tenir compte de l'excitation centrale. La fonction d'essai dans ce cas est du type champ électrique puisque à l'interface de la discontinuité, les deux portions de la structure assimilée à une ligne de transmission ne sont pas identiques. La formulation du problème non homogène dans ce cas lourde, est abandonnée. Par ailleurs, notre intérêt dans ce cadre d'étude se réduit à formuler le problème par le modèle du guide d'ondes à quatre murs périodiques et omettre l'existence de l'excitation. Cette approximation, nous permet dans un premier temps à formuler un problème homogène valable pour la détermination des constantes de propagation complexes selon les deux directions (ox) et (oy) qui restent invariables même dans une formulation tenant compte de l'excitation. Ceci constitue une étude préliminaire à ce type de structures non déjà proposées dans la littérature. Le champ rayonné dans ce cas est une transformée de Fourier à (2-D) du champ proche à l'ouverture rayonnante.

Plan de Recherche

Notre travail s'articule autour de cinq chapitres :

Dans le *chapitre 1*, les structures, les généralités sur les antennes à ondes de fuite et un état d'art sur les méthodes d'analyse proposées et appliquées aux problèmes de caractérisation sont exposés dans la mesure où cette étude permettra de positionner et justifier notre choix quant à l'utilisation de la méthode de résonance transverse. Plus loin, le principe et la formulation du problème en discontinuité planaires sont exposés.

Dans le *chapitre 2*, la méthode de résolution utilisée : Méthode de Résonance Transverse est appliquée à une structure unidimensionnelle (1-D) uniforme d'antennes à ondes de fuite à plan de masse variable. Une étude détaillée et plusieurs exemples sont donnés pour montrer l'effet des paramètres géométriques ainsi que la fréquence de travail sur les caractéristiques de rayonnement (balayage

électronique et diagrammes de rayonnement). Le rayonné en zone lointaine est obtenu par une transformée de Fourier sur les dimensions réelles de l'antenne du champ proche existant au niveau de l'ouverture de l'antenne. Par ailleurs, la souplesse et l'efficacité de cette formulation sont illustrées.

Dans le *chapitre 3*, l'état d'art et la structure d'antenne à ondes de fuite à plusieurs couches diélectriques en revêtement ainsi qu'une formulation du problème sont présentés. Ce diélectrique d'épaisseur bien choisi du même type que le substrat diélectrique sur lequel sont imprimés les rubans métalliques ou de permittivité relative faible ou grande, est pris en considération. Son influence sur le pointage angulaire et le pourcentage d'énergie rayonnée exprimée par la constante de pertes normalisée α est mise en évidence. Par ailleurs, le cas d'une seule couche diélectrique surmontant le substrat et le cas de plusieurs couches séparées par des lames d'air sont respectivement considérées. Les caractéristiques et performances de rayonnement sont illustrées dans plusieurs bandes de fréquence (millimétrique, Ku et X) en fonction de la hauteur des couches diélectriques, de leurs constantes, de la largeur et du nombre de rubans métalliques, de la période et de la fréquence de travail.

Dans le *chapitre 4*, la résolution du problème d'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque est détaillée. La méthode proposée d'une manière originale consiste à la combinaison de la méthode de moindres carrées avec une technique de réduction d'intégrale de surface à une intégrale de contour qui prouve son efficacité dans la réduction du temps de calcul ainsi qu'une possibilité d'analyse de structures aussi complexes par la discrétisation du contour limitant la forme du motif métallique en éléments de frontière. Ainsi, une formulation du problème par des fonctions d'essai rigoureuses pour les antennes à ondes de fuite à motif quelconque, générées numériquement par la méthode de moindres carrées et définies dans le sous-domaine quelconque délimité par le motif métallique est donnée. Des études de convergence portant sur le nombre de modes, le nombre de fonctions d'essai et le nombre de segments sont élaborées. Par ailleurs, l'étude d'antenne à ondes de fuite à motif métallique quelconque est suggérée dans un but de mettre en évidence l'influence de la forme du motif métallique, sa surface transverse, ses avantages et inconvénients par rapport au motif régulier (ruban rectangulaire) appliqué aux cas précédents et jusqu'à présent non abordé dans la littérature publiée. D'autre part, la limitation de l'énergie rayonnée par onde de fuite exprimée en fonction de la constante d'atténuation α dans le cas du motif rectangulaire, ainsi que son augmentation infinie près de la position transversale qui est rapidement atteinte par une excursion de fréquence (phénomène de coupe bande), peut être évitée en proposant d'autres formes de motifs métalliques réguliers ou non. Un autre défi qui trouve son application dans plusieurs domaines, est la possibilité de conformer le diagramme de rayonnement, performer les caractéristiques de rayonnement (NLS, largeur à mi-puissance, etc...) par l'optimisation du motif métallique. La fiabilité de la méthode proposée est mise en évidence par son application à l'investigation de formes nouvelles périodiques (2 rubans par période, pavés, exponentielle, sinusoïdale, Comb). Le logiciel développé permet d'optimiser les caractéristiques de rayonnement ou de les adapter à certaines exigences.

Dans le *chapitre 5*, on présente l'analyse détaillée d'antennes diélectriques bidimensionnelles microruban (2-D) à ondes de fuite se propageant selon les deux directions (ox) et (oy). Cette manière originale de concevoir des antennes à ondes de fuite (2-D) permet de simplifier la structure globale où deux gradients de phase sont engendrés. Ils permettent de performer et d'améliorer l'application intéressante du balayage électronique par une excursion de la fréquence de travail dans les deux directions et par suite une exploration de l'espace (θ, ϕ). La méthode utilisée est celle de résonance transverse étendue au cas bidimensionnel reposant sur un schéma équivalent identique aux études précédentes. La fonction d'essai dans ce cas simplifié où l'excitation centrale n'est pas prise en compte est du type densité de courant. La base de décomposition est formée par les modes propres TE et TM du guide bi-périodique. Par la méthode variationnelle multi-modale, les constantes de propagation complexes selon (ox) et (oy) sont déterminées numériquement en quatre étapes en annulant le déterminant de la matrice impédance obtenue. Par conséquent, des études de convergence sont toujours requises : elles sont élaborées pour le cas de plusieurs fonctions d'essai (modes propres TE et

TM du guide à parois magnétiques) et le cas d'une seule fonction d'essai du type « U ». Plus loin, les caractéristiques de rayonnement : balayage angulaire, diagrammes de rayonnement dans les principaux plans (xoy) et (yoz) et les performances sont illustrés dans les bandes millimétrique Ku, X et K dans le cas d'un maillage rectangulaire. Une extension au maillage triangulaire est élaborée ou l'influence de l'angle d'inclinaison γ est mise en évidence. Par ailleurs, le phénomène d'aveuglement relatif aux structures (2-D) est étudié où un couplage entre les modes de Floquet d'ordre supérieur avec le premier mode de surface que supporte la structure existe. Plusieurs positions aveugles sont par suite prédites théoriquement en fonction de la bi-périodicité et fréquence.

A la fin de chaque chapitre, des références récentes et une comparaison avec les travaux publiés permettent d'enrichir la manière de les présenter.

En dernier une conclusion et une revue sur les différentes perspectives à la quelles fait appel la contribution élaborée à travers les chapitres, permettent de performer les méthodes utilisées et l'aboutissement à la proposition d'autres études.

1. **Ghomi M.**, " Contribution à l'étude des antennes microruban à ondes de fuite ", *Thèse de Doctorat INPT Toulouse*, 1992 .
2. **Whetten F.L., Balanis, C.A.**, "Effects of a dielectric coating on leaky-wave long slot wave guide antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 44,1996, 44, pp.1166-1171.
3. **Guglielmi M., Jackson D.R.**, "Broadside Radiation from periodic leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41,n°1, Janvier 1993, pp.31-37.

1^{er} Partie :

Généralités
Méthode de Résonance Transverse

Chapitre 1

Antennes à Ondes de Fuite

Méthode de Résonance Transverse

Généralités

Méthodes d'Analyse

Méthode de Résonance Transverse

Dans ce chapitre n°1, les structures, les généralités sur les antennes à ondes de fuite et un état d'art sur les méthodes d'analyse proposées et appliquées aux problèmes de caractérisation d'antennes à ondes de fuite sont présentés. En dernier, le principe et la formulation du problème en discontinuité planaires par la méthode de résonance transverse sont explicités.

Mots clés : *Onde Lente, Onde Rapide, Onde de fuite, Périodique. Rayonnement, Analyse. Résonance transverse. Opérateur admittance*

I- Généralités sur les antennes à ondes de fuite

- I-1 Présentation
- I-2 Caractéristiques des ondes de fuite
- I-3 Propriétés de structures périodiques
 - I-3-1 Existences d'harmoniques d'espace
 - I-3-2 Condition de rayonnement
 - I-3-3 Diagramme de Brillouin
 - I-3-4 Gain en directivité
 - I-3-5 Rendement
- I-4 Exemple d'application : Le guide diélectrique à ondes de fuite
- I-5 Critères de conception
 - I-5-1 Largeur des rubans métalliques (W)
 - I-5-2 Hauteur du guide (a)
 - I-5-3 Largeur du barreau diélectrique (b)
- II- Méthodes d'analyse
 - II-1 Etat de l'art

II-2 Choix de la méthode numérique

- III La méthode de Résonance Transverse
 - III-1 Principe de la méthode
 - III-2 Développement de la méthode par le formalisme des opérateurs
 - III-2-1 La Notation de Dirac
 - III-2-2 Relation entre champ électrique et magnétique transverse
 - III-2-3 Opérateur admittance
 - III-3 Fonctions d'essai – Schéma équivalent d'une discontinuité
 - III-3-1 Fonctions d'essai
 - III-3-2 Formulation de la résonance transverse en E et J
 - III-3-3 Formulation de la résonance transverse en E et J
 - III-3-4 Décomposition du champ sur une base appropriée

Conclusion du chapitre 1
Références du Chapitre 1

I- Généralités sur les antennes à ondes de fuite :

I-1 Présentation ^[1-9] :

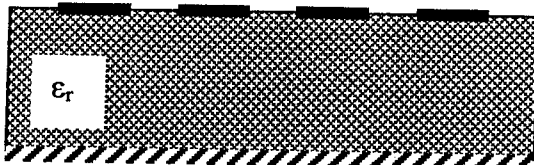
Les antennes à ondes de fuite sont généralement des structures périodiques et ont des caractéristiques de rayonnement prédéterminées où le faisceau principal est balayé par modification de fréquence. Elle se comporte comme une structure guidante pour ces ondes, et rayonne de l'énergie dans l'espace dans le sens de son parcours. Ces dernières sont souvent plaquées ou encastrées sur une surface métallique sur laquelle le rayonnement induit des courants, lesquels rayonnent à leur tour : le diagramme de rayonnement global dépend alors de la forme et des dimensions de la surface sur laquelle est plaquée la structure rayonnante. Les ondes guidées sont par conséquent caractérisées par une constante de propagation complexe. On en cite deux catégories :

- Les structures périodiquement chargées (Cf. figure I-1).
- Les structures à ondes de fuite (Cf. figure I-2).

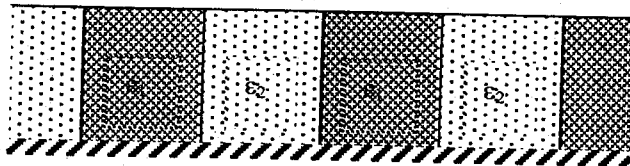
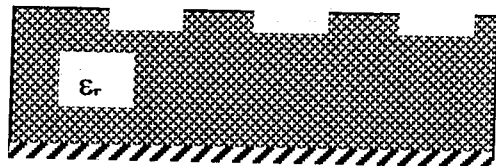
Deux cas sont à considérer :

- La structure guide une onde de surface lente, c'est-à-dire dont la vitesse de phase est inférieure à celle de la lumière.
- La structure guide une onde rapide, c'est-à-dire la vitesse de phase est supérieure à celle de la lumière.

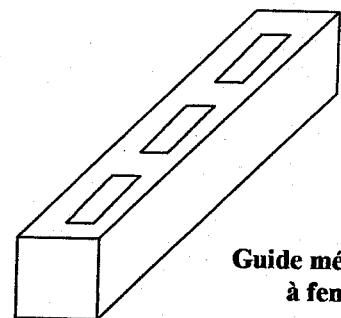
Guide diélectrique chargé de rubans métalliques



Plaque diélectrique à fente

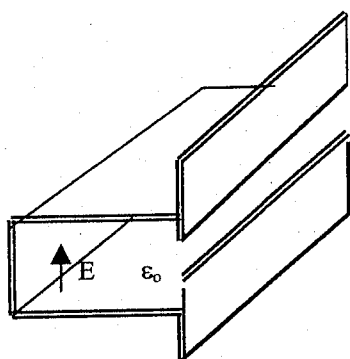


Guide diélectrique à constantes diélectriques alternées

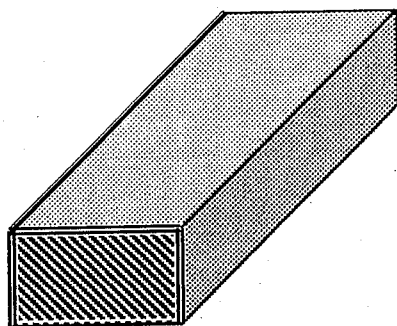


Guide métallique à fentes

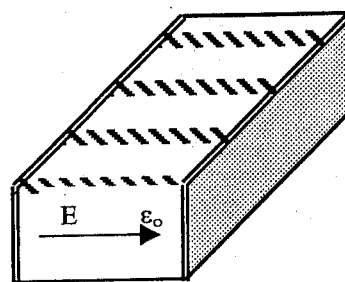
Figure I-1 : Exemples de structures périodiquement chargées à ondes de fuite.



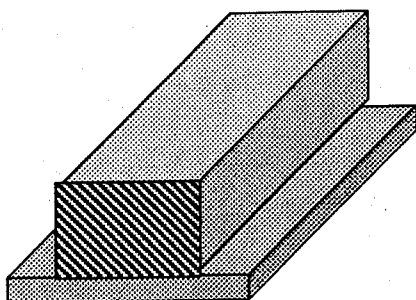
Guide fendu



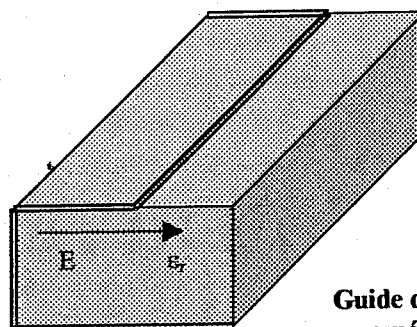
Guide rempli de diélectrique artificiel



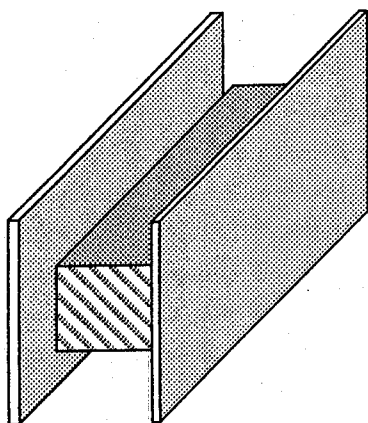
Grille inductive



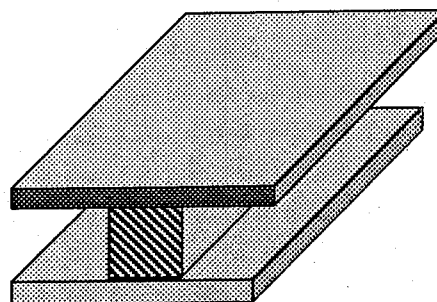
Guide rempli de diélectrique artificiel à Plan de masse



Guide diélectrique à mur métallique épais



Guide NRD en H



Guide diélectrique à ruban inversé

Figure I-3 : Exemples de structures à ondes de fuite.

I-2 Caractéristiques des ondes de fuite ^[1-9] :

Les ondes de fuite ou " Leaky-waves " se caractérisent par la perte d'énergie par rayonnement au fur et à mesure qu'elles se propagent. Considérons une structure infinie selon (ox) et supposons que la propagation se fait selon (oy) (Cf. figure I-3), la constante de propagation suivant cet axe, comprend un terme d'atténuation α_y , on écrira par suite :

$$(\beta_y - j\alpha_y)^2 + (\beta_z - j\alpha_z)^2 = K_0^2 \quad (I-1)$$

En égalant les parties imaginaires on obtient :

$$\alpha_y \beta_y + \alpha_z \beta_z = 0 \quad (I-2)$$

Cette équation permet de tracer les lignes équi-amplitude et les lignes équi-phase qui sont orthogonales et inclinées par rapport à l'axe (oz) suivant un angle θ' donné par :

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{\beta_y}{\beta_z} = - \frac{\alpha_z}{\alpha_y} \quad (I-3)$$

appelons

$$\beta = \sqrt{\beta_y^2 + \beta_z^2} : \text{la constante de phase résultante.}$$

et

$$\alpha = \sqrt{\alpha_y^2 + \alpha_z^2} : \text{la constante d'atténuation résultante.}$$

Tout se passe comme si nous avions affaire à une interface fictive d'onde de surface inclinée suivant l'axe (oy'), dont les constantes de propagation seraient :

$$\beta_{y'} = \beta \quad \text{et} \quad \alpha_{z'} = \alpha \quad (I-4)$$

L'angle d'émergence θ est donc :

$$\sin \theta = \frac{\beta_y}{\beta_{y'}} = \frac{2\pi}{\lambda_y} \left(\frac{1}{K_0^2 + \alpha^2} \right)^{1/2} \quad (I-5-a)$$

Pour des valeurs de α suffisamment faibles :

$$\sin \theta \approx \frac{\lambda_0}{\lambda_y} \quad (I-5-b)$$

Quand,

$\sin \theta = -1$: le rayonnement est dirigé vers l'excitation (backfire).

$\sin \theta = +1$: le rayonnement est dirigé vers l'extrémité de l'antenne (endfire).

$\sin \theta = 0$: le rayonnement est transversal.

Souvent ce type d'antenne est une structure périodique parcourue par une onde progressive. Pour une meilleure compréhension de la théorie des structures périodiques, nous présentons quelques propriétés fondamentales.

I-3 Propriétés de structures périodiques :

I-3-1 Existences d'harmoniques d'espace ^[4,8,10] :

Dans le cas d'une structure périodiquement chargée avec une périodicité spatiale (d), si (oy) est la direction de propagation de l'onde guidée, la configuration des champs en un point (x,y,z) sera la même que celle qui existera au point $(x,y+d,z)$. Par ailleurs, le théorème de Floquet ^[4,8,10] établit que les champs en deux points homologues ne diffèrent que par une constante complexe. On peut donc écrire :

$$E(x,y+d, z) = E(x,y,z) e^{-j k_y \cdot d} \quad (I-6)$$

Dans ce cas, le champ pseudo-périodique est décomposé en série de Fourier, donnant ainsi naissance à un terme fondamental ($n=0$) et à des harmoniques d'espace ($n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \text{etc...}$) donnés par :

$$E(x,y,z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n e^{-j k_{yn} \cdot y} \quad (I-7-a)$$

où

$$k_{yn} = k_y + 2\pi n/d = \beta_y - j \alpha + 2\pi n/d \quad (I-7-b)$$

$$= \beta_{yn} - j \alpha$$

Le coefficient a_n de l'harmonique d'espace considéré décroît en général avec le rang n de l'harmonique et la série converge rapidement de telle manière à n'en retenir que le terme fondamental ($n=0$).

I-3-2 Condition de rayonnement :

La connaissance de k_{yn} et en particulier sa partie réelle permet de déterminer si l'on a affaire à une onde lente ou à une onde rapide. On peut définir pour chaque harmonique d'espace n , l'angle correspondant à la direction de rayonnement. Il est donné par :

$$\sin \theta_n = \frac{\beta_{yn}}{K_0} \quad (I-8)$$

Si $|\beta_{yn}| > K_0$ (onde lente) l'angle est situé dans la région dite invisible : il n'y a pas de rayonnement.

Si $|\beta_{yn}| < K_0$ (onde rapide) l'angle indique la direction du rayonnement qui varie selon chaque harmonique d'espace considéré (diagrammes à lobes multiples).

La représentation graphique de cette situation s'effectue particulièrement à l'aide du diagramme de Brillouin.

Les harmoniques d'espace non rayonnants sont des ondes évanescentes qui décroissent exponentiellement dans la direction des z . Le nombre de ces ondes étant infini. Par contre le nombre des harmoniques d'espace rayonnants dépend de d et de ce fait, il est toujours fini. Si d est grand, plusieurs harmoniques d'espace sont du type propagatif et l'antenne va rayonner dans plusieurs directions. Cependant la plupart des applications d'antennes exigent une opération à faisceau unique.

I-3-3 Diagramme de Brillouin [4,8,10] :

Il en résulte de (I-7-b) que l'ensemble des courbes de dispersion correspondant aux différents harmoniques d'espace est périodique en fonction de βy et de période $(2\pi/d)$.

Considérons maintenant le plan $(K_o d, \beta y d)$ qui sert à tracer les diagrammes de dispersion (Cf. figure I-4) ; dans ce plan, les droites OM et OM' , inclinées de $\pm 45^\circ$ délimitent trois régions que nous appellerons régions des ondes lentes (R.O.L) et région des ondes rapides (R.O.R).

On notera que d'après (I-5-b), si l'on s'arrange pour faire , la direction θ correspondre à un certain point P de la (R.O.R) : en aucun cas les deux (R.O.L) ne peuvent donner du rayonnement puisque $\lambda_g y$ est plus petit que λ_o , donc que $\sin \theta$ es imaginaire.

La figure (I-4) correspond à une ligne vide, parcourue par une onde unique de longueur λ_g . Dans une ligne chargée périodiquement, il y a des harmoniques d'espace provenant de la charge périodique (ou d'obstacles périodiques). Si cette charge ne perturbe pas sensiblement le comportement de la ligne elle-même, le diagramme de dispersion devient périodique et la situation de la figure va se translater avec un pas de $2n\pi$ (n entier positif ou négatif), ce qui donnera la figure (I-5) qui définit les R.O.R au-dessus des droites où $\lambda_o = \lambda_g$, une R.O.R correspondant à un harmonique d'espace de rang (n) étant désignée par R_n . Il existe donc au total $(2n+1)$ ensembles de demi-droites définissant pour chaque harmonique d'espace les limites entre les ondes lentes et ondes rapides.

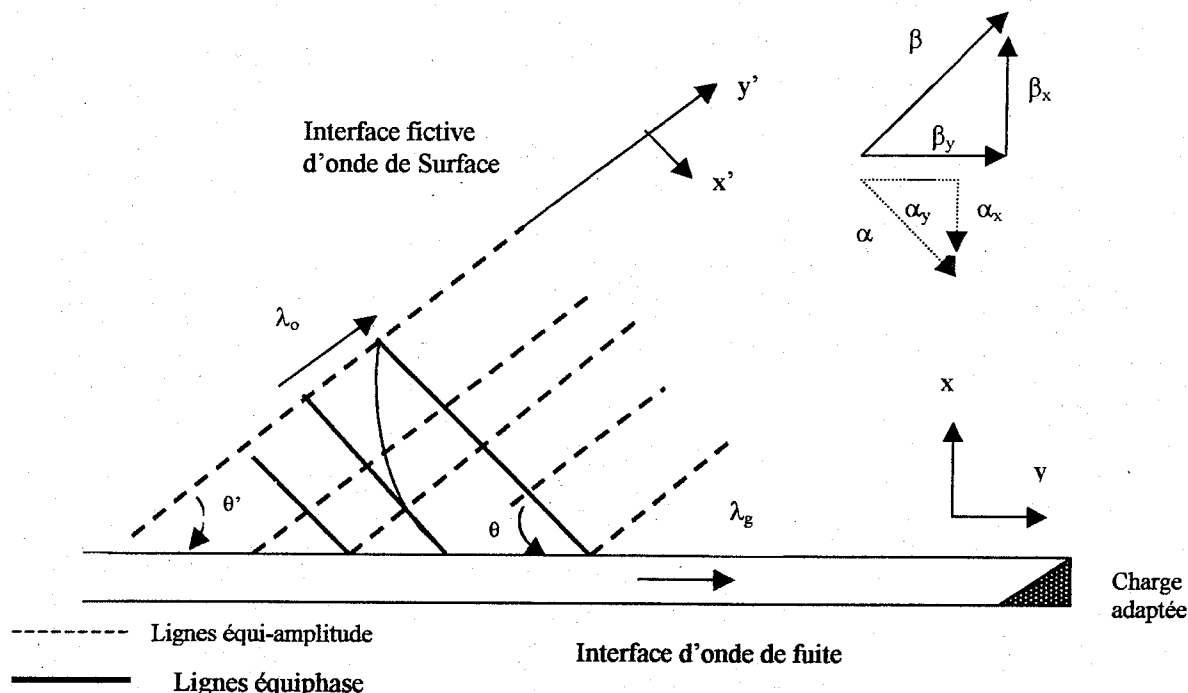


Figure I-3: Interface d'ondes de fuite.

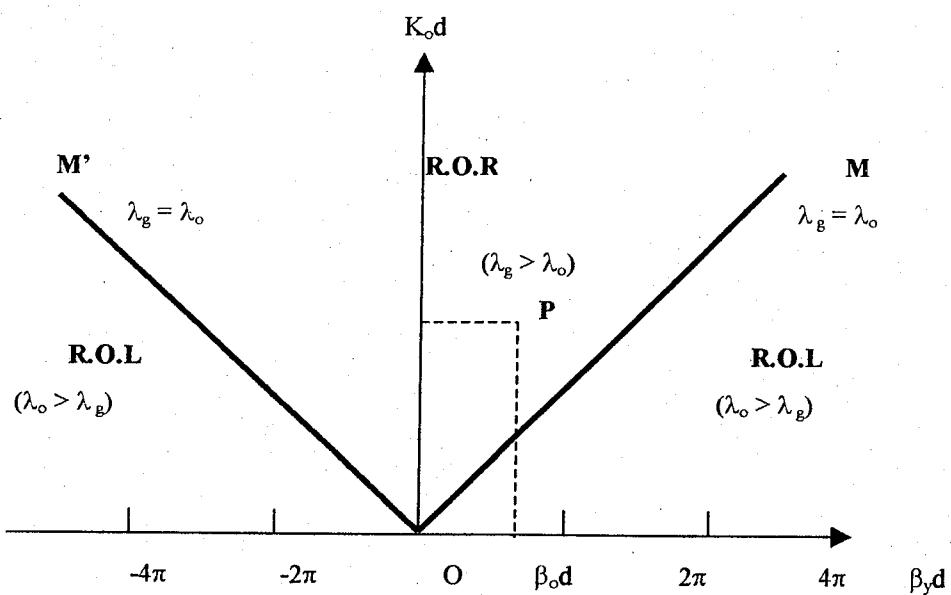


Figure I-4 : Limites des R.O.L et R.O.R .

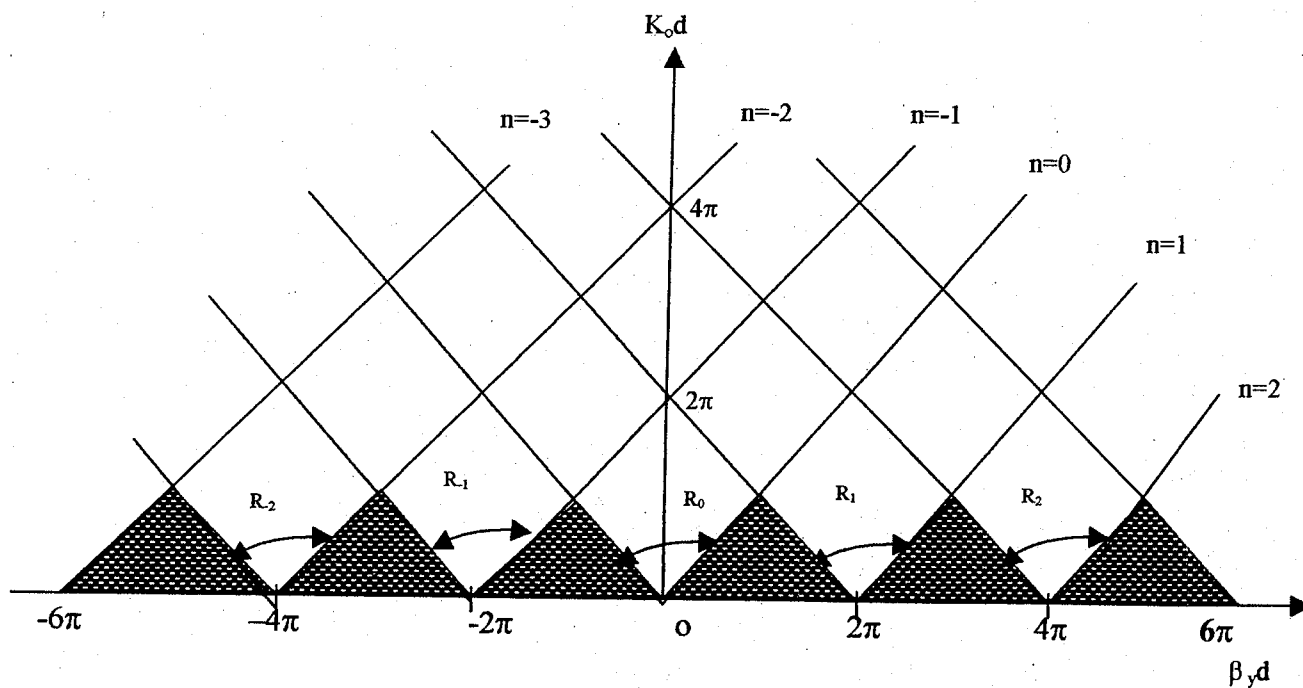


Figure I-5 : Diagramme de Brillouin.

I-3-4 Gain en directivité :

Le gain en directivité est le rapport de l'intensité du rayonnement dans une direction donnée sur l'intensité du rayonnement d'une antenne de référence. L'antenne de référence est supposée être une source isotrope. Ce dernier est donné par la relation suivante :

$$G(\theta, \phi) = 4\pi \frac{F(\theta, \phi)}{\int_0^{4\pi} F(\theta, \phi) \sin \theta \, d\theta \, d\phi} \quad (\text{I-9-a})$$

avec

$$F(\theta, \phi) = |E_\theta|^2 + |E_\phi|^2 \quad (\text{I-9-b})$$

I-3-5 Rendement :

Si une certaine puissance est perdue dans l'antenne, on définit un rendement η_a par le rapport entre la puissance rayonnée P_r et la puissance d'alimentation P_t :

$$\eta_a = \frac{P_r}{P_t} \quad (\text{I-10-a})$$

Pour un guide diélectrique à ondes de fuite le rendement théorique η_a est donné par :

$$\eta_a = 1 - \exp(-2 \alpha L_0) \quad (\text{I-10-b})$$

I-4 Exemple d'application : Le guide diélectrique à ondes de fuite

Dans la bande millimétrique, pour simplifier leur fabrication de nombreux guides d'ondes sont des structures ouvertes. Si ces guides de largeur (b) et de hauteur (a), ne sont pas excités par un mode approprié ou si des perturbations métalliques de largeur (W) viennent affecter la structure, une partie de l'énergie guidée est rayonnée dans l'espace. Dans les applications de transmission, ces effets sont indésirables, mais ils peuvent être utiles dans la conception de certaines antennes : dites antennes périodiques diélectriques à ondes de fuite de période d. Il présente selon l'axe de propagation (oy), une constante de phase donnée par l'équation (I-7-b). La direction de tous les maxima est donnée par l'équation (I-8).

Une étude dans le cas de faisceau unique implique que l'harmonique $n = -1$ rayonne. Par conséquent $k_{y,-1}$ doit être obligatoirement réel tandis que les $k_{y,n}$ pour n différent de -1 sont imaginaires. D'où les conditions suivantes sur la périodicité d⁽¹¹⁾ :

$$\frac{\lambda_o}{(\beta_y/K_o) + 1} \leq d \leq \frac{\lambda_o}{(\beta_y/K_o) - 1} \quad \text{pour} \quad (\beta_y/K_o) > 3 \quad (I-11-a)$$

$$\frac{\lambda_o}{(\beta_y/K_o) + 1} \leq d \leq \frac{2\lambda_o}{(\beta_y K_o) + 1} \quad \text{pour} \quad (\beta_y/K_o) < 3 \quad (I-11-b)$$

Dans ce cas le diagramme mono-faisceau rayonne dans l'air avec un angle de dépointage.

$$\theta_{-1} = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_{y-1}}{K_o} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_y}{K_o} - \frac{\lambda_o}{d} \right) \quad (I-12)$$

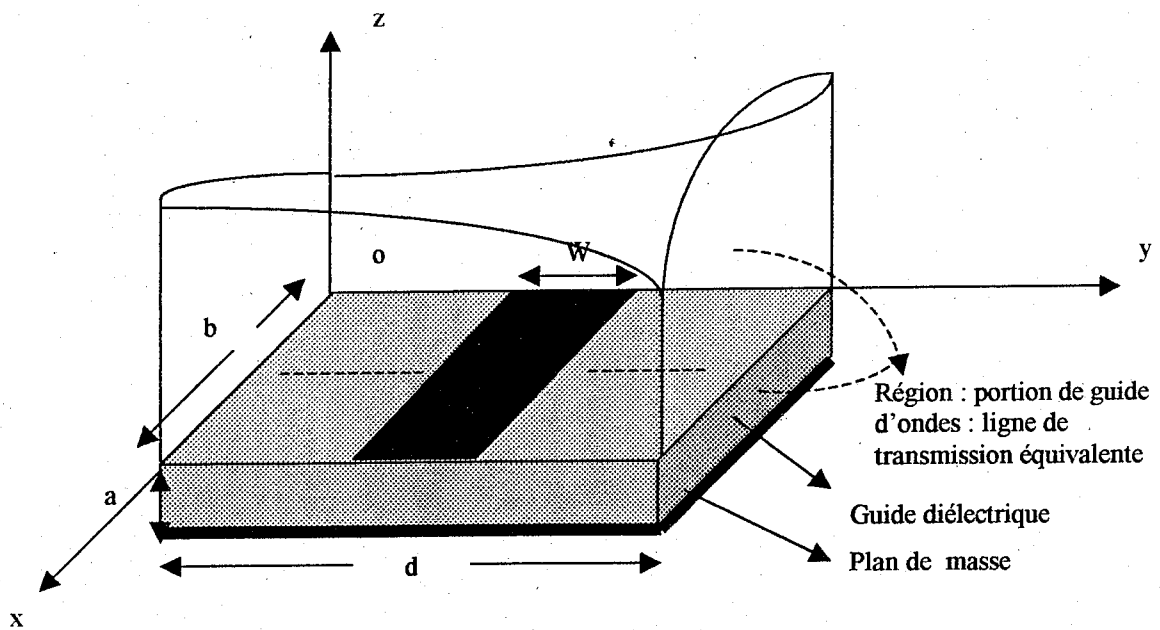


Figure I-6 : cellule unitaire périodique du guide diélectrique à ondes de fuite

I-5 Critères de conception :

Les paramètres les plus importants dans la conception d'une antenne sont la fréquence de travail (f), la longueur d'onde guidée (λ_g), la période (d), la largeur des rubans métalliques (W), la largeur (b), la hauteur (a) et la constante diélectrique (ϵ_r) du barreau diélectrique choisi comme substrat. Les grandeurs (f, λ_g et d) déterminent le n^{ième} angle de rayonnement des lobes du réseau [12,13,14]. Pour la réalisation de cette antenne, les paramètres importants sont la largeur (W) des rubans métalliques imprimés sur le substrat et la hauteur (a) de la structure guidante.

I-5-1 Largeur des rubans métalliques (W) :

Plusieurs travaux se basant sur des études expérimentales ^[12,13,14] ont montré que la largeur optimale du ruban est approximativement de $0.4\lambda_g$. Si W est très petit c'est à dire inférieur à $0.2\lambda_g$, une quantité notable résiduelle à l'extrémité de l'antenne a été toujours observée, même pour les antennes longues. Si les rubans métalliques sont larges $W > 0.5\lambda_g$, une grande partie de la puissance rayonnée par les quelques premiers rubans et l'ouverture effective de l'antenne est très petite. Ceci entraîne non seulement une grande largeur de faisceau mais aussi des niveaux de lobes secondaires élevés, qui sont vraisemblablement dus à une forte désadaptation entre le guide d'onde et les transitions de l'antenne.

I-5-2 Hauteur du guide (a) :

La hauteur (a) du guide doit être choisie de manière à assurer une grande intensité de champs existants sur la surface de l'antenne diélectrique à rubans. La largeur (W) du ruban peut être ajustée pour obtenir le taux de rayonnement souhaité.

I-5-3 Largeur du barreau diélectrique (b) :

Pour empêcher la naissance de modes de fuite d'ordre supérieur, b sera choisie très petite devant $\lambda_0 (\epsilon_{\text{eff}} - 1)^{1/2}$ ^[10]. Dans la plupart des exemples étudiés expérimentalement cités dans la littérature ont utilisé des antennes à petite largeur (b). Une approximation consiste à supposer que les discontinuités géométriques sur les cotés du guide sont négligeables de telle manière que les modes d'ordre supérieur transverses peuvent être ignorés et seuls les modes dominants sont considérés.

II- Méthodes d'analyse :

II-1 Etat de l'art :

La théorie de base des structures périodiques à ondes de fuite fut introduite dans les années 60 ^[9]. Les antennes fonctionnant suivant ce principe ont fait l'objet de plusieurs travaux de recherches ^[15-25]. En effet, L'auteur dans ^[13] détermine les dimensions d'une antenne à onde de fuite pour assurer une propagation mono-mode en assimilant la constante de phase à la constante de propagation d'un guide d'onde de mêmes dimensions. Ainsi un contrôle du domaine de balayage angulaire est possible. Par ailleurs, une antenne à ondes de fuite à base du guide diélectrique non rayonnant ^[18] est conçue. Cette simple structure peut alterner la direction du faisceau par changement de fréquence. Elle produit des modes hybrides de fuite, très compliqués, qui ne peuvent être analysés que par des méthodes numériques. Pour la première fois dans ^[19], le diagramme de rayonnement de cette antenne est déterminé théoriquement, en utilisant une approche dans le domaine spectral. L'auteur dans ^[20,21] développe une méthode bidimensionnelle, puis une analyse tridimensionnelle rigoureuse afin d'étudier des structures uniformes et non uniformes d'antennes à ondes de fuite dans le domaine spectral. Plus particulièrement, la réalisation d'une antenne réseau à ondes de fuite avec des rubans de différentes largeurs ^[23], imprimés sur un guide diélectrique est donnée. Elle est conçue pour une antenne radar sur le fuselage d'un avion ou d'un missile.

Les méthodes proposées dans la littérature pour l'analyse de telles structures, reposent dans la majorité des cas sur des approches permettant de calculer leurs constantes de propagation. Ainsi, on ne peut trouver une formulation générale simple et rigoureuse qui tient compte de tous les paramètres et qui reste flexible pour n'importe quelles structures.

II-2 Choix de la méthode numérique :

Les méthodes analytiques et numériques le plus souvent utilisées pour la résolution de problèmes rencontrés en électromagnétisme sont classées selon :

- Les méthodes *intégrales*^[26-35], elles permettent d'obtenir les solutions d'un problème de propagation ou de discontinuités à partir de la détermination des distributions de courants ou de champs sur une surface particulière. Ces méthodes sont bien adaptées à la programmation sur ordinateur puisqu'elles utilisent peu de place mémoire et nécessitent de faibles temps de calcul. Cependant, le problème ne peut être résolu que si le cas étudié n'est pas trop complexe, de géométries simples, milieux pas très hétérogènes, etc...
- Les méthodes *différentielles*^[36-39], qui consistent à discrétiser dans l'espace l'équation d'Helmoltz et aboutissent à la résolution d'équations linéaires. Cependant, elles nécessitent une place mémoire et des temps de calculs très importants.
- Les méthodes *itératives*^[40-52], dont le principe consiste à la résolution d'équations obtenues par différentes formulations du type intégrale, sans avoir recours à la recherche de bases de décomposition ou de fonctions test mais, la solution est construite par procédé itératif accéléré et convergent.

C'est dans le cadre de méthodes du type intégrale que nous adoptons notre choix. Nous proposons de caractériser le rayonnement d'une antenne diélectrique à ondes de fuite par la méthode de résonance transverse. Nous présentons par la suite son principe et l'introduction du formalisme de l'opérateur admittance

III- La méthode de Résonance Transverse :

III-1 Principe de la méthode :

Cette méthode fut proposée par COHN dans un article consacré au calcul des constantes de propagation d'une ligne micro-fente^[53].

Dans le cas du guide diélectrique périodique à ondes de fuite, l'inconnue du problème est la constante de propagation k_{y0} . Cette dernière peut être calculée par la méthode de résonance transverse. Pour cela nous considérons une propagation des champs électromagnétiques perpendiculairement au plan de l'ouverture (propagation selon oz). Le problème est vu comme la discontinuité de deux lignes de transmission (région) (Cf. figure I-6).

Les conditions de continuité des champs tangentiels à l'interface (plan $z=0$) et l'utilisation de la méthode de Galerkin conduisent à un système d'équations homogènes. La condition de déterminant nul fournit les valeurs propres recherchées.

III-2 Développement de la méthode par le formalisme des opérateurs :

Nous allons appliquer à la méthode le formalisme mathématique introduit par Dirac dans le cadre de la mécanique quantique.

III-2-1 La Notation de Dirac :

L'état d'un système physique est défini par un vecteur v appelé « ket ». on le note par le symbole $|v\rangle$. Il est représenté dans une base f_i de l'espace E par l'ensemble de ses composantes.

$$|v\rangle = \sum_i a_i f_i \quad (I-13)$$

Le vecteur «bra» $\langle v|$ associé au ket $|v\rangle$ est défini comme étant le vecteur transposé conjugué. A tout couple de kets $|v\rangle$ et $|u\rangle$ pris dans cet ordre munit l'espace E d'un produit scalaire :

$$\langle v,u\rangle = \int_S v^* u \, dS \quad (I-14)$$

où S est le domaine d'intégration.

Définition matricielle : représentation d'un opérateur

Toute grandeur physique mesurable est décrite par un opérateur \hat{L} agissant dans E . Cet opérateur est un être mathématique qui à tout élément $|v\rangle$ fait correspondre un autre $|u\rangle$ du même espace :

$$\hat{L}|v\rangle = |u\rangle \quad (I-15)$$

Cette correspondance est linéaire. Si nous introduisons une base $\{f_i\}$ de E , cet opérateur est représenté par une matrice (L) de terme général :

$$L_{ij} = \langle f_i | \hat{L} | f_j \rangle \quad (I-16)$$

III-2-2 Relation entre champ électrique et magnétique transverse :

Afin d'établir une relation entre le champ électrique transverse $E_t(x,y)$ et le champ magnétique transverse $H_t(x,y)$, il est commode de définir dans le plan transverse une densité de courant J : densité de courant associé à une surface.

Soit S la surface fermée où les limites s'appuient sur la surface Σ qui borne le domaine de définition du champ électromagnétique. S est supposée orientable, n est le vecteur unitaire normale à S (Cf. figure I-7-a).

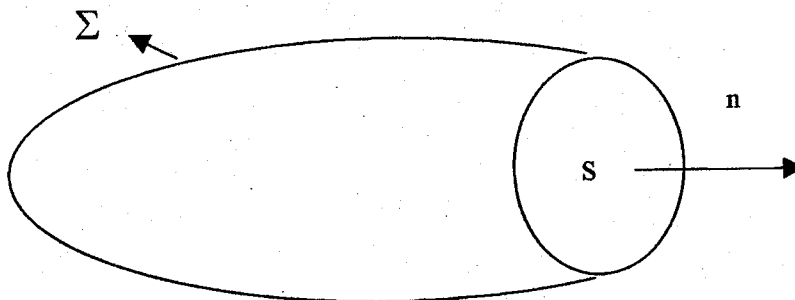


Figure I-7-a

On a par définition^[33] :

$$\mathbf{J} = \mathbf{H} \times \mathbf{n} \quad (\text{I-17})$$

Le vecteur \mathbf{J} est vecteur de même nature que le champ magnétique. Il est orienté comme le vecteur normal \mathbf{n} . \mathbf{J} n'est pas à proprement parlé une densité de courant superficielle, mais en est très proche comme on peut le voir sur l'exemple suivant : Supposons qu'il existe sur S des courants superficiels \mathbf{J}_s . S sépare maintenant le domaine en deux régions (1) et (2) (Cf. figure I-7-b).

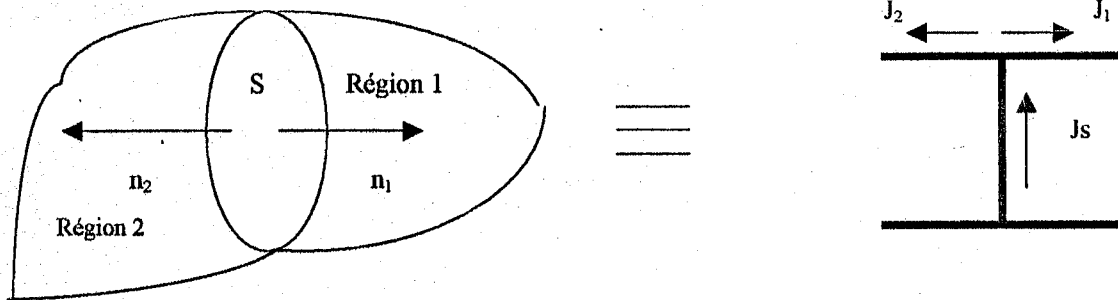


Figure I-7-b

On a
$$\mathbf{J}_s \times \mathbf{n}_1 = \mathbf{H}_{1T} - \mathbf{H}_{2T} \quad (\text{I-18-a})$$

D'où
$$\mathbf{J}_s = \mathbf{H}_{1T} \times \mathbf{n}_1 - \mathbf{H}_{2T} \times \mathbf{n}_1 = \mathbf{H}_{1T} \times \mathbf{n}_1 + \mathbf{H}_{2T} \times \mathbf{n}_2 \quad (\text{I-18-b})$$

Ceci s'écrit :

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 \quad (\text{I-18-c})$$

Cette relation est très simple à retrouver, car il suffit de représenter S comme une branche en parallèle parcourue par un courant \mathbf{J}_s . Les « courants » \mathbf{J}_1 et \mathbf{J}_2 sont représentés des courants de ligne orientés comme \mathbf{n}_1 et \mathbf{n}_2 . Dans cette représentation, la continuité du champ magnétique est traduite par la loi des nœuds. Dans la suite ce type de schéma équivalent sera utilisé.

III-2-3 Opérateur admittance:

L'opérateur admittance permet de calculer \mathbf{J} sur une surface orientée à partir du champ électrique \mathbf{E} tangential sur cette surface. On pose^[33] :

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{Y}} \mathbf{E} \quad (\text{I-19})$$

La surface S s'appuie sur les limites du domaine Σ (Cf. figure I-7-a). Elle peut être également fermée. Dans le cas où elle est constituée de plusieurs parties S_1, S_2, S_3, \dots , on parlera d'opérateur du type multipôle.

Si une seule surface s'appuie sur le domaine Σ , on dira que l'opérateur admittance est un dipôle. Connaissant le champ électrique sur S et les conditions aux limites sur Σ , on peut déterminer de façon unique le champ magnétique partout, donc \mathbf{J} au niveau de S .

III-3 Fonctions d'essai- Schéma équivalent d'une discontinuité^[34] :

Pour résoudre le problème de discontinuité quelconque par la résolution d'un schéma équivalent, comportant des sources réelles, des sources virtuelles et des impédances. Les sources sont des fonctions à deux variables et les impédances sont des opérateurs. Ces opérateurs agissent sur les fonctions champ électrique transverse ou courant transverse.

III-3-1 Fonctions d'essai :

Une fonction d'essai est une grandeur transverse (champ E ou densité de courant $J = (J_1+J_2)$) définie au niveau de la discontinuité. Si la discontinuité comporte des parties métalliques parfaitement conductrices, le domaine peut être séparé en deux parties.

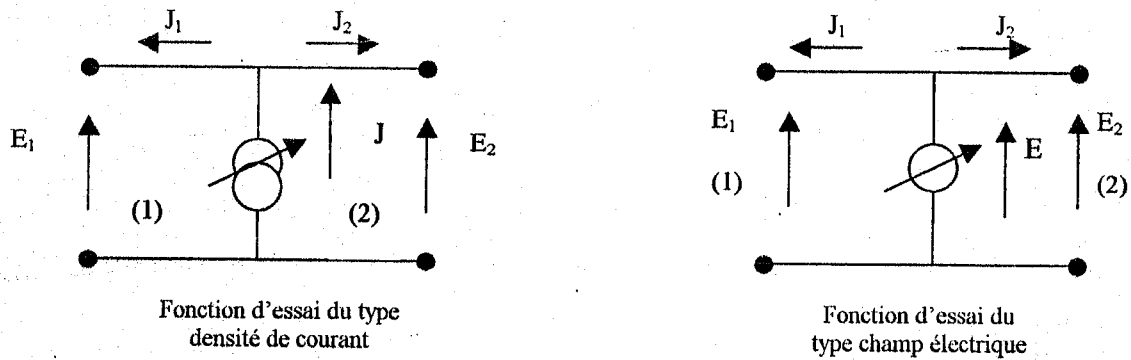


Figure I-7-c : schémas équivalents

III-3-2 Formulation de la résonance transverse en E et J^[34] :

La méthode de résonance transverse est résumée sur la figure (I-8-a), montrant un guide avec deux diélectriques. Considérons le plan de discontinuité P entre les deux diélectriques. Ce plan sépare deux régions homogènes ($x>0$ et $x<0$), où il est possible de résoudre les équations de Maxwell. Au niveau de P, il faut s'assurer de la continuité des composantes tangentielles des champs.

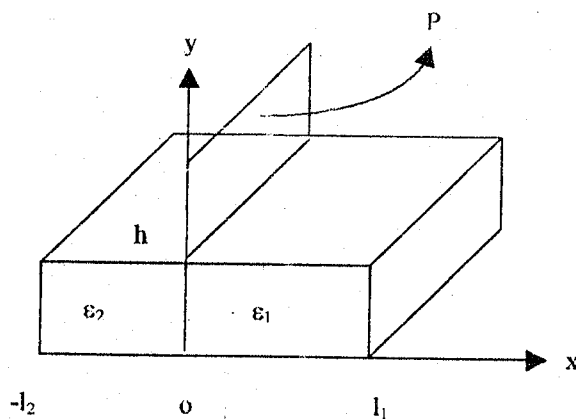


Figure I-8-a

Le guide est limité par des murs électriques à $x=l_1, -l_2$ et $y=0, h$. On peut donc dire qu'il existe un guide homogène de section droite (yoz) court-circuité à $x=l_1$. De même dans la direction x négatif, il y a un court-circuit à une distance l_2 . Ceci est représenté sur la figure (I-8-b).

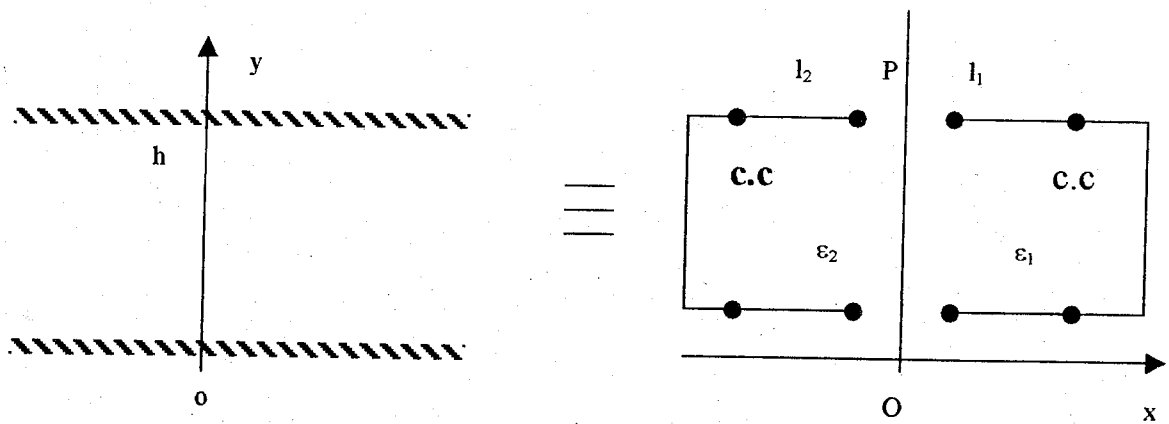


Figure I-8-b

Si on admet que le champ électrique sur le plan P est égal à E , dans la région $x > 0$, on peut en déduire J_1 de même dans la partie $x < 0$.

On établit ainsi le schéma équivalent d'un guide chargé. On a posé $J = Hx n$ et $J = Y E$ pour un guide en court circuit à une distance l et dirigé vers la charge. Symboliquement, on peut représenter ces relations par un dipôle. Les flèches entrantes montrent l'orientation de l donc de J (Cf. figure I-8-c).

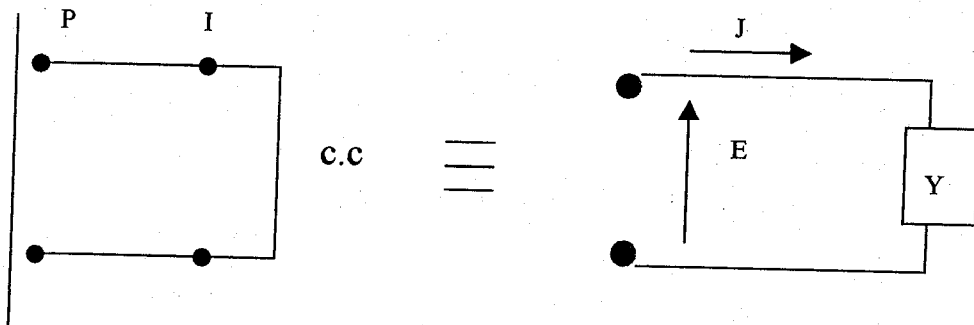


Figure I-8-c

III-4 Décomposition du champ sur une base appropriée ^[33] :

Dans chaque ligne de transmission (région) de la figure (I-6), le champ électrique transverse E_t est décomposé sur une base appropriée $\{e_m\}$. Cette base doit présenter les conditions suivantes :

- être complète.
- vérifier les conditions aux limites.

Le champ électrique transverse peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$|E_t\rangle = \sum_m a_m |e_m\rangle \quad (\text{I-20-a})$$

Où a_m est l'amplitude de mode.

De manière analogue, le champ magnétique transverse peut s'écrire sous la forme suivante :

$$|H_t\rangle = \sum_m a_m y_m |h_m\rangle \quad (\text{I-20-b})$$

où y_m est l'admittance réduite de fermeture définie par :

$$y_m = \frac{1 - \Gamma_m}{1 + \Gamma_m} \quad (\text{I-20-c})$$

Cette admittance varie le long du guide de la même manière que l'admittance le long d'une ligne de transmission. Son expression est donnée en annexe 1.

Nous pouvons écrire :

$$|J\rangle = \sum_m a_m y_m |j_m\rangle \quad (\text{I-20-d})$$

Cas du guide homogène : Région homogène

Les vecteurs de base du champ électrique $\{e_m\}$ sont colinéaires avec les vecteurs de base du champ magnétique $\{j_m\}$. Nous avons la relation suivante :

$$|j_m\rangle = Y_m |e_m\rangle \quad (\text{I-21})$$

Y_m est l'admittance du mode m (couple m,n) du guide court-circuité à une longueur l .

En reportant (I-21) dans (I-20-d), nous avons :

$$|J\rangle = \sum_m a_m Y_m |e_m\rangle \quad (I-22)$$

Deux cas sont à considérer :

- 1) la base $\{e_m\}$ est orthonormée : $\langle e_m, e_n \rangle = \delta_{mn}$ où δ_{mn} est le delta de Kronecker.

L'opérateur de projection sur le mode m est défini par :

$$\hat{P}_m = |e_m\rangle \langle e_m| \quad (I-23)$$

A l'aide des équations (I-22) et (I-23), on arrive finalement à :

$$J = \hat{Y} |E\rangle \quad (I-24)$$

Avec Y opérateur admittance défini par

$$\hat{Y} = \sum_m Y_m \hat{P}_m = \sum_m |e_m\rangle Y_m \langle e_m| \quad (I-25)$$

\hat{P} est un opérateur auto-adjoint ^[54]. Il en résulte de même pour \hat{Y} .

- 2) La base $\{e_m\}$ n'est orthogonale : $\langle e_m, e_n \rangle \neq \delta_{mn}$.

L'opérateur admittance ne peut plus s'écrire sous la forme (I-22). Pour pouvoir le définir, il suffit de déterminer la base duale ^[55] $\{e'_m\}$ telle que :

$$\langle e_m, e'_n \rangle = N \delta_{mn} \quad (I-26)$$

Dans ces conditions, il est défini par :

$$\hat{Y} = \sum_m \frac{|e_m\rangle Y_m \langle e'_m|}{\langle e_m, e'_m \rangle} \quad (I-27)$$

\hat{Y} est un opérateur auto-adjoint.

Conclusion du chapitre 1 :

Dans ce chapitre 1, les généralités sur les antennes à ondes de fuite relatives aux différentes structures possibles, leur fonctionnement et les limites de rayonnement, permettant ainsi de se familiariser avec des structures rayonnantes périodiquement chargées à ondes de fuite. Dans une seconde partie, un état d'art est présenté sur les différentes méthodes d'analyse de structures d'antennes à ondes de fuite. Elles permettant d'avoir une vue détaillée et globale sur les méthodes de caractérisation proposées dans la littérature et par suite justifier notre choix quant à l'application de la méthode intégrale résolue par la méthode de résonance transverse utilisée dans les chapitres suivants. Par ailleurs, le principe de la méthode de résonance transverse et la formulation de l'opérateur admittance et le principe d'établissement des schémas équivalents qui permettent de résoudre les équations de continuité au niveau d'une ouverture rayonnante plane modélisée par une discontinuité en guides d'ondes équivalents.

Références du chapitre 1 :

1. Fradin A.Z., "Microwave Antennas", *Pergamon Press*, London, 1961.
2. Bahl I.J. , Barthia P. , "Microstrip Antennas", *Artech House Microwave Library*, 1982.
3. Thourel L., "Antennes indépendantes de la fréquence", *Editions de l'ENSAE*, Paris, 1962.
4. Thourel L. , "Calcul et conception des dispositifs en ondes centimétriques et millimétriques- Les antennes", Tome 2, *Cepadues Editions*, Toulouse, 1990.
5. Jordan E.C., Balmain K.G., "Electromagnetic waves and radiating systems", *Prentice Hall*, 1968.
6. Gupta K.C. , Garg R., Chadha R. , "Computer aided design of microwave circuit", *Artech House*, Boston, 1979.
7. Roubine E. , Bolomey J. CH., "Antennes - Introduction générale", Tome 1, *Editions Masson*, Paris, 1978.
8. Drabowitch S. , Ancona A., "Antennes - Applications", Tome 2 , *Editions Masson*, Paris, 1978.
9. Oliner A.A., "Antennas Handbook - Millimeter wave antennas", *New York VNR*, 1988.
10. Brillouin L. , Fradin M., "Propagation des ondes dans les milieux périodiques", *Masson* , Paris, 1956.
11. Ghomi M., "Contribution à l'étude des antennes microruban à ondes de fuite", *Thèse de Doctorat INPT Toulouse*, 1992 .
12. Trinth T., Mittra R., Paleta R., "Horn image guide leaky wave antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 29, n°12, Décembre 1981, pp 1310-1314.
13. Klohn K.L, Horn R.E., Jacobs H., Freibergs E., "Silicon wave guide frequency scanning linear array antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 26, n°10, Octobre 1978, pp 764-773.
14. Klohn K.L, "Metal walls in close proximity to a dielectric wave guide antenna", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 29, n°9, Septembre 1981, pp962-966.
15. Itoh T., "Application of gratings in a dielectric waveguide for leaky-wave antennas and band-reject filters", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 25, n° 12, Décembre 1977, pp.1134-1138.

16. **Tranquilla J.**, "On the propagation of leaky waves in a longitudinally slotted rectangular waveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 28, n° 7, Juillet 1980, pp. 714-718.
17. **Bahl I.J., Bhartia P.**, "Leaky-wave antennas using artificial dielectrics at millimeter wave frequency", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 28, n°11, Novembre 1980, pp.1205-1212.
18. **Yoshida N., Fukai L.**, "Analysis of radiation characteristics of NRD guide leaky-wave antenna by spatial network method", *Electronics Letters* vol 24, n°1, Septembre 1988, pp. 1164-1165.
19. **Mittra R., Kastner R.** "A spectral domain approach for computing the radiation characteristics of leaky-wave antenna for millimeter waves", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 29, 1981, pp 652-654.
20. **Ghomi M., Lejay B., Amalric J.L., Baudrand H.**, "Radiation characteristics of uniform and non uniform dielectric leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41, n°9, Septembre 1993, pp.1177-1186.
21. **Ghomi M., Baudrand H.**, "Full wave analysis of microstrip leaky-wave antennas", *Electronics letters* vol 25, n°13, Juin 1989, pp 870-871.
22. **IP A., Jackson D.R., Oliner A.A.**, "An improved calculation procedure for the radiation pattern of a cylindrical leaky-wave antenna of finite size", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 40, n°1, Janvier 1992, pp.19-24.
23. **Lejay B., Ghomi M., Baudrand H., Amalric J.L.**, "Réseaux d'antennes diélectriques à ondes de fuite", *JINA '92*. Nice 1992.
24. **Kralj D., Carin L.**, "Time domain characteristics of slotted-wave-guide leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters* vol 7, n°5, Mai 1997, pp. 124-126.
25. **Guglielmi M., Jackson D.R.**, "Broadside Radiation from periodic leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41, n°1, Janvier 1993, pp.31-37.
26. **Harrington R.F.**, "Matrix methods for field problems", *IEEE Proceedings Microwave and Antenna and Propagation* vol 55, n°2, Février, 1967, pp 136-149.
27. **Wexler A.**, "Solution of wave guide discontinuities by modal analysis", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 15, n° 9, Septembre 1967, pp 508-517.
28. **Knockaert L., Zutter D.**, "Regularisation of the moment matrix solution by a non quadratic conjugate gradient method", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 48, n° 3, Mai 2000, pp 812-816.
29. **Wheeler III J.E., Wilton D.R.**, "Comparison of convergence rates of conjugate gradient method applied to various integral equation formulation", *IEEE AP-S International Symposium, Syracuse USA*, Juin 1988, Symposium Proceedings vol 2 pp 229-232.
30. **Morishita K., Inagaki S.I.**, "Analysis of discontinuities in dielectric wave guides by means of the least squares boundary residual method", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 27, n°7, Avril 1979, pp 310-315.
31. **Burghignoli P., Di Nallo C., Frezza F., Galli A., Lampariello P.**, "Efficient description of impedance and radiation features in printed circuit leaky-wave structures. An unconventional scattering matrix approach", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 48, n° 10, Octobre 1980, pp 1205-1212.
32. **Sorrentino R., Itoh T.**, "Transverse resonance analysis of fine line discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 32, n°12, Décembre 1984, pp 1633- 1638.

33. **Baudrand H.**, "Introduction au calcul de circuits micro-ondes", *ENSEEIH*T, Toulouse, 1993.
34. **Baudrand H.**, "Introduction au calcul électromagnétique des structures guidantes", *ENSEEIH*T, Toulouse, 2001.
35. **Baudrand H.**, "Representation by equivalent circuit of the integral methods in microwave passive elements", *MIOP'89*, 1989, *Budapest*.
36. **Mur G.**, "A finite difference method for the solution of electromagnetic wave guide discontinuity problems", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol , n°1, Janvier 1974 , pp 54-56.
37. **Navarro E.A., Bordallo T.M., Miralles J.N.**, " FDTD characterisation of evanescent modes-multimode of wave guide discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 48, n° 4, Avril 2000, pp 606-610.
38. **Zhou J.Y., Hong W.**, " A super absorbing boundary condition for the analysis of wave-guide discontinuities with the finite difference method ", *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters* vol 7, n°6, Juin 1997. pp 147-149.
39. **Bachelier E., Poussigie G., Borderies P., Benoit C.**, " Introduction of artificial boundary conditions in the spectral moment methods ", *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave letters*, vol 7, n°12, Décembre 1997, pp 396-398.
40. **Huynen A., Stockbroeckx B.**, "Variational principles compete with numerical iterative methods for analyzing distributed electromagnetic structures", *Annales des Télécommunications* vol 53, n°3-4, Mars-Avril 1998, pp 95-103.
41. **Iskander M.F., Hamid M.A.K.**, " Iterative solutions of wave guide discontinuity problems ", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 25, n°9 , Septembre 1977. pp 763-767.
42. **Ye Q., Shafai L.**, "Investigation of the projection iterative method in solving the MoM matrix equations in electromagnetic scattering", *IEE Proceedings Microwave Antenna Propagation* vol 147, n°6, Décembre 2000, pp 445-450.
43. **Sultan M.F., Mittra R.**, "An iterative moment method for analyzing the electromagnetic field distribution inside inhomogeneous lossy dielectric objects", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 33, n°2 Février 1985. pp 10-14.
44. **Sarkar T.K., Arves E., Rao S.M.**, "Application of the fast Fourier transform and the conjugate gradient method for efficient solution of electromagnetic scattering from both electrically large and small conducting bodies ", *Electromagnetics* vol 5, 1985, pp 99-122.
45. **Parsons P.J., Jacques S.R., Pulko S.H., Rabhi F.A.**, " TLM modelling using distributed computing", *IEEE Microwave and Guided Wave letters* vol 6, n°3, Mars 1996, pp 141-142.
46. **Obelleiro F., Rodriguez J.L., García Pino A.**, "An iterative solution of the combined field integral equation ", *Annales des Télécommunications* vol 53, n°3-4, Mars-Avril 1998, pp 85-94.
47. **Walter M., Pertz O., Beyer A.**, " A contribution of the modelling of longitudinally periodic waves guides by the help of the TLM method ", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 48, n°9, Septembre 2000, pp 1574-1576.
48. **Barba J., Cabeceiro A.C.L., Represa J., Panizo M., Pereira C.**, " Modelling dispersive dielectrics for 2D TLM method", *IEEE Trans. Microwave and Guided Wave Letters*, vol 6, n°4, Avril 1996, pp 174-176.
49. **Baudrand H., N'gongo R.S.**, " Application of wave concept iterative procedure", *Recent Research Development in Microwave Theory and Techniques* vol 1, 1999, pp 187-197.

50. **N'Gongo R.S.**, " Modélisation électromagnétique des circuits planaires. Application à l'influence du boîtier ", *Thèse de Doctorat INPT Toulouse*. 1999.
51. **Zeid A.**, " Contribution à l'étude des plots métalliques disposés périodiquement pour les circuits micro-électroniques. Application aux télécommunications (Blindage, Guidage, Filtrage, Antenne, Matériaux à gap photonique)", *Thèse de Doctorat INPT Toulouse*. 2001.
52. **Garcia R.**, " Contribution à l'étude des circuits planaires par une méthode itérative basée sur le concept d'onde (F.W.C.I.P)", *Thèse de Doctorat INPT Toulouse*. 2001.
53. **Cohn S.B.**, " Slotline on a dielectric substrate ", *IEEE. Trans. on Microwave Theory and techniques*, vol 17, 1969, pp 768-778.
54. **Souny D.**, "Etude des propriétés d'orthogonalité des modes TE/TM transverse dans un guide uniforme homogène par morceau: Application à la représentation de l'opérateur admittance dans la méthode de résonance transverse" Note interne *ENAC, LEN7*. Toulouse
55. **Couffignal P.**, "Contribution à l'étude de filtres en guides d'ondes métalliques", *Thèse de Doctorat INPT, Toulouse* 1992.

2^{eme} Partie :

Applications

Chapitre 2

Antenne Diélectrique Microruban Uniforme à Ondes de Fuite à plan de masse variable ¹

Cadre de L 'étude

Formulation du Problème

Méthode de Résonance Transverse

Résolution Numérique

Dans ce chapitre n°2, la méthode de résolution utilisée : Méthode de Résonance Transverse est explicitée et appliquée à une structure unidimensionnelle uniforme d'antenne à ondes de fuite à plan de masse variable. Une étude détaillée et plusieurs exemples sont donnés pour montrer l'effet des paramètres géométriques ainsi que la fréquence de travail sur les caractéristiques de rayonnement (balayage électronique et diagrammes de rayonnement, ...).

Mots clés : Antenne diélectrique, Microruban, Uniforme, Ondes de fuite, Résonance transverse, Balayage électronique. Rayonnement. Lame d'air.

A- Cadre de l'étude

A-I Analyse d'une antenne diélectrique microruban uniforme à ondes de fuite à plan de masse variable

A-I-1 Structure d'antenne

A-I-2 Présentation du modèle

A-II Choix de la méthode numérique : Méthode de résonance transverse

A-III Application à l'étude d'antenne à ondes de fuite

A-III-1 Construction de la ligne de transmission équivalente : Schéma équivalent

A-III-2 Mise en équation du problème : Equation de continuité

A-III-3 Fonctions d'essai

A-III-4 Représentation matricielle : Méthode de Galerkin

A-IV- Diagramme de Rayonnement

A-IV-1 Méthode générale

A-IV-2 Méthode approchée

B- Résultats Numériques – Interprétations et Discussions

B-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe

B-II Etude de convergence

B-III- Résultats

Conclusion du chapitre 2

Références du chapitre 2

Dans ce chapitre 2, on présente l'analyse d'antenne diélectrique microruban unidimensionnelle uniforme à ondes de fuite à plan de masse variable. Le problème posé est formulé par une équation du type intégrale reposant sur le formalisme de l'opérateur admittance. Par établissement du modèle du guide d'ondes à murs magnétiques et périodiques et par application de la méthode de résonance transverse, un schéma équivalent simple permet de poser systématiquement les équations de continuité tenant compte de la présence de la lame d'air. La fonction d'essai est dans ce cas du type densité de courant électrique décomposé dans la base formée des modes TE et TM du guide à murs magnétiques dont la section droite est le ruban métallique. Ainsi, l'approche développée nous permet d'implémenter un outil numérique qui permet d'étudier l'influence des paramètres géométriques et la fréquence ainsi que la hauteur de la lame d'air sur les caractéristiques de rayonnement de telles antennes.

A- Cadre de l'étude :

A-I Analyse d'une antenne diélectrique microruban uniforme à ondes de fuite à plan de masse variable:

A-I-1 Structure d'antenne :

Soit l'antenne diélectrique à ondes de fuite (Cf. figure II-1), constituée d'un guide diélectrique de permittivité ϵ_r , de largeur c , de hauteur a et de longueur L_0 . Des motifs métalliques de longueur b et de largeur W y sont imprimés et reproduits avec une période d , choisie à l'instar des dimensions transversales du guide, de telle manière à assurer la propagation du mode fondamental en évitant l'excitation des modes de fuite supérieurs (diagramme mono-faisceau). Le substrat diélectrique isotrope repose sur une lame d'air (ϵ_0) de hauteur h variable dont le but est de diriger la direction de pointage loin de la direction transversale. Ceci permet une large exploration de l'espace et d'améliorer les caractéristiques de rayonnement (largeur du faisceau principal, ouverture de balayage,...). Enfin, le tout est monté sur un plan de masse parfaitement conducteur de position variable. Pour une hauteur h nulle de la lame d'air, l'antenne se comporte comme une structure montée sur un plan image (antenne à double hauteur $2a$). Tandis que, pour les grandes hauteurs h , l'antenne est une structure ouverte sans plan de masse. Le champ électrique est rayonné par suite dans toutes les directions. L'excitation est choisie perpendiculaire au plan de l'antenne, puisque dans cette orientation, les pertes par adaptation transition excitation-guide sont négligeables.

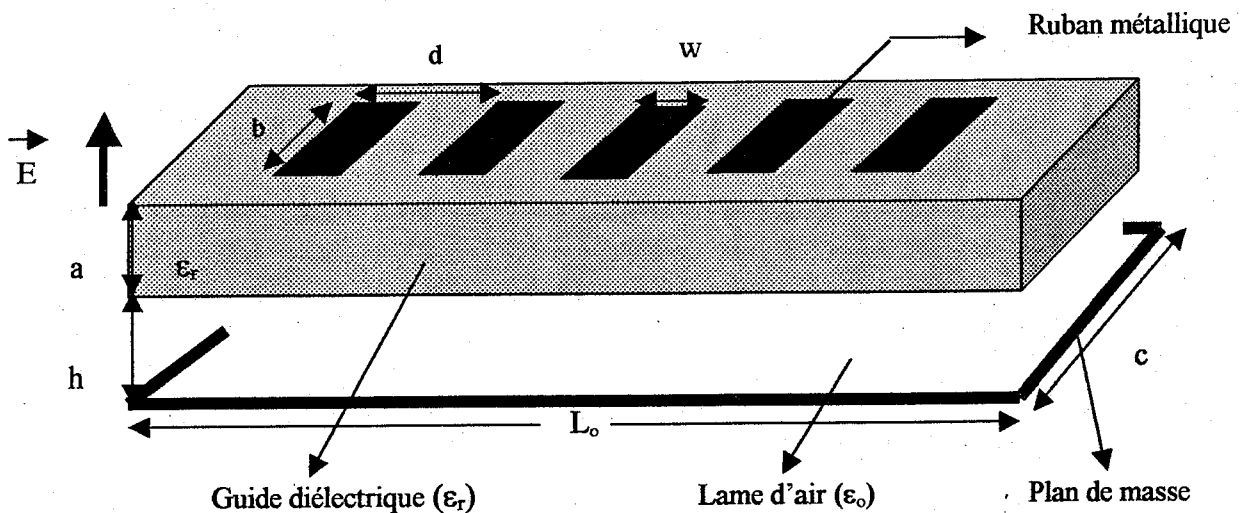


Figure II-1 : Antenne diélectrique uniforme microruban à ondes de fuite à plan de masse variable.

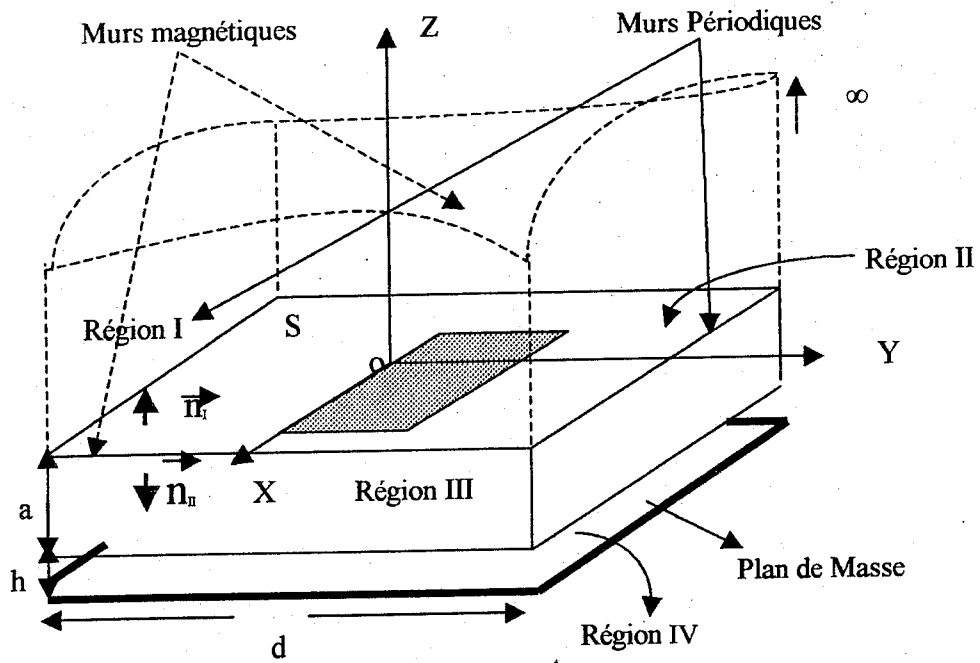


Figure II-2 : Structure rayonnante par période.

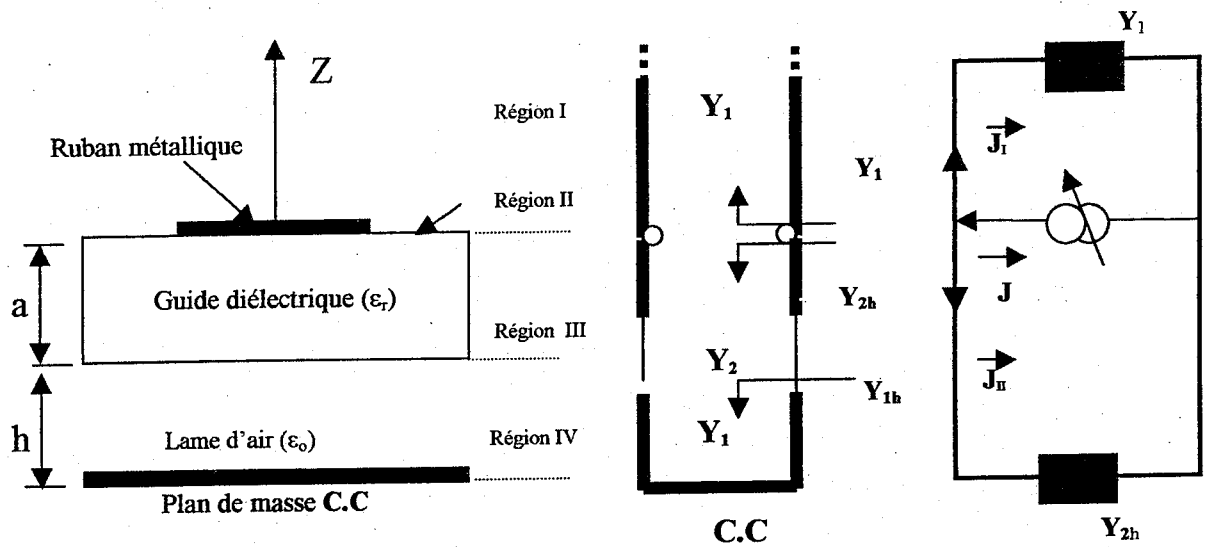


Figure II-3 : Schéma équivalent à la discontinuité

A-I-2 Présentation du modèle :

Pratiquement, les dimensions du guide ne peuvent atteindre l'infini, ainsi pour simuler la réalité, le guide terminé par une charge adaptée, est limité par des murs magnétiques en $x=0$ et $x=c$ pour décrire le rayonnement dû aux effets bords. Ceci permet de modéliser le problème fini avec des conditions aux limites bien choisies (Cf. figure II-1). La détermination des caractéristiques de rayonnement se réduit à calculer la constante de propagation complexe $k_y = \beta_y - j\alpha$. L'étude de la structure périodique se réduit à l'analyse d'une seule période de la structure. Ainsi, le guide considéré est à murs magnétiques et périodiques (Cf. figure II-2).

Le champ électrique total est décomposé en harmoniques d'espace selon le théorème de Floquet ^[1]. La direction angulaire de chaque harmonique est donnée par la relation :

$$\sin \theta_n = \frac{\beta_{yn}}{K_0} = \frac{\beta_y}{K_0} + \frac{n \lambda_0}{d} \quad (\text{II-1})$$

Avec, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

K_0, λ_0 nombre et longueur d'onde en espace libre.
 β_y constante de phase relative à l'harmonique $n=0$.

Dans certaines applications, pour éviter les lobes supérieurs (souvent appelés lobes d'ambiguïté), il est recommandé de ne considérer que l'harmonique d'espace $n = -1$. Sa direction angulaire est donnée par :

$$\theta_{-1} = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_{y-1}}{K_0} \right) = \sin^{-1} \left(\frac{\beta_y}{K_0} - \frac{\lambda_0}{d} \right) \quad (\text{II-2})$$

A-II Choix de la méthode numérique : Méthode de résonance transverse

Comme il a été mentionné au chapitre 1, les méthodes couramment utilisées sont classées en deux familles : les méthodes différentielles qui s'appuient sur la discrétisation dans l'espace de l'équation de propagation et aboutissent à la résolution de systèmes d'équations linéaires. Elles entraînent par suite, l'utilisation d'une très grande place mémoire et des temps de calculs très importants. Par ailleurs les méthodes intégrales permettent d'obtenir les solutions d'un problème de propagation ou de discontinuités à partir de la détermination des distributions de courants et de champs sur une surface particulière. Ces méthodes sont bien adaptées à la programmation sur micro-ordinateur et nécessitent de faible temps de calcul. Cependant elles ne sont applicables que pour des cas non trop complexes. Notre choix s'est fixé sur la méthode de résonance transverse combinée à la méthode des moments en particulier celle de Galerkin. Cette méthode a été utilisée par plusieurs auteurs pour d'autres structures ^[2,3,4,5] étant donné son caractère rigoureux. Par ailleurs une généralisation de cette méthode par l'introduction du formalisme de l'opérateur admittance ^[6] et par suite l'élaboration d'un schéma équivalent systématique et simple par l'introduction du concept de fonctions d'essai ^[7,8,9] à n'importe quelles structures en discontinuités planaires ^[10,11,12,13,14] a été appliquée avec succès. Un autre aspect plus avantageux est sa flexibilité pour l'analyse de structures aussi complexes qui tiennent compte des dimensions, de géométries non régulières et plus

rigoureusement tenant compte de la présence de l'excitation (sonde coaxiale, ligne microruban, ligne microruban couplée), etc.... Cette dernière s'avère compétitive avec d'autres approches dans le domaine spectral ^[15].

A-III Application à l'étude d'antenne à ondes de fuite :

Dans le cas du guide diélectrique périodique à ondes de fuite fonctionnant en antenne dispersive, le problème consiste à la détermination de la constante de propagation complexe k_y . Elle est calculée par méthode de résonance transverse. Pour cela nous considérons une propagation des ondes électromagnétiques perpendiculairement au plan de l'ouverture (propagation selon oz). Le problème est vu comme la discontinuité de deux lignes de transmissions (régions I et II) (Cf. figure II-2). Les conditions de continuité des champs tangentiels à l'interface (plan $z=0$) et l'utilisation de la méthode de Galerkin conduisent à un système d'équations homogènes. L'annulation du déterminant fournit les valeurs propres recherchées.

A-III-1 Construction de la ligne de transmission équivalente : Schéma équivalent

La structure périodique rayonnante est le siège d'ondes de fuite se propageant selon (oy) et polarisées selon (oz) . k_y est déterminée par la méthode de résonance transverse qui s'applique bien aux discontinuités planaires. Cette dernière est appliquée après introduction du formalisme des opérateurs (notation de Dirac). Ainsi, on traduit les conditions de continuité imposées par la présence du métal au sein du plan de discontinuité. Le champ électrique transverse E_t doit s'annuler sur la partie métallique. A l'inverse, la densité de courant totale J liée au champ magnétique doit s'annuler sur l'isolant.

On construit une ligne de transmission équivalente, en identifiant le plan (xoy) au plan transverse et l'axe (oz) à l'axe longitudinal. Par conséquent, la structure est traitée comme la discontinuité entre une ligne de transmission infinie à milieu homogène ($z > 0$) et une ligne de transmission court-circuitée à milieu stratifié (diélectrique et lame d'air) ($z < 0$). Pour cela, nous devons d'abord établir un schéma équivalent de la discontinuité (Cf. figure II-3). La fonction de test est la densité de courant électrique J à l'ouverture.

La structure se compose donc comme sur la figure II-3, de quatre régions :

- Région (I) représente un guide vide rectangulaire infini.
- Région (II) représente le plan transverse contenant la discontinuité métallique. Ceci correspond à une coupe transverse du petit guide à murs magnétiques rectangulaires et généralement peut être de forme quelconque.
- Région (III) représente une portion du guide rectangulaire de hauteur a rempli de diélectrique ϵ_r (substrat diélectrique).
- Région (IV) représente une portion du guide rectangulaire vide de hauteur h (lame d'air).

Pour étudier cette structure, il faut caractériser les discontinuités présentes. Ce sont :

- La discontinuité entre (I) et (II).
- La discontinuité entre (II) et (III).

A-III-2 Mise en équation du problème : Equation de continuité

A l'aide du schéma équivalent de la discontinuité de la figure (I-3), on établira les équations relatives à la structure où on définit les opérateurs admittances suivant :

$\hat{Y}_1(\epsilon_0)$ et $\hat{Y}_2(\epsilon_r)$: opérateurs admittance représentant les guides rectangulaires infinis respectivement vide et rempli de diélectrique.

$\hat{Y}_{1h}(\epsilon_0)$: opérateur admittance du guide vide court-circuité à une hauteur h.

$\hat{Y}_{2h}(\epsilon_r)$: opérateur admittance du guide diélectrique court-circuité à une hauteur a et fermé par $\hat{Y}_{1h}(\epsilon_0)$.

J : densité de courant inconnu sur la partie métallique.

E : Champ électrique défini sur la plaque métallique

On utilise le formalisme des opérateurs pour écrire formellement les équations de la structure. Ainsi,

Dans le plan II – passage entre la partie (I) et la partie (III) – les composantes tangentielles du champ électrique E_t et du champ magnétique H_t doivent vérifier les relations de continuité :

$$(E_{II} - E_{III}) \times n = 0 \tag{II-3}$$

$$(H_{II} - H_{III}) \times n = J \tag{II-4}$$

J est la densité de courant non nulle sur la partie métallique (Cf. figure I-3).

Le champ électrique E et la densité de courant J sont par ailleurs reliés par l'opérateur admittance :

$$J = \hat{Y} E \tag{II-5}$$

Les conditions de continuité des composantes tangentielles deviennent en utilisant E et J :

$$E = 0 \text{ sur le métal} \tag{II-6-a}$$

$$J = 0 \text{ sur le diélectrique} \tag{II-6-b}$$

On rappelle les fonctions complémentaire \hat{H}_M et \hat{H}_I définies de la façon suivante :

$$\hat{H}_M = \begin{cases} 1 & \text{sur le métal} \\ 0 & \text{sur l'isolant} \end{cases} \quad \text{et} \quad \hat{H}_I = \begin{cases} 1 & \text{sur l'isolant} \\ 0 & \text{sur le métal} \end{cases}$$

Ces fonctions permettent de transformer les relations (II-6-a) et (II-6-b) en relations valables sur toute la section transverse notée (II) sur la figure (I-3).

$$\hat{H}_M E = 0 \quad (\text{II-7-a})$$

$$\hat{H}_I J = 0 \quad (\text{II-7-b})$$

La fonction d'essai choisie est du type densité de courant, donc la relation (II-6-b) est vérifiée automatiquement. Cherchons maintenant à vérifier la relation (II-7-a). Le schéma équivalent permet d'écrire les relations ci-dessous :

$$J = J_I + J_{II} \quad (\text{II-8-a})$$

J_I et J_{II} les densités de courant de même nature que le champ magnétique H (obtenues par une rotation du champ magnétique transverse de $\pi/2$), associées aux plans transverses respectivement entre les régions (I-II) et (II-III) et orientées selon les vecteurs normaux n_I et n_{II} , (figure II-2) par:

$$J_I = H_I \times n_I = H_{II} \quad (\text{II-8-b})$$

$$J_{II} = H_{II} \times n_{II} = H_{III} \quad (\text{II-8-c})$$

en notation de Dirac :

$$|J\rangle = |J_I\rangle + |J_{II}\rangle \quad (\text{II-9-a})$$

$$|J_I\rangle = \hat{Y}_I |E\rangle \quad (\text{II-9-b})$$

$$|J_{II}\rangle = \hat{Y}_{2h} |E\rangle \quad (\text{II-9-c})$$

On alors obtient :

$$|J\rangle = (\hat{Y}_I + \hat{Y}_{2h}) |E\rangle \quad (\text{II-10-a})$$

Puisque les opérateurs \hat{Y}_I et \hat{Y}_{2h} sont définis dans le domaine entier de la structure d'antenne définie comme sur la figure (II-2), la somme $(\hat{Y}_I + \hat{Y}_{2h})$ est inversible. On écrira par suite :

$$|E\rangle = (\hat{Y}_I + \hat{Y}_{2h})^{-1} |J\rangle \quad (\text{II-10-b})$$

$$|E\rangle = \hat{Z} |J\rangle \quad (\text{II-10-c})$$

La relation (II-8-a) traduit la relation de continuité du champ magnétique. En remplaçons toutes ces expressions dans la relation (II-7-a) nous obtenons l'équation représentative de notre problème :

$$\hat{H}_M | E \rangle = 0 \Rightarrow \hat{H}_M [(\hat{Y}_1 + \hat{Y}_{2h})^{-1} | J \rangle] = 0 \quad (\text{II-11-a})$$

$$\Rightarrow \hat{H}_M [\check{Z} | J \rangle] = 0 \quad (\text{II-11-b})$$

Pour résoudre l'équation (II-11-b), nous décomposons les opérateurs admittances \hat{Y}_1 et \hat{Y}_{2h} ainsi que la densité de courant J sur des bases appropriées. Les régions (I) et (III) étant des portions de guides rectangulaires, nous pouvons utiliser la même base pour décomposer les opérateurs admittances. Nous choisissons comme base, le champ électrique de ce type de guide qu'on notera $\{e_{mn}\}$, dont les expressions sont données en annexe 1. Par ailleurs, la densité de courant J est décomposée dans la base des fonctions d'essai qu'on notera $\{g_k\}$, donnée en annexe 2.

L'opérateur impédance résultant s'écrit alors sous la forme :

$$\check{Z} = (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_{2h})^{-1} = \sum_{m,n} \frac{| e'_{mn} \rangle \quad \overset{1}{\text{-----}} \quad \langle e_{mn} |}{\langle e'_{mn} | e_{mn} \rangle} \quad (\text{II-12})$$

avec,

$$Y_{1 \text{ mn}}^{\text{TE}} = \frac{\gamma_{1 \text{ mn}}}{j \omega \mu} \quad Y_{2 \text{ mn}}^{\text{TE}} = \frac{\gamma_{2 \text{ mn}}}{j \omega \mu} \quad (\text{II-13-a})$$

$$Y_{1 \text{ mn}}^{\text{TM}} = \frac{j \omega \epsilon_0}{\gamma_{1 \text{ mn}}} \quad Y_{2 \text{ mn}}^{\text{TM}} = \frac{j \omega \epsilon_0 \epsilon_r}{\gamma_{2 \text{ mn}}} \quad (\text{II-13-b})$$

$$Y_{2h}^{\text{TE,TM}} = Y_2^{\text{TE,TM}} \frac{Y_{1h}^{\text{TE,TM}} + Y_2^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{2 \text{ mn}} a)}{Y_2^{\text{TE,TM}} + Y_{1h}^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{2 \text{ mn}} a)} \quad (\text{II-13-c})$$

avec,

$$Y_{1h \text{ mn}}^{\text{TE,TM}} = Y_1^{\text{TE,TM}} \text{coth}(\gamma_{1 \text{ mn}} h) \quad (\text{II-13-d})$$

$$\gamma_{1\ mn}^2 = K_{c\ mn}^2 - K_o^2 \quad (\text{II-14-a})$$

$$\gamma_{2\ mn}^2 = K_{c\ mn}^2 - \epsilon_r K_o^2 \quad (\text{II-14-b})$$

$$K_{c\ mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{c} \right)^2 - \tau_n^2 \quad (\text{II-14-c})$$

$$K_o = \omega \sqrt{\epsilon_o \mu} \quad (\text{II-14-d})$$

$$\tau_n = j \left(k_y + \frac{2n\pi}{d} \right) \quad (\text{II-14-e})$$

Dans l'expression (II-12-a), la base duale $\{e'_{mn}\}$ est introduite étant donné que $\{e_{mn}\}$ n'est pas orthogonale vu le caractère complexe de k_y . La base duale $\{e'_{mn}\}$ est définie à partir de $\{e_{mn}\}$ en considérant $\tau_n = j(k_y + 2n\pi/d)$ (voir annexe 1).

A-III-3 Fonctions D'essai :

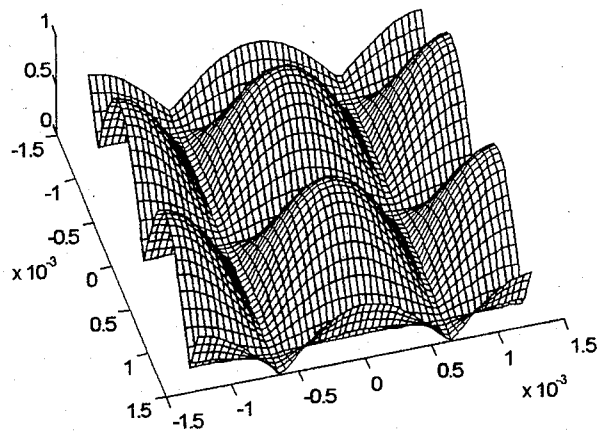
La densité du courant électrique répartie sur le ruban métallique (comme le montre la figure II-2) peut être décomposée en une infinité de modes selon la direction (oy) et un seul mode selon la direction (ox) : c'est l'analyse bidimensionnelle. Cette approche s'avère peu précise, si on veut reproduire exactement la réalité physique dans le cas d'une excitation perpendiculaire au plan de l'antenne. Donc, une analyse tridimensionnelle est recommandée. Elle tient compte d'une infinité de modes selon les directions (ox) et (oy).

Dans la littérature, on en trouve plusieurs expressions analytiques telle que : une variation en fonction des coordonnées transversales (x,y) qui tient compte des effets de bords ^[15], une fonction sinusoïdale par morceaux (piece-wise), obtenue numériquement, en calculant les modes perturbés dans un guide coaxial dont la section transverse est le ruban métallique ^[16], ou du type Roof-Top ^[17,18], ou par le concept de fonctions d'ondelettes ^[19]. Ici, nous choisissons la base orthonormée, qu'on notera $\{g_p\}$, formée des modes propres TE et TM d'un guide dont les dimensions sont celles du ruban métallique bordé de murs magnétiques puisque la composante normale de la densité de courant est nulle (voir annexe 2). Ainsi, la densité de courant s'écrit :

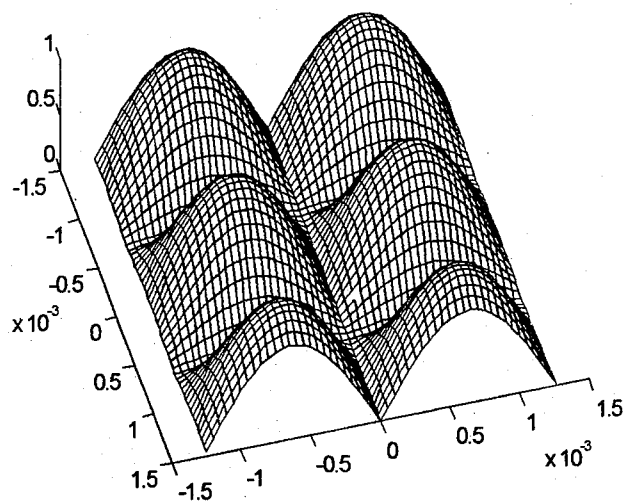
$$|J\rangle = \sum_{p=1}^{N_o} X_p |g_p\rangle \quad (\text{II-15})$$

X_p désigne l'amplitude de la densité de courant dans la base $\{g_p\}$.
 N_o est l'ordre de troncature de la série.

Au-delà de ce nombre, le problème converge. La solution obtenue s'approche de la solution exacte. Par ailleurs, une étude de convergence en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre N_0 de fonctions de test est nécessaire.



(a)



(b)

Figure II-4 Composantes g_x (a) et g_y (b) de la fonction d'essai pour $k=2$ et $l=2$.

A-III-4 Représentation matricielle : Méthode de Galerkin

Le problème formulé ainsi ne peut être résolu, que si l'on projette l'opérateur admittance (méthode de moments), sur une base appropriée : c'est la base des fonctions de test (non nécessairement orthonormée). La densité de courant dans le domaine délimité par le ruban métallique s'exprime par conséquent par une combinaison linéaire des éléments de cette base.

Il existe plusieurs choix valables, mais la plus optimale est celle qui donne à un certain ordre, une bonne précision et qui évite les solutions parasites engendrées par l'utilisation de la méthode des moments en général, en permettant une bonne convergence.

En mettant l'équation aux valeurs propres (II-11-b) du problème sous forme variationnelle, le choix de la méthode de Galerkin se justifie, puisqu'elle se prête bien à cette forme quadratique. En effet, une erreur du 1^{er} ordre sur le choix des fonctions d'essai entraîne une erreur du second ordre dans le calcul de la constante de propagation complexe [20].

En représentation matricielle, par projection sur les fonctions d'essais g_p et g_q , on obtient le système d'équation homogène suivant :

$$[Z(k_y)] [X] = [0] \quad (\text{II-16-a})$$

où $[Z(k_y)]$ est une matrice de terme général :

$$Z_{pq} = \langle g_p | Z | g_q \rangle, \quad (\text{II-16-b})$$

L'équation (II-11-b) est par conséquent équivalente à :

$$\sum_q \sum_{m,n} \frac{\{ \langle g_p | e'_{mn} \rangle Y_{1mn} + Y_{2hmn} \langle e_{mn} | g_q \rangle \}}{\langle e'_{mn} | e_{mn} \rangle} X_q = 0 \quad (\text{II-16-c})$$

Cette équation sera résolue numériquement par l'annulation du déterminant de la matrice réaction Z , donc les séries seront tronquées à un certain rang (déterminé par une étude de convergence).

Nous pouvons alors écrire cette équation sous la forme d'un système matriciel homogène $AX=0$. Pour cela, il faut calculer les différents produits scalaires figurant dans l'expression (II-16-c).

A-IV- Diagramme de Rayonnement :

A-IV-1 Méthode générale :

Pour déterminer le diagramme de rayonnement, on calcule les composantes tangentielles du champ à l'ouverture (champ proche) (voir annexe 3). Sur le ruban métallique le champ électrique est donné par :

$$E(x,y) = \sum_p \sum_q Z_{pq} X_q g_p \quad (\text{II-17-a})$$

Sur une période de l'ouverture rayonnante, le champ électrique est exprimé dans la base $\{e_{mn}\}$ du guide vide :

$$E(x,y) = \sum_{m,n} \sum_p \sum_q Z_{pq} X_q \langle e_{mn} | g_p \rangle | e_{mn} \rangle \quad (\text{II-17-b})$$

Les expressions des champs proches $E_x(x,y)$ et $E_y(x,y)$ sont données en annexe 3.

Dans le cas où on ne considère que l'harmonique d'espace $n = -1$, les expressions des champs sont :

$$E_x(x,y) = \sum_{m,-1}^{NmTM} B_{m,-1}^{TM} e_{m,-1x}^{TM} + \sum_{m,-1}^{NmTE} B_{m,-1}^{TE} e_{m,-1x}^{TE} \quad (\text{II-17-c})$$

$$E_y(x,y) = \sum_{m,-1}^{NmTM} B_{m,-1}^{TM} e_{m,-1y}^{TM} + \sum_{m,-1}^{NmTE} B_{m,-1y}^{TE} e_{m,-1y}^{TE} \quad (\text{II-17-d})$$

avec
$$B_{m,-1}^{TE, TM} = \sum_p \left[\sum_q X_q Z_{pq} \right] \langle e_{m,-1}^{TE, TM} | g_p^{TE, TM} \rangle \quad (\text{II-17-e})$$

Pour la détermination du champ lointain (E_θ, E_ϕ), transformées de Fourier des champs proches sur l'ouverture délimitant les dimensions de l'antenne représentée sur la figure (II-5).
Le champ rayonné total $E(\theta, \phi)$ en zone lointaine, est donné par :

$$E(\theta, \phi) = E_\theta u_\theta + E_\phi u_\phi \quad (\text{II-18})$$

(u_θ, u_ϕ) : vecteurs unitaires sphériques (Cf. figure II-5).

Les composantes des champs lointains (E_θ, E_ϕ), sont déterminées par la méthode classique de la phase stationnaire ^[21] :

$$E_\theta \propto [\check{E}_x \cos \phi + \check{E}_y \sin \phi] \quad (\text{II-19-a})$$

et

$$E_\phi \propto [-\check{E}_x \sin \phi + \check{E}_y \cos \phi] \cos \theta \quad (\text{II-19-b})$$

avec (\check{E}_x, \check{E}_y) transformées de Fourier des composantes du champ proche sur la fenêtre délimitant les dimensions de l'antenne sont:

$$\check{E}_{xy}(\theta, \phi) = \int_{-c/2}^{+c/2} \left\{ \int_0^{L_0} E_{ouv}(x, y) e^{-jK_0 \sin \theta \cos \phi \cdot x} dx \right\} e^{-jK_0 \sin \theta \sin \phi \cdot y} dy \quad (\text{II-20})$$

Les expressions des champs lointains $E_\theta(\theta, \phi)$ et $E_\phi(\theta, \phi)$ sont données en annexe 4.

A-IV-2 Méthode approchée :

Pour la détermination des champs lointains (E_θ, E_ϕ), transformées de Fourier des champs proches sur la fenêtre délimitant les dimensions réelles de l'antenne, une méthode approchée peut être appliquée. Elle permet d'obtenir des résultats précis dans le cas d'antennes à ondes de fuite de longueur L_0 supérieure à sa largeur c , où $L_0 \gg \lambda_0$. En effet, ceci est possible par simple connaissance du champ proche dans le plan ($x=0$) dans l'espace de Fourier (Cf. figure II-6).

Pratiquement, la longueur de l'antenne L_0 est choisie de telle manière à produire un diagramme de rayonnement mono-faisceau, seul l'harmonique d'espace $n = -1$ rayonne tandis que les autres harmoniques sont évanescents.

Dans le cas d'une excitation perpendiculaire au plan de masse, la composante E_x est faible par rapport à E_y pour des antennes assez larges. On ne s'intéressera qu'au rayonnement dans le plan (yoz), calculé à partir de E_y . Tandis que pour des antennes de faibles largeurs, la composante E_x n'est plus négligeable. Elle est antisymétrique selon (ox) et n'intervient pas dans le calcul du diagramme de rayonnement dans le plan E . Donc, par application de la méthode de la phase stationnaire ^[21]:

Dans le plan E (yoz) ($\phi=90^\circ$), on a : $E_\theta \propto \check{E}_y \quad (\text{II-21-a})$

Dans le plan H (xoz) ($\phi=0^\circ$), on a : $E_\phi \propto \check{E}_y \cos \theta. \quad (\text{II-21-b})$

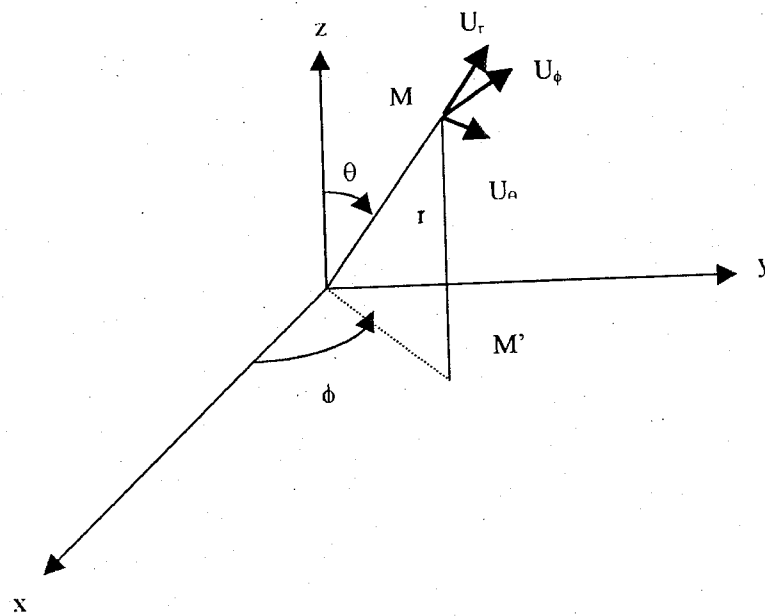


Figure II-5 : Repère en coordonnées sphériques.

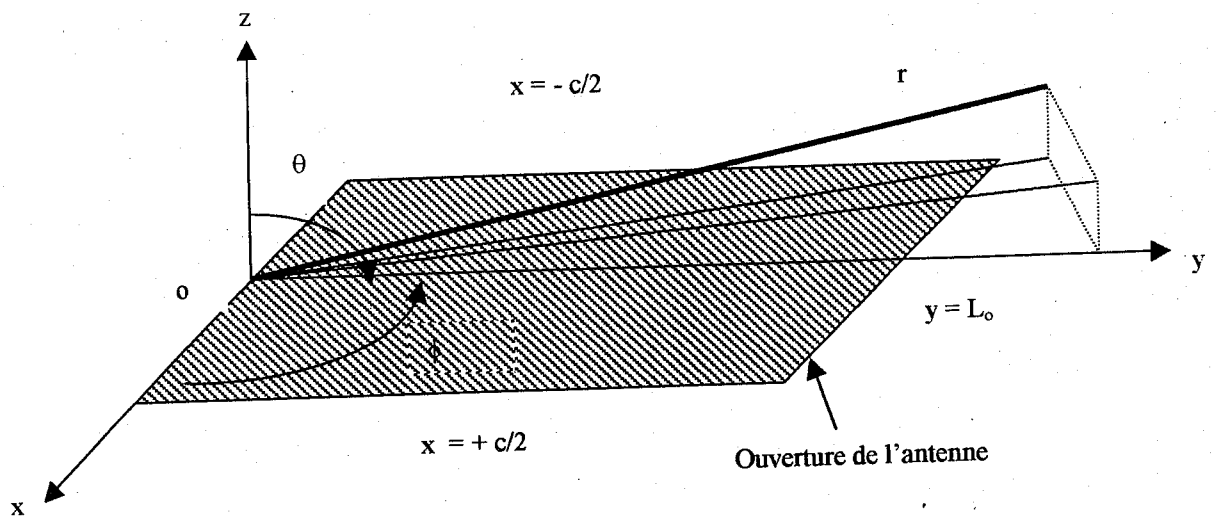
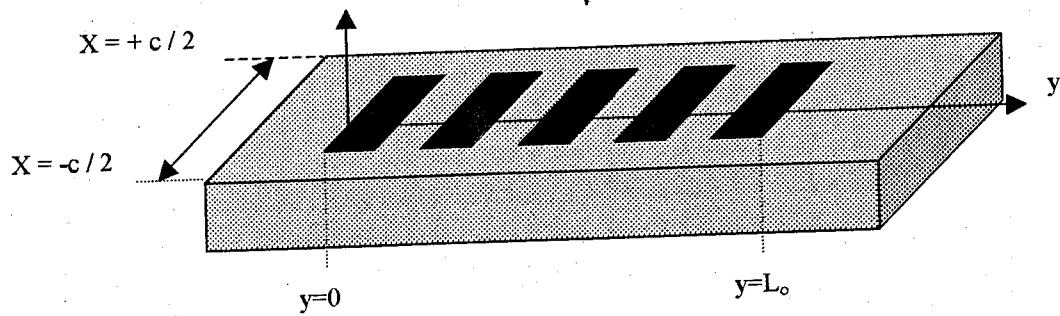


Figure II-6 : Ouvertures rayonnantes.

B- Résultats Numériques – Interprétations et Discussions :

L'organigramme se compose de deux sous-programmes de calcul :

Le premier consiste à la recherche de la constante de propagation complexe k_y .

Le deuxième consiste à la détermination du champ proche et lointain associés à la distribution sur l'ouverture donnée.

B-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe:

Le problème formulé est résolu sur calculateur numérique. En effet, le système matriciel obtenu par méthode de Galerkin, est réduit à une équation à inconnue complexe ($\det = 0$). La constante de propagation complexe est déterminée en deux étapes, la première consiste à l'estimation de β_y ($k_y = \beta_y$, $\alpha = 0$) qui minimise le module du $\det(Z)$. Quant à la deuxième étape, elle consiste à la détermination de α ($k_y = \beta_y - j\alpha$) qui minimise le module du $\det(Z)$. Ainsi un processus itératif est généré. La convergence de k_y est obtenue après stabilisation de la valeur calculée. D'autre part, si les perturbations métalliques sont petites, on peut connaître un estimé de la constante de phase de k_y (partie réelle), qui n'est autre que la constante de propagation du mode fondamental E_{y11} du guide diélectrique rectangulaire de même dimensions que l'antenne : ceci est obtenu par résolution de l'équation transcendante.

B-II Etude de convergence :

En premier lieu, une étude de convergence est élaborée dans la mesure où elle permet de fixer ultérieurement le nombre des éléments de $\{\epsilon_{mn}\}$ et le nombre des fonctions de test $\{g_p\}$. Sur les figures (II-8-a) et (II-8-b), la variation de β_y et α normalisées à K_0 sont représentées en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai. L'étude porte sur une antenne fonctionnant en bande millimétrique, sans lame d'air (rayonnement vers les z positifs seulement) ($f = 80\text{GHZ}$, $\lambda_0 = 3.75\text{mm}$), de dimensions ($b=c=4\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2.45$). On remarque que la convergence de la partie réelle est plus rapide que celle de la partie imaginaire. Ainsi, 300 couples (m,n) et 6 fonctions de test sont suffisantes pour une bonne convergence. Sur la figure (II-9-a) les parties réelle et imaginaire du déterminant sont données en fonction de la constante de propagation de β_y/K_0 .

Le déterminant de Z est représenté en fonction de β_y/K_0 sur la figure (II-9-b) et en fonction de α/K_0 sur la figure (II-9-c) au voisinage de la convergence.

B-III Résultats [24,25,26,27,28].

On propose aussi de présenter la variation de (β_{y-1}/K_0) et (α/K_0) en fonction de la distance d entre deux rubans métalliques (Cf. figure II-10) : Au fur et à mesure que d croît (ou respectivement décroît), l'angle de dépointage est décalé vers la droite (ou respectivement vers la gauche), étant donné la relation liant θ_{-1} à d . Ceci justifie aussi la décroissance de (α/K_0) quand d augmente, puisque pour une longueur d'antenne, les motifs métalliques seront éloignés les uns des autres. Ceci permet de diminuer le couplage électromagnétique entre eux, dû essentiellement aux réflexions sur les bords du métal et qui est pratiquement très fort pour des rubans très proches.

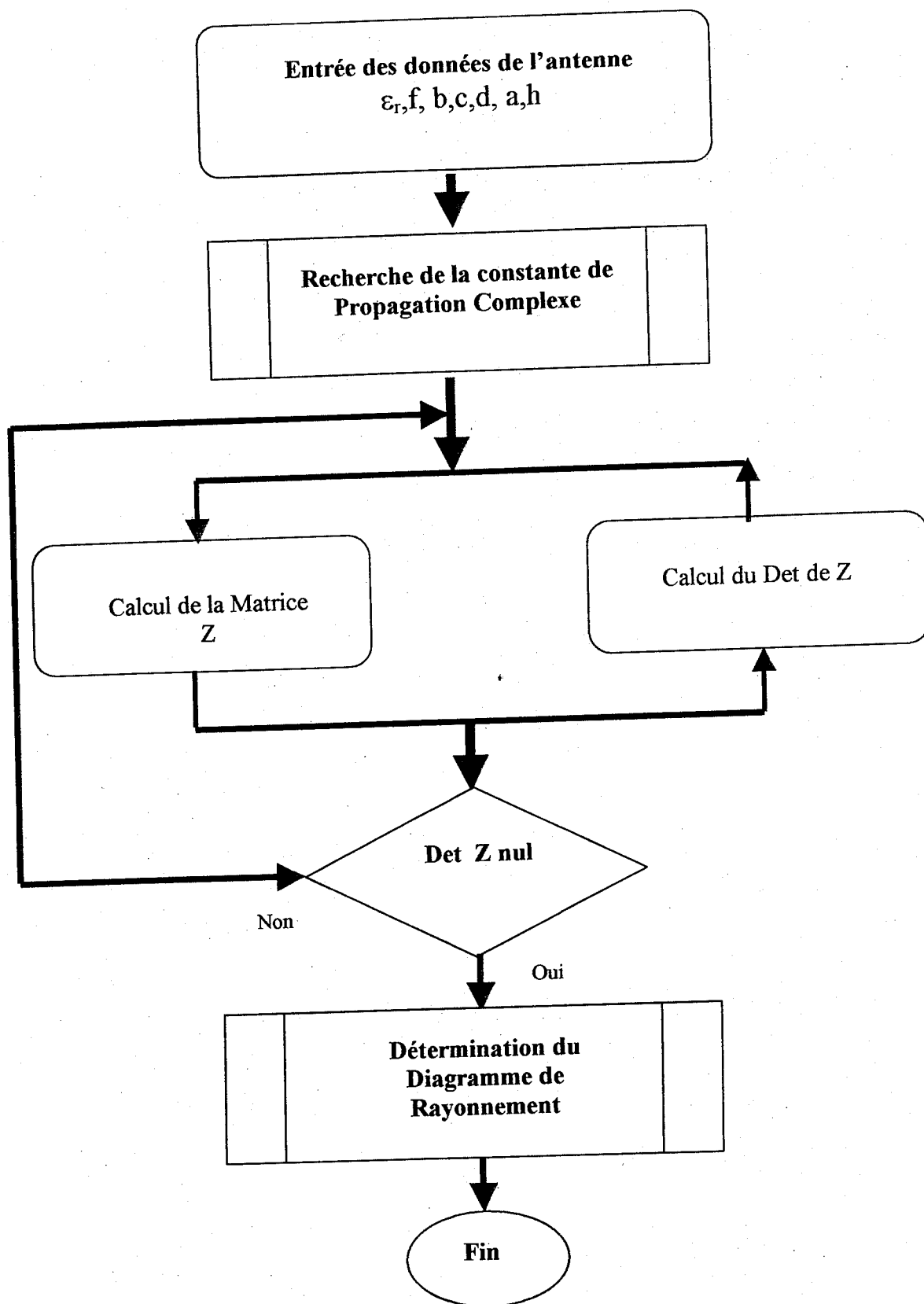
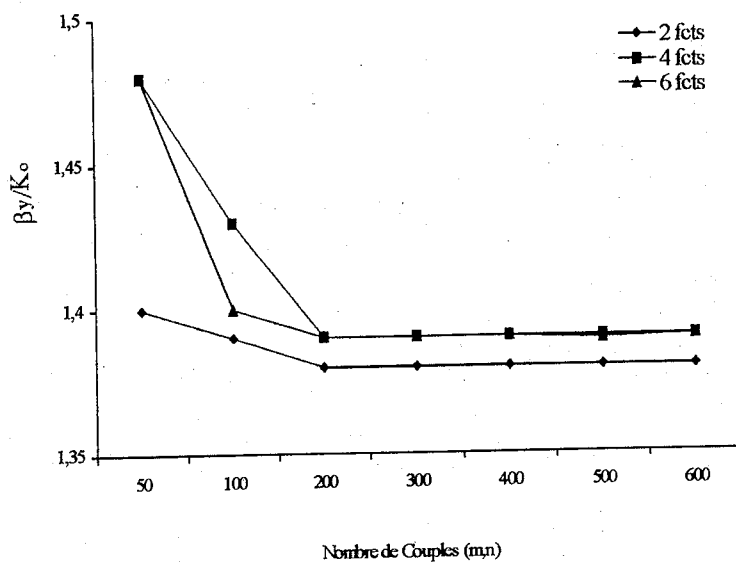
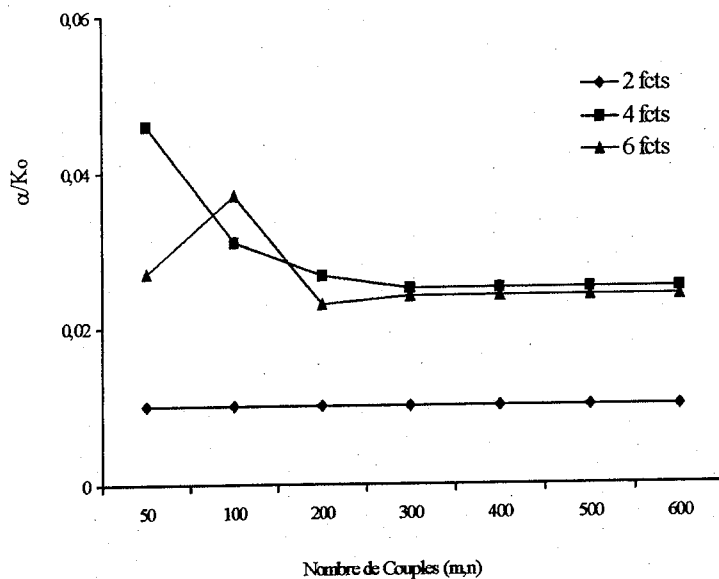


Figure II-7 : Organigramme du programme de calcul de la constante de propagation et du diagramme de rayonnement.

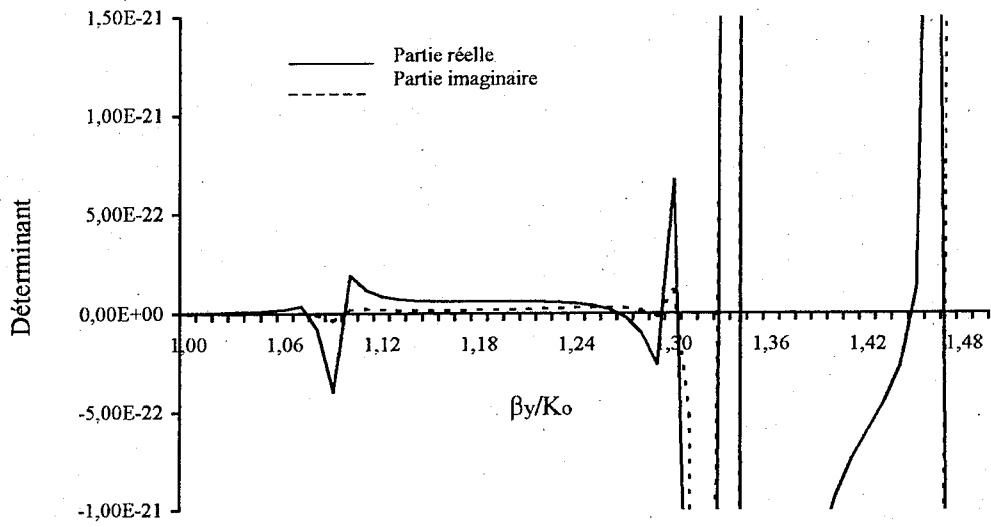


(a)

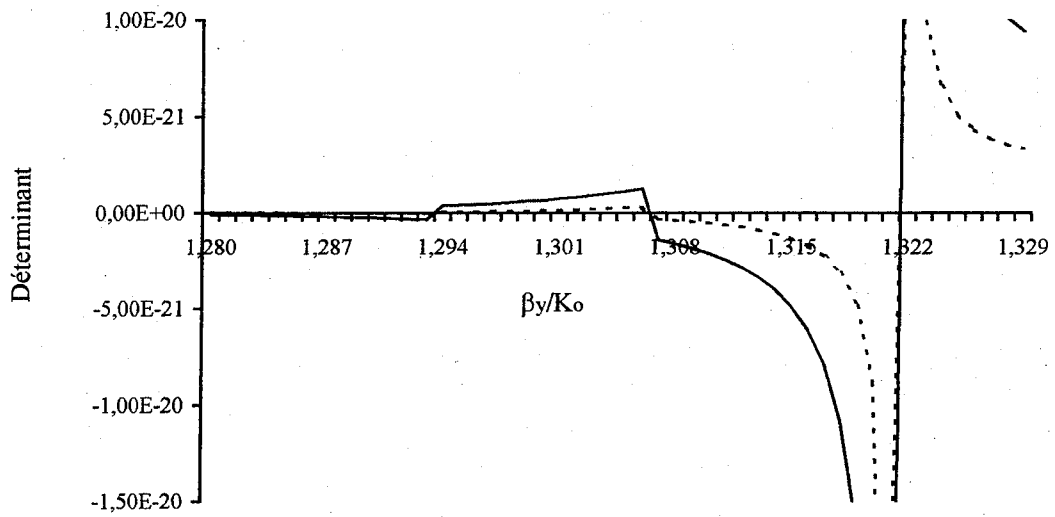


(b)

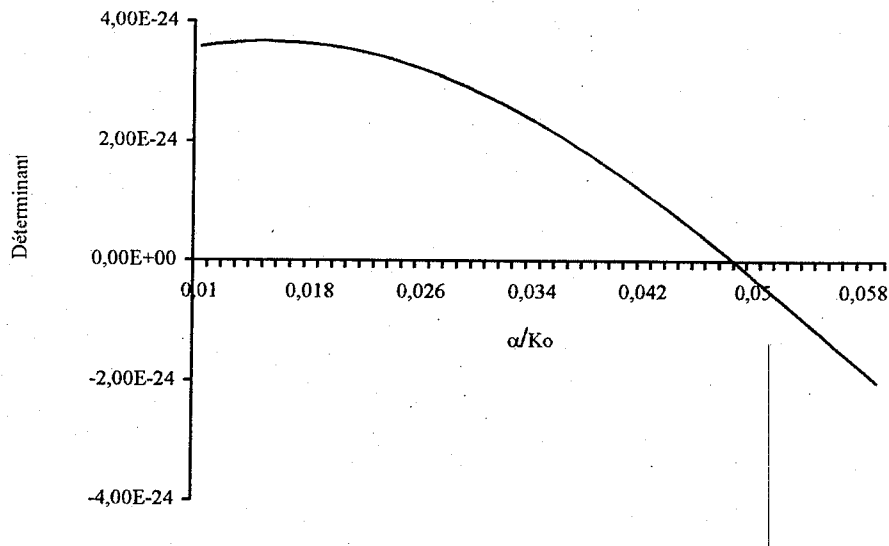
Figure II-8 : Variation de la partie réelle (a) et imaginaire (b) de k_y en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai. $b=c=4\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2.45$ ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$)



(a)



(b)



(c)

Figure II-9 : Variation (a) ,(b) et (c) de la partie réelle et imaginaire du déterminant de la matrice Z en fonction des parties réelle et imaginaire de la constante de propagation γ .

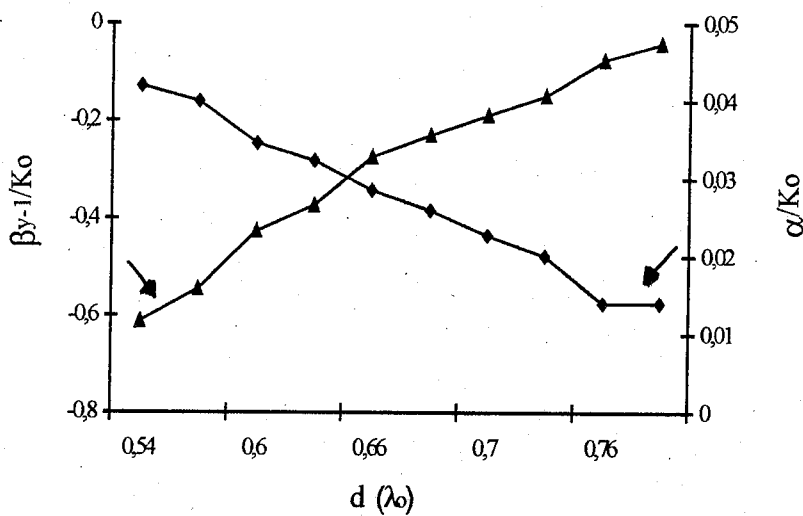


Figure II-10 : Variation de (β_{y-1}/K_o) et (α/K_o) en fonction de la période d . $b=c=0,8\lambda_o$, $W=0,338\lambda_o$, $a=0,387\lambda_o$, $d=0,667\lambda_o$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2,45$ ($\lambda_o=3,75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$)

Sur les figures (II-11) et (II-12), on montre aussi qu'un balayage de l'angle de pointage est possible par un choix de la hauteur a du guide et du choix du matériau diélectrique ϵ_r .

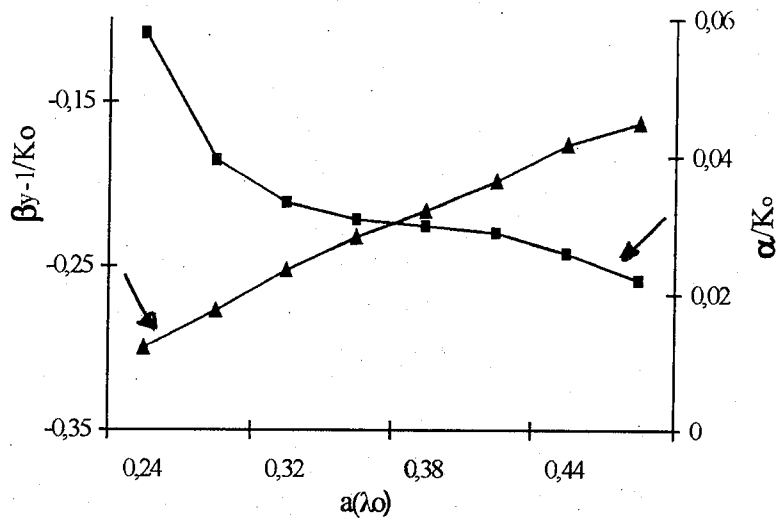


Figure II-11 : Variation de (β_{y-1}/K_0) et (α/K_0) en fonction de la hauteur $a(\lambda_0)$ du guide en bande millimétrique. $\epsilon_r=2,45$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$.

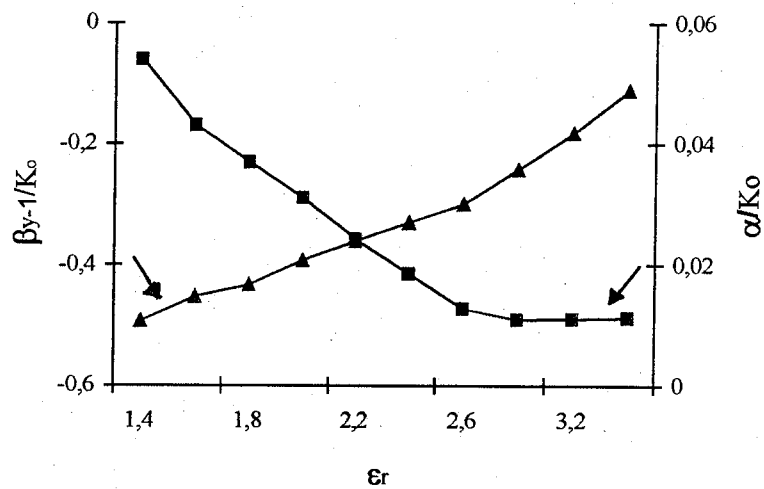


Figure II-12 : Variation de (β_{y-1}/K_0) et (α/K_0) en fonction de ϵ_r en bande millimétrique. $h=0$, $f=80\text{GHZ}$

Sur la figure (II-13), on illustre le balayage électronique obtenu par simple excursion de fréquence (bande millimétrique).

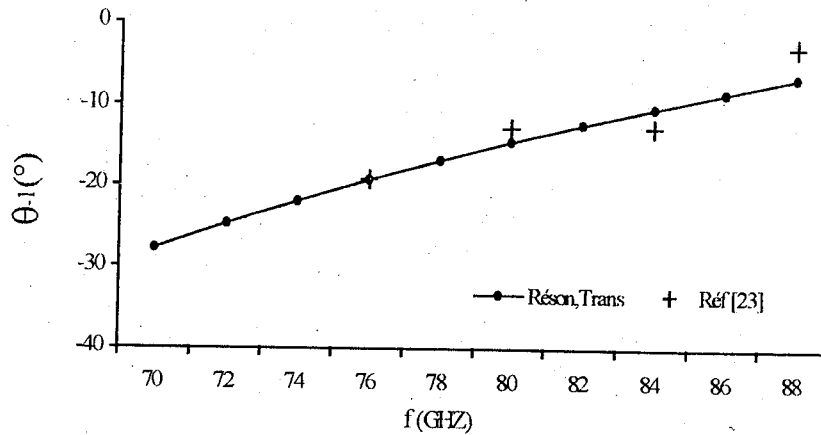


Figure II-13 : Variation de la direction du faisceau principal θ_1 (°) en fonction de la fréquence en bande millimétrique. $b=c=0,8\lambda_0$, $W=0,338\lambda_0$, $a=0,387\lambda_0$, $d=0,667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHz}$, $\epsilon_r=2,45$ ($\lambda_0=3,75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$)

On peut montrer aussi qu'un dépointage angulaire est possible par l'introduction d'une lame d'air à hauteur variable séparant le substrat diélectrique du plan de masse (Cf. figure II-1) afin de montrer l'effet de ce dernier sur les caractéristiques de balayage. Ces effets tendent à disparaître pour une certaine hauteur seuil. Au-delà de cette dernière, l'antenne se comporte comme une structure ouverte sans plan de masse. Tandis que pour une lame d'air nulle, l'antenne est une structure à guide image de hauteur $2a$. On peut voir aussi sur la figure (II-14), que la plage de balayage est optimisée selon le choix de ϵ_r du substrat diélectrique et par suite des dimensions transversales de l'antenne. On obtient une ouverture de balayage de 10° pour $\epsilon_r=2,45$, de 30° pour $\epsilon_r=10$ et de 50° pour $\epsilon_r=13$.

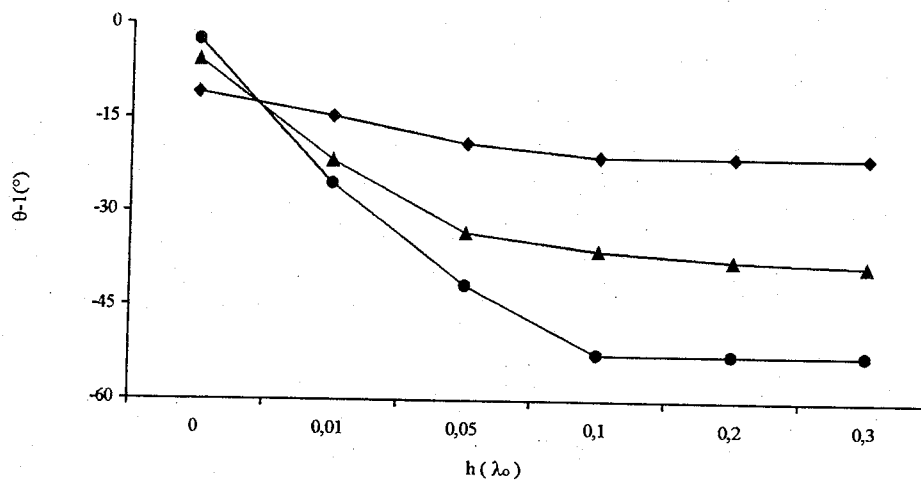


Figure II-14 : Variation de la direction du faisceau principal θ_1 (°) en fonction de la hauteur $h(\lambda_0)$ de la lame d'air en bande millimétrique.

-♦- $\epsilon_r=2,45$ -▲- $\epsilon_r=10$ -●- $\epsilon_r=13$

Des diagrammes de rayonnement pour différentes longueurs d'antennes L_0 , exprimées en λ_0 , ont été calculés. Si L_0 est de quelques λ_0 , des lobes secondaires apparaissent (Cf. figure II-15). On obtient des diagrammes de rayonnement d'autant plus directifs que L_0 est grande devant λ_0 (Cf. figure II-16). Dans la majorité des cas, ce type d'antenne produit des diagrammes non symétriques suivant la direction du faisceau principal (voir figures II-15 et II-16), étant donné que la constante d'atténuation α reste constante tout au long de l'axe de propagation (oy).

Un autre cas d'antennes étudié est celui où les dimensions c du guide et b du ruban ne sont pas égales. Ceci est proposé, afin de montrer l'effet des murs magnétiques séparés d'une distance c souvent exprimée en λ_0 (effets de bord).

On montre aussi que la constante d'atténuation normalisée (α/K_0) est grande pour des valeurs de c plus petites. En effet, les pertes aux discontinuités métalliques sont augmentées par celles des effets des bords au niveau du diélectrique (antenne de largeur finie). La direction de rayonnement principal est dirigée, dans ce cas, vers la gauche. Tandis que pour c plus grandes, la variation de la direction de pointage est vers la droite jusqu'à se stabiliser et (α/K_0) a tendance à décroître. On montre toujours, en bande millimétrique (Cf. figure II-17), que l'influence du « boîtier » disparaît pour une longueur de $c=5\lambda_0$. On montre qu'un balayage angulaire par excursion de fréquence est aussi possible (Cf. figure II-18). La variation de ($\beta_{y,1}/K_0$) en fonction de la fréquence, en bande millimétrique, présente une pente relativement constante. Un pas de 2GHZ entraîne par suite un pas de 3° .

Sur la figure (II-19), le champ rayonné par une ouverture de $10\lambda_0$, dans le plan E, est aussi présenté.

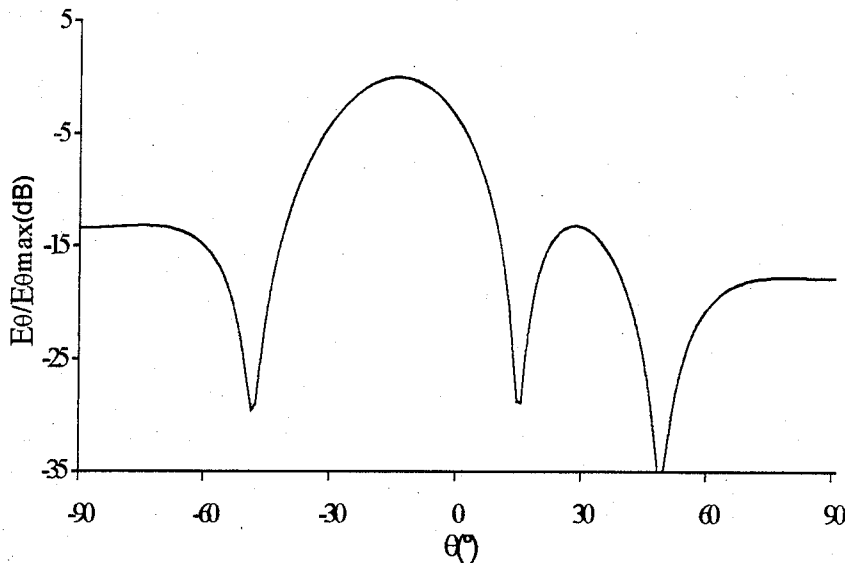


Figure II-15 : Diagramme de rayonnement (Plan E) $E_\theta/E_{\theta_{\max}}$ (dB) d'une antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=2\lambda_0$. (dépointage à $-14,5^\circ$) $b=c=0,8\lambda_0$, $W=0,338\lambda_0$, $a=0,387\lambda_0$, $d=0,667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2,45$ ($\lambda_0=3,75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$)

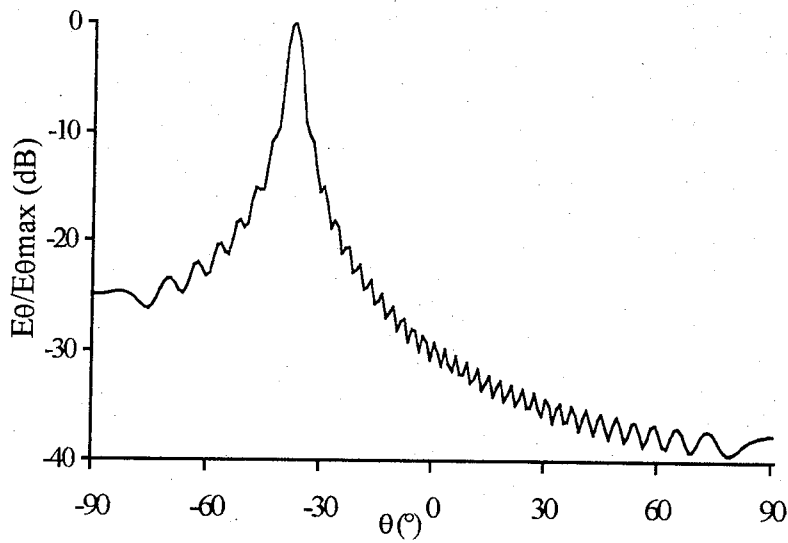


Figure II-16 :Diagramme de rayonnement (Plan E) $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) d'une antenne à ondes de fuite de longueur $L_o=20\lambda_o$. (dépointage à -38°) $b=c=0,8\lambda_o$, $W=0.338\lambda_o$, $a=0.387\lambda_o$, $d=0.667\lambda_o$, $h=0.3\lambda_o$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2.45$ ($\lambda_o=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$)

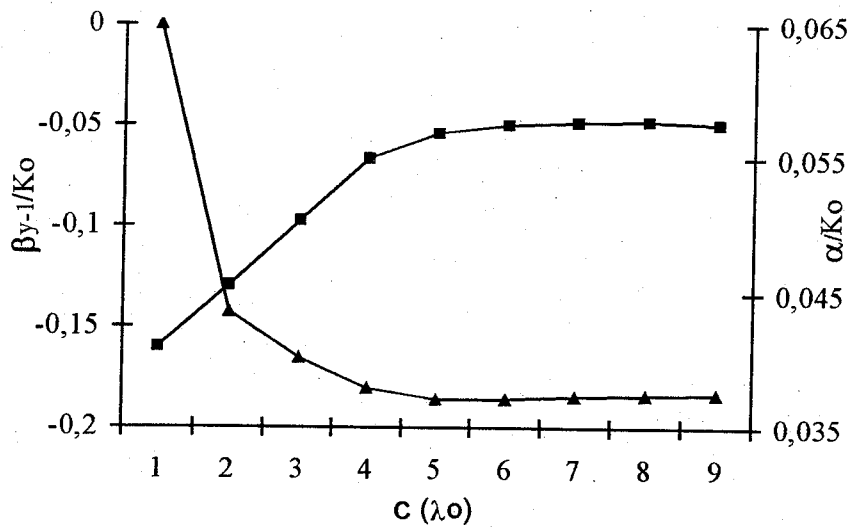


Figure II-17 : Variation de (β_{y_1}/K_o) et (α/K_o) en fonction de la distance c entre les murs magnétiques. $b=0,8\lambda_o$, $W=0.338\lambda_o$, $a=0.387\lambda_o$, $d=0.667\lambda_o$, $h=0$, $f=80\text{GHZ}$, $\epsilon_r=2.45$ ($\lambda_o=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$)

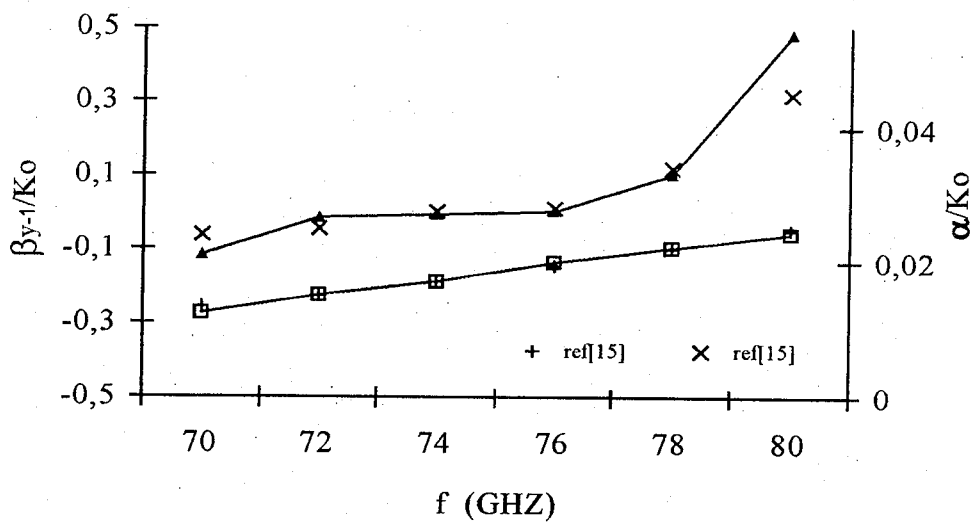


Figure II-18: Variation de $(\beta_{y,1}/K_0)$ et (α/K_0) en fonction de la fréquence. $b=7\lambda_0$, $c=8\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHz}$, $\epsilon_r=2.45$ ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$)

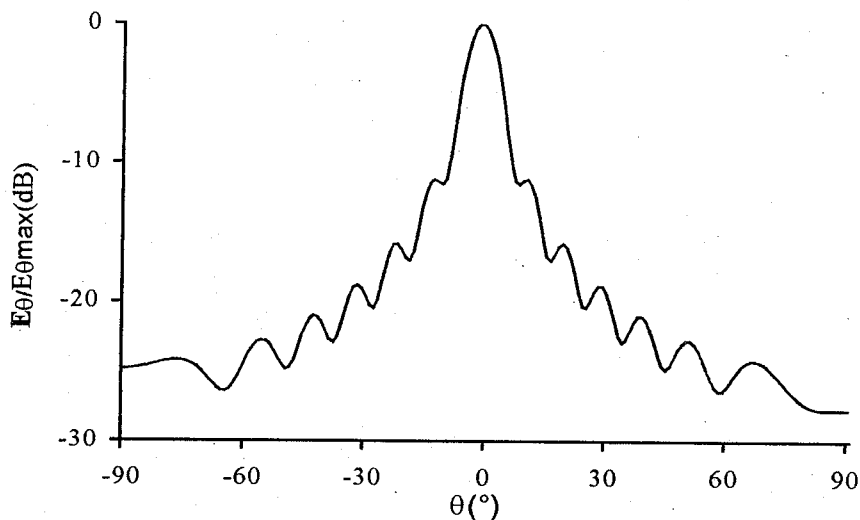


Figure II-19 : Diagramme de rayonnement (Plan E) $E_\theta/E_{\theta_{\max}}$ (dB) d'une antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=10\lambda_0$. (dépointage à $-1,6^\circ$) $b=0.8\lambda_0$, $c=8\lambda_0$, $W=0.338\lambda_0$, $a=0.387\lambda_0$, $d=0.667\lambda_0$, $h=0$, $f=80\text{GHz}$, $\epsilon_r=2.45$ ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$)

Une autre étude est envisagée dans la bande Ku. L'antenne considérée a pour dimensions ($b=c=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.167\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $h=0$, $\epsilon_r=13$, $\lambda_0=20\text{mm}$, $f=15\text{GHz}$). La variation de la direction de pointage $\theta_{,1}(\circ)$ en fonction de la fréquence en bande Ku est présentée (Cf. figure II-20). On remarque que la courbe présente une pente constante. En effet, un pas de 0,1GHz entraîne un dépointage de 3° .

Sur la figure (II-21), on représente la variation de (α/K_0) en fonction de la largeur du ruban métallique W . Plus cette dernière augmente, plus (α/K_0) croît. Ceci se justifie, étant donné que l'antenne se comporte comme une large ouverture qui atténue rapidement le champ électrique selon (oy) . Sur les figures (II-22) et (II-23), le champ rayonné par une ouverture de $12\lambda_0$ à $f = 15\text{GHZ}$ dans le plan E sont aussi présentés.

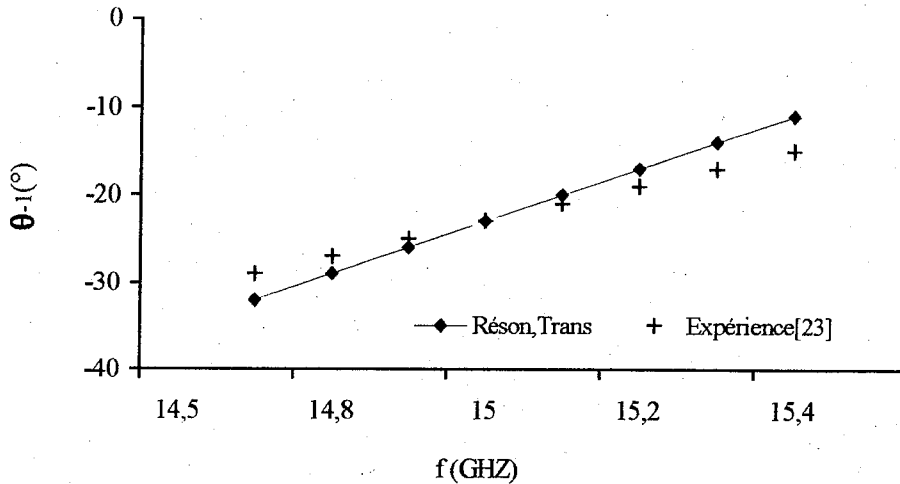


Figure II-20 : Variation de la direction du faisceau principal θ_{-1} (°) en fonction de la fréquence en bande Ku. $b=c=0.225\lambda_0$, $W=0.125\lambda_0$, $a=0.167\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $h=0$, $\epsilon_r=13$ ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f=15\text{GHZ}$)

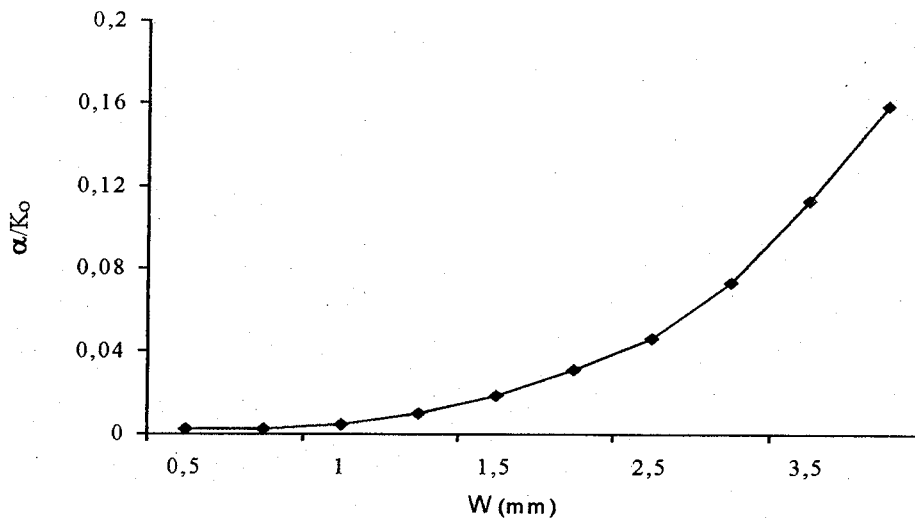


Figure II-21: Variation de (α/K_0) en fonction de la largeur W (mm) en bande Ku $b=c=0.225\lambda_0$, $a=0.167\lambda_0$, $d=0.4\lambda_0$, $h=0$, $\epsilon_r=13$ à $f=15\text{GHZ}$ ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f=15\text{GHZ}$).

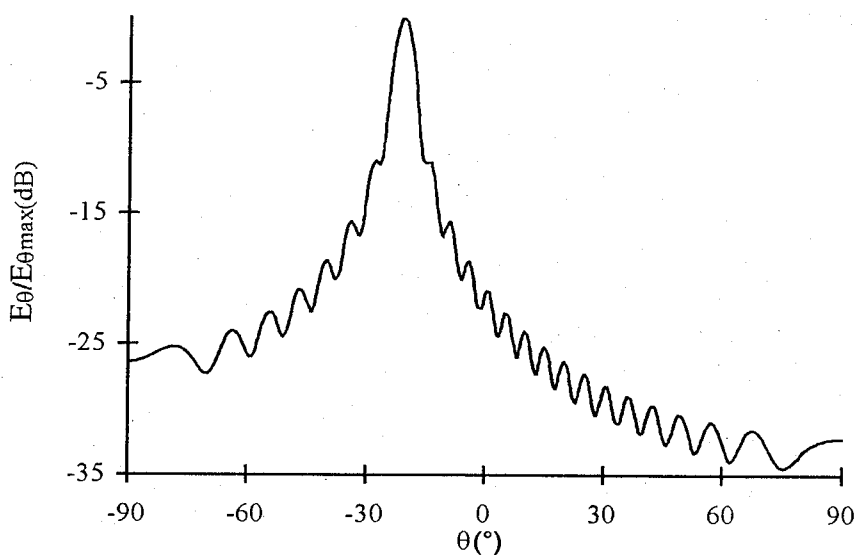


Figure II-22 : Diagramme de rayonnement (Plan E) $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) d'une antenne à ondes de fuite de longueur $L_o=12\lambda_o$ (dépointage à $-21,5^{\circ}$) à $f=15\text{GHZ}$ $b=c=0.225\lambda_o$, $W=0.125\lambda_o$, $a=0.167\lambda_o$, $d=0.4\lambda_o$, $h=0$, $\epsilon_r=13$, ($\lambda_o=20\text{mm}$, $f=15\text{GHZ}$)

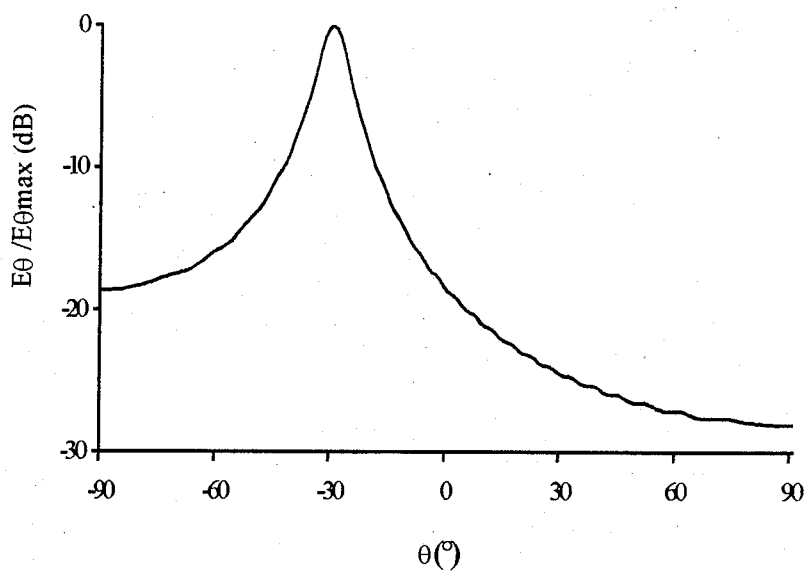


Figure II-23: Diagramme de rayonnement (Plan E) $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) d'une antenne A ondes de fuite de longueur $L_o=12\lambda_o$. (dépointage à -30°) à $f=15\text{GHZ}$, $b=c=0.225\lambda_o$, $W=0.125\lambda_o$, $a=0.167\lambda_o$, $d=0.4\lambda_o$, $h=0.001\lambda_o$, $\epsilon_r=13$, ($\lambda_o=20\text{mm}$, $f=15\text{GHZ}$).

Conclusion du chapitre 2:

Après application de la méthode de résonance transverse au calcul des caractéristiques de rayonnement d'une antenne diélectrique à ondes de fuite, la matrice de la structure obtenue par méthode de Galerkin est de petite dimension et sa résolution demande peu de temps. Comparée à l'analyse spectrale [22,23], des résultats sont en concordance. Par la méthode rigoureuse et simple développée, toutes les caractéristiques de rayonnement peuvent être déterminées pour différents types d'antennes uniformes dans différentes bandes de travail. Le gain en directivité est simplement déduit une fois calculé le champ électrique dans le plans E. Ainsi, le formalisme développé ici peut être facilement étendu à d'autres structures d'antennes pouvant améliorer leurs performances rayonnantes (ouverture de balayage, niveau des lobes secondaires, etc....)

Références du chapitre 2:

1. **Drabowitch S., Ancona A.,** "Antennes - Applications", Tome 2, *Editions Masson*, Paris, 1978.
2. **Sorrentino R.,** "Transverse resonance analysis of fine-line discontinuities", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 32, n°12, Décembre 1984 pp.1633-1638.
3. **Lampariello P., Frezza F., Shigesawa H., Tsuji M., Oliner A.A.,** "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part I: Theory", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n°7, Juillet 1998. pp 1032-1041.
4. **Frezza F., Lampariello P., Shigesawa H.,** "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part II: effects of flanges and finite stub length", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n°7, Juillet 1998. pp 1042-1046.
5. **Tsuji M., Shigesawa H., Frezza F., Lampariello P., Oliner A.A.,** "A versatile leaky-wave antenna based on stub loaded rectangular waveguide. Part III: Comparaison with measurements", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n°7, Juillet 1998. pp 1047-1055.
6. **Baudrand H.,** "Representation by equivalent circuit of the integral methods in microwave passive elements", *MIOF'89*, Budapest 1989.
7. **Baudrand H.,** "Méthodes Numériques en propagation", *ENSEEIH*T, Toulouse, 1985.
8. **Baudrand H.,** "Introduction au calcul de circuits micro-ondes", *ENSEEIH*T, Toulouse, 1993.
9. **Baudrand H.,** "Introduction au calcul électromagnétiques des structures guidantes", *ENSEEIH*T, Toulouse, 2001.
10. **Aubert H.** "Etude des discontinuités uniaxiales dans les lignes de transmission planaires", *Thèse de Doctorat INP* Toulouse 1993.
11. **Proust I.,** "Contribution à l'étude des discontinuités en guides d'ondes coaxiaux. Application aux antennes planaires", *Thèse de Doctorat INP* Toulouse 1994.
12. **Lejay B.,** "Contribution à l'étude des antennes diélectriques périodiques à ondes de fuite et application à la réalisation d'un réseau", *Thèse de Doctorat INP* Toulouse 1993.
13. **Najid A.,** "Contribution à l'étude des guides d'ondes à nervures. Application aux polariseurs et à la modélisation des Vis", *Thèse de Doctorat INP* Toulouse 1997.
14. **EL Kouhen D.,** "Contribution à l'étude des ondes de surfaces dans les circuits planaires par une méthode intégrale", *Thèse de Doctorat INP* Toulouse 1997.

15. **Ghomi M.**, " Contribution à l'étude des antennes micro-rubans à ondes de fuite ", *Thèse de Doctorat INP Toulouse* 1992.
16. **Proust L., Sauviac B., Amalric J.L., Baudrand H.**, " Systematic elaboration of trial functions bases for the study of planar structures", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 45, n°10, Octobre 1997. pp 1662-1670.
17. **P.Otero, G.V.Eleftheriades, J.R.Mosig**, " Integrated modified rectangular loop slot antenna on substrate lenses for millimeter and sub millimeter waves frequencies mixer applications". *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n° 10 Octobre 1998, pp 1489-1497.
18. **S.O.Park,C.A.Balanis, C.R.Birtcher**, "Analytical evaluation of the asymptotic impedance matrix of a grounded dielectric slab with roof-top functions", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n°2, Février 1998, pp 251-259.
19. **Y.Shifman, Z.Baharov, Y.Leviatan**, " Analysis of truncated periodic array using two stage wavelet-packet transformation for impedance matrix compression", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 47, n° 4, Avril 1999, pp 630-636.
20. **Harrington R.F.**, " Matrix methods for field problems", *IEE Proceedings Microwave and Antenna and Propagation* vol 55, n°2, Février, 1967, pp 136-149.
21. **Oliner A.A.**, " Antennas Handbook – Millimeter wave antennas", *New York VNR*, 1988.
22. **Ghomi M., Lejay B., Amalric J.L., Baudrand H.**, "Radiation characteristics of uniform and non uniform dielectric leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41, n°9, Septembre 1993, pp.1177-1186.
23. **Ghomi M., Baudrand H.**, " Full wave analysis of microstrip leaky-wave antennas", *Electronics letters* vol 25, n°13, Juin 1989, pp 870-871.
24. **Mekkioui Z., Baudrand H., Benyoucef B.**, " Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite. Application au balayage électronique", *JNVER '99 Tlemcen* 1999.
25. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, " Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite. Application au balayage électronique", *Numerical methods in Electromagnetism Proceedings. Numelec 2000*, pp. 158-159, Poitiers, France
26. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Full-wave analysis of microstrip leaky-wave", *Microwave Symposium MC'2000*, Tetuan, Maroc.
27. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite", *Annales des Télécommunications* vol 57, n°5-6, Mai-Juin 2002, pp. 540-560.
28. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "Contribution to dielectric microstrip leaky-wave antenna analysis", *AMSE Journal on Modelling, Measurement and Control A* vol 76, n°2, 2003, pp 21-33.

Chapitre 3

Antenne à Ondes de Fuite à Plusieurs Couches Diélectriques Superposées en Revêtement ²

Cadre de L'étude Formulation du Problème Résolution Numérique

Dans ce chapitre n°3, l'état d'art et la structure d'antenne à ondes de fuite à plusieurs couches diélectriques en revêtement ainsi qu'une formulation du problème sont présentés. Par ailleurs, le cas d'une seule couche diélectrique surmontant le substrat diélectrique et le cas de plusieurs couches diélectriques séparées par des lames d'air sont respectivement considérés. Les caractéristiques et performances de rayonnement NLS (dB), θ_{3dB} (°), G(dB), η (%), θ_{-1} (°), sont illustrés dans plusieurs bandes de fréquence (millimétrique, Ku et X) en fonction de la hauteur de la couche diélectrique, de leur constante, de la largeur et le nombre des rubans métalliques, période et fréquence de travail.

Mots clés : Onde de fuite. Antenne. Microruban. Revêtement diélectrique. Multi-couches. Diagramme de rayonnement. Gain. Rendement. Largeur à mi-puissance. NLS

A-Etat d'art

B- Cadre de l'étude : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à plusieurs couches superposées en revêtement

C- Formulation du Problème

C-I Méthode de Résonance Transverse

C-II Méthode des Moindres Carrées

D- Résolution numérique- Exemples- Interprétations

D-I Description du programme pour la détermination de la constante de propagation complexe

D-II Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à une seule couche diélectrique en revêtement

D-II-1 En bande millimétrique

D-II-2 En bande Ku

D-II-3 En bande X

D-III Antenne microruban à ondes de fuite à plusieurs couches diélectriques en revêtement

Conclusion du chapitre 3

Références du chapitre 3

A- Etat d'art :

Afin d'éviter la dégradation de leurs performances, l'oxydation des parties métalliques par l'environnement ou par simple raison de protection des traînées aérodynamiques pour les antennes embarquées pour les télécommunications spatiales, sont enveloppées dans un revêtement qui prend la forme de radômes. Plus récemment et pour les antennes modernes, ces derniers ont tendance à être remplacés par des revêtements (coatings) sous forme de couches diélectriques montées sur le substrat diélectrique. Par ailleurs, les auteurs [1,2,3] montrent l'influence de ces revêtements sur les antennes à fentes résonnantes. Mais peu de travaux ont été publiés dans le cas d'antennes à ondes de fuite. Dans [4], l'auteur présente l'effet de protection et d'isolation dans le cas d'antennes à fentes à ondes de fuite. Dans [5], l'auteur propose une méthode générale d'analyse d'antennes microruban tenant compte de la présence d'une couche diélectrique en revêtement. Alors que leur introduction est suggérée pour plusieurs avantages, ils peuvent affecter malheureusement considérablement les performances de l'antenne. Ces diélectriques agissent comme des guides d'onde, confinant de l'énergie dans le guide assurant ainsi la propagation d'un ou plusieurs modes de surfaces. Ce confinement d'énergie peut modifier la fréquence de résonance d'antennes, altérer le couplage mutuel entre plusieurs antennes tel que les réseaux ou une antenne à ondes de fuite, déplacer l'angle de balayage, modifier le diagramme de rayonnement et l'énergie rayonnée. Ainsi, lors de la conception d'antennes microruban planes à ondes de fuite, une étape importante, outre l'étude des différents paramètres géométriques définissant l'antenne, consiste à étudier l'influence de la présence de couche de revêtement (leur hauteur, choix de la constante diélectrique, etc...) sur les performances et caractéristiques de rayonnement de l'antenne (constante de propagation, diagramme de rayonnement, largeur à mi-puissance, niveau des lobes secondaires, rendement, dépointage angulaire, etc...)

Dans ce chapitre 3, l'effet du revêtement diélectrique sur les caractéristiques de l'antenne à ondes de fuite est présenté. Ce diélectrique d'épaisseur bien choisie du même type que le substrat diélectrique sur lequel sont imprimés les rubans métalliques ou de permittivité relative faible ou grande, est pris en considération et son influence sur le pointage angulaire, le pourcentage d'énergie rayonnée exprimée par la constante de pertes normalisée α est mis en évidence. Après formulation du problème et sa résolution rigoureuse par méthode de résonance transverse, plusieurs exemples sont présentés pour différents types d'antennes linéaires à ondes de fuite en bande millimétrique, Ku et X. Les variations des caractéristiques de rayonnement et les performances d'antennes sont aussi illustrées.

B- Cadre de l'étude : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à plusieurs couches superposées en revêtement :

Soit la structure linéaire d'antenne microruban à ondes de fuite (Cf. figure III-1) montée sur un substrat diélectrique à plan de masse parfaitement conducteur sur lequel sont imprimés périodiquement des rubans métalliques de largeur W à une période d . Sur la face supérieure de l'antenne, on fait superposer N couches diélectriques identiques ou non, de hauteurs bien choisies h_i et de constantes diélectriques ϵ_{ri} . L'antenne est excitée perpendiculairement ou parallèlement au plan de l'ouverture rayonnante, induisant ainsi le rayonnement d'ondes de fuite polarisées respectivement verticalement (modes TM) et horizontalement (modes TE).

La détermination des caractéristiques de rayonnement se réduit à calculer la constante de propagation complexe $k_y = \beta_y - j \alpha$. L'étude de la structure périodique se réduit à l'analyse d'une seule période de la structure. Ainsi le guide considéré est à murs magnétiques et périodiques (Cf. figure III-2). Le champ électrique total est décomposé en harmoniques d'espaces selon le théorème de Floquet. Dans certaines applications, pour éviter les lobes supérieurs (souvent appelés lobes d'ambiguïtés), il est recommandé de ne considérer que l'harmonique d'espace $n = -1$. Sa direction angulaire est donnée par θ_{-1} (°).

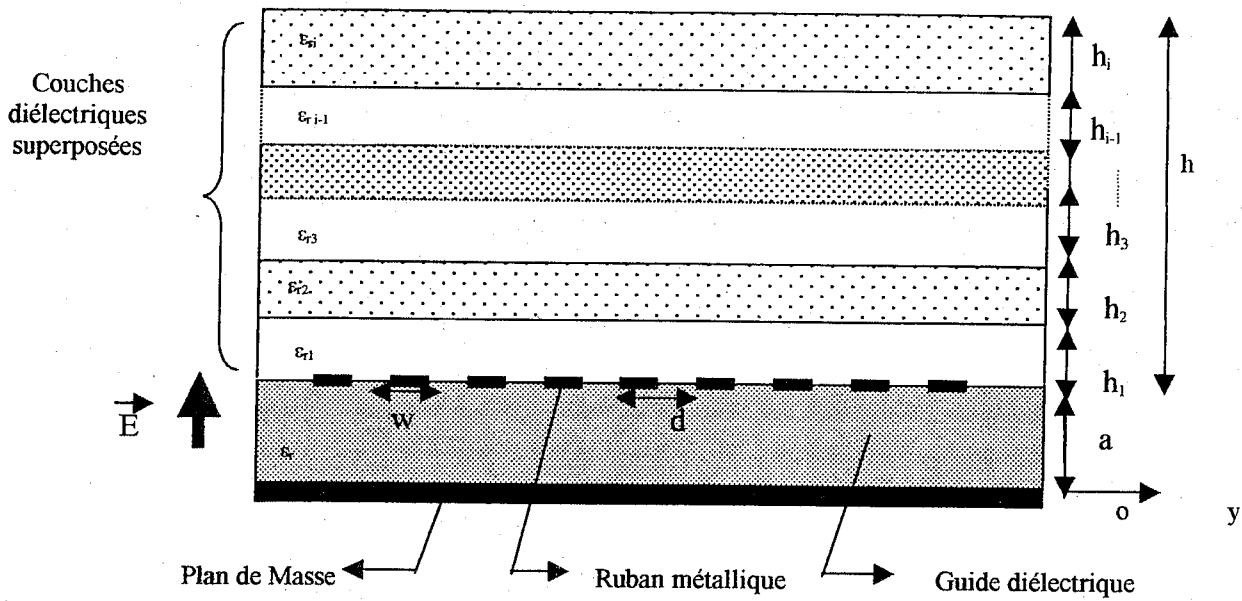


Figure III-1 : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à couches diélectriques superposées en revêtement.

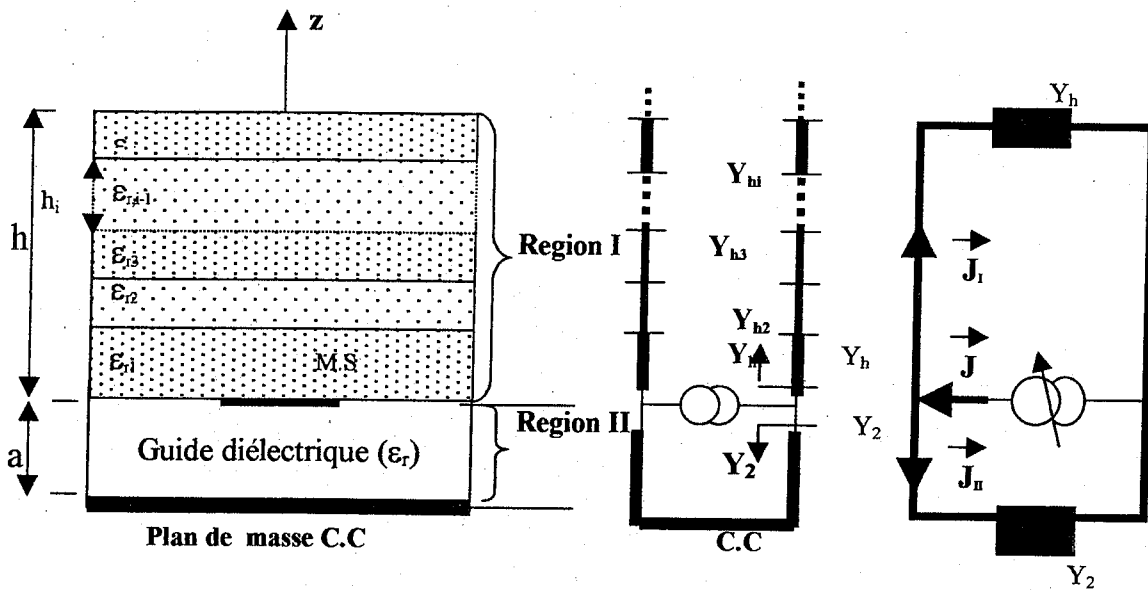


Figure III-2 : Schéma équivalent à la discontinuité par période.

C- Formulation du Problème:

C-I Méthode de Résonance Transverse:

La structure périodique rayonnante est le siège d'ondes de fuite se propageant selon (oy) et polarisées selon (oz). k_y est déterminée par la méthode de résonance transverse. Ainsi, on traduit les conditions de continuité imposées par la présence du métal au sein du plan de discontinuité. Le champ électrique transverse E_t doit s'annuler sur la partie métallique. A l'inverse, la densité de courant totale J liée au champ magnétique doit s'annuler sur l'isolant. On construit une ligne de transmission équivalente, en identifiant le plan (xoy) au plan transverse et l'axe (oz) à l'axe longitudinal. Par conséquent, la structure est traitée comme la discontinuité entre une ligne de transmission à milieu homogène (couches superposées) ($z > 0$) et une ligne de transmission court-circuitée ($z < 0$). Pour cela, nous devons d'abord établir un schéma équivalent de la discontinuité (Cf. figure III-2). La fonction d'essai est la densité de courant électrique J à l'ouverture.

On écrira par conséquent, l'équation traduisant la condition de continuité des composantes du champ électrique à l'interface par :

$$|J\rangle = (\hat{Y}_2 + \hat{Y}_h) |E\rangle \quad (\text{III-1})$$

$$\hat{H}_M |E\rangle = 0 \Rightarrow \hat{H}_M [(\hat{Y}_2 + \hat{Y}_h)^{-1} |J\rangle] = 0 \quad (\text{III-2-a})$$

$$\Rightarrow \hat{H}_M [\check{Z} |J\rangle] = 0 \quad (\text{III-2-b})$$

avec \hat{Y}_2 et \hat{Y}_h , opérateurs admittances définis à partir de leurs valeurs propres Y_2 et Y_h (admittance de mode) par projection dans la base $\{e_{mn}\}$ (voir annexe 1), formée par les modes propres du guide rectangulaire vide à murs magnétiques et périodiques puisque les deux régions I et II sont de même dimensions transversales et à milieux homogènes. On écrira, alors :

$$\check{Z} = \sum_{m,n} |e'_{mn}\rangle \frac{1}{\frac{Y_{2mn} + Y_{hmn}}{\langle e'_{mn} | e_{mn} \rangle}} \langle e_{mn} | \quad (\text{III-3})$$

avec,

$$Y_{2mn}^{\text{TE,TM}} = Y_d^{\text{TE,TM}} \coth(\gamma_{2mn} a) \quad (\text{III-4})$$

$$\gamma_{2mn}^2 = K_{c mn}^2 - \epsilon_r K_o^2 \quad (\text{III-5-a})$$

$$K_{c mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{c}\right)^2 - \tau_n^2 \quad (\text{III-5-b})$$

$$K_o = \omega \sqrt{\epsilon_o \mu} \quad (\text{III-5-c})$$

$$\tau_n = j \left(k_y + \frac{2n\pi}{d} \right) \quad (\text{III-5-d})$$

Y_d admittances des modes TE et TM du guide diélectrique guide (ϵ_r) de longueur infini, et

$$Y_h^{\text{TE,TM}} = Y_{d1}^{\text{TE,TM}} \frac{Y_{h2}^{\text{TE,TM}} + Y_{d1}^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{h1} \text{mn} h_1)}{Y_{d1}^{\text{TE,TM}} + Y_{h2}^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{h1} \text{mn} h_1)} \quad (\text{III-6-a})$$

Et plus généralement,

$$Y_{hi}^{\text{TE,TM}} = Y_{di}^{\text{TE,TM}} \frac{Y_{h,i+1}^{\text{TE,TM}} + Y_{di}^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{hi} \text{mn} h_i)}{Y_{di}^{\text{TE,TM}} + Y_{h,i+1}^{\text{TE,TM}} \text{th}(\gamma_{hi} \text{mn} h_i)} \quad (\text{III-6-b})$$

$$\gamma_{hi}^2 = K_{c \text{mn}}^2 - \epsilon_{ri} K_0^2 \quad (\text{III-6-c})$$

Le problème formulé ainsi ne peut être résolu, que si l'on projette l'opérateur admittance (méthode de Galerkin), sur la base des fonctions d'essais, où la densité de courant dans le domaine délimité par le ruban métallique s'exprime par conséquent, en combinaison linéaire des éléments de cette base. Ici, nous choisissons la base orthonormée, qu'on notera $\{g_p\}$ (voir annexe 2), formée des modes propres TE et TM d'un guide dont les dimensions sont celles du ruban métallique bordé de murs magnétiques. Ainsi, la densité de courant s'écrit :

$$|J\rangle = \sum_p^{N_0} X_p |g_p\rangle \quad (\text{III-7})$$

N_0 est l'ordre de troncature de la sommation dans (III-7).

En représentation matricielle, par projection sur les fonctions d'essai g_p et g_q , on obtient le système d'équations homogène suivant :

$$[Z(k_y)] [X] = [0] \quad (\text{III-8-a})$$

où $[Z(k_y)]$ est la matrice de terme général:

$$Z_{pq} = \langle g_p | \check{Z} | g_q \rangle \quad (\text{III-8-b})$$

C-II Méthode des Moindres Carrées:

Cette méthode consiste à résoudre le problème quadratique aux valeurs propres équivalent à (III-8-a) par l'équation (III-9):

$$[Z]^t [Z] [X] = \lambda_{\min} [X] \quad (III-9)$$

L'annulation du déterminant de la matrice réaction Z est équivalent par méthode des moindres carrées à minimiser la plus petite valeur propre de la matrice $[Z]^t [Z]$ et le vecteur propre associé $[X]$ est le vecteur densité de courant J, la solution recherchée. Cette condition est la condition de résonance de la ligne de transmission qui permet le calcul de la constante de propagation k_y et enfin du champ électrique lointain.

D- Résolution numérique- Exemples- Interprétations ^{18,91}.

D-I Description du programme pour la détermination de la constante de propagation complexe :

Le problème formulé en système matriciel par méthode de Galerkin et moindres carrées, réduit à un problème d'optimisation quadratique complexe est résolu sur calculateur numérique. Il consiste à la recherche de la constante de propagation complexe qui permet de minimiser la plus petite valeur propre et le vecteur propre correspondant de la matrice réaction $[Z]^t [Z]$. La constante de propagation complexe est déterminée en deux étapes, la première consiste à l'estimation d'une valeur initiale de β_y ($k_y = \beta_y$, $\alpha = 0$). Puis injectée en une deuxième étape pour la détermination de $k_y = \beta_y - j\alpha$. Ainsi, un processus itératif est généré. La convergence de k_y est obtenue après stabilisation de la valeur calculée. En premier lieu, une étude de convergence est élaborée dans la mesure où elle permet de fixer ultérieurement le nombre des éléments de $\{e_{mn}\}$ et le nombre des fonctions de test $\{g_p\}$.

D-II Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à une seule couche diélectrique en revêtement:

A partir de tous les exemples donnés dans ce chapitre, une bonne convergence est obtenue pour 100 couples (m,n) et 6 fonctions d'essai. Plusieurs exemples sont présentés pour le cas de structures à une seule couche diélectrique pour différentes valeurs de constantes diélectriques et dans plusieurs bandes de fréquence de travail (millimétrique, Ku et X). En deuxième lieu le cas de plusieurs couches diélectriques superposées intercalées par une lame d'air de hauteur bien choisie est considéré.

D-II-1 En bande millimétrique :

En bande millimétrique l'étude porte sur une antenne ($f=80\text{GHz}$, $\lambda_0=3.75\text{mm}$), de dimensions ($a=0.333\lambda_0$, $c=0.68\lambda_0$, $d=0.586\lambda_0$, $W=0.293\lambda_0$, $\epsilon_r=3.4$) sur laquelle on fait monter une couche diélectrique de hauteur h_1 et de constante ϵ_{rh} ($\epsilon_{rh}=1.4, 2.33, 3.4$ et 10). Sur la figure (III-3), on montre l'influence de la hauteur de la lame diélectrique sur la constante de propagation complexe. Ainsi, une augmentation de h_1 entraîne une augmentation de β_y/K_0 pour les constantes diélectriques croissantes. Tandis que α/K_0 subit une décroissance monotone inverse à la variation de ϵ_{rh} tant que le dépointage de la direction angulaire n'a pas atteint le rayonnement transversal (broadside), qui est rapidement franchi pour les grandes constantes diélectriques ($\epsilon_{rh}=10$) où la constante d'atténuation normalisée α varie rapidement ^[6] Sur la figure (III-4), on montre l'influence de la largeur du ruban métallique W sur la constante d'atténuation normalisée qui exprime le pourcentage d'énergie rayonnée. Ainsi, cette quantité est d'autant plus grande que la valeur est faible et est maximum (optimale) pour une valeur W inférieur à $0.5\lambda_g$ (λ_g est la longueur d'onde guidée par le

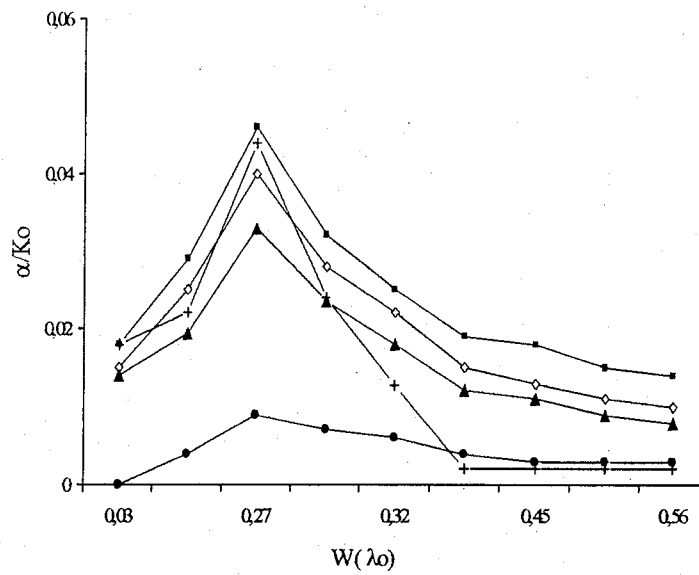


Figure III-4 : Variation de α/K_0 en fonction de la largeur $W(\lambda_0)$ du ruban métallique pour $h_1=0.04\lambda_0$ à $f=80\text{GHZ}$.

—x— sans —■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$

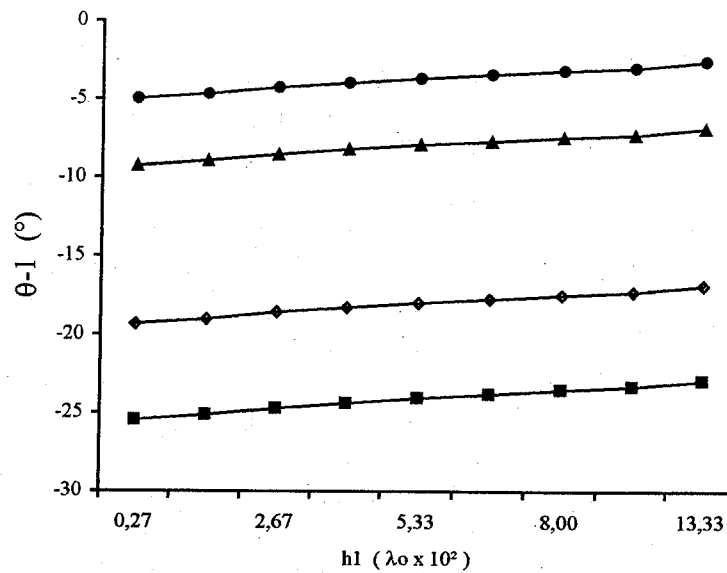


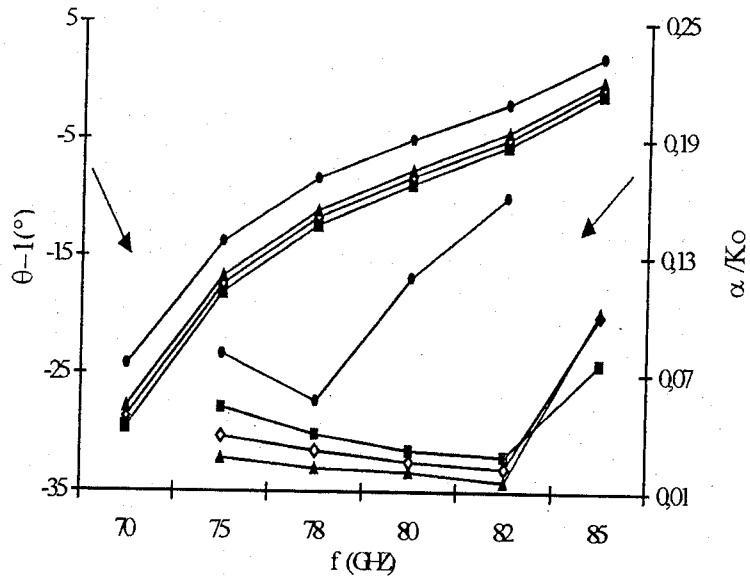
Figure III-5 : Variation de $\theta_{-1}(\text{°})$ en fonction de la hauteur $h_1(\lambda_0)$ de la couche diélectrique et la période $d(\text{mm})$ pour $\epsilon_{r1}=2.33$ et $W=0.293\lambda_0$ à $f=80\text{GHZ}$

—■— $d=1.9\text{mm}$ —◇— $d=2.0\text{mm}$ —▲— $d=2.2\text{mm}$ —●— $d=2.3\text{mm}$

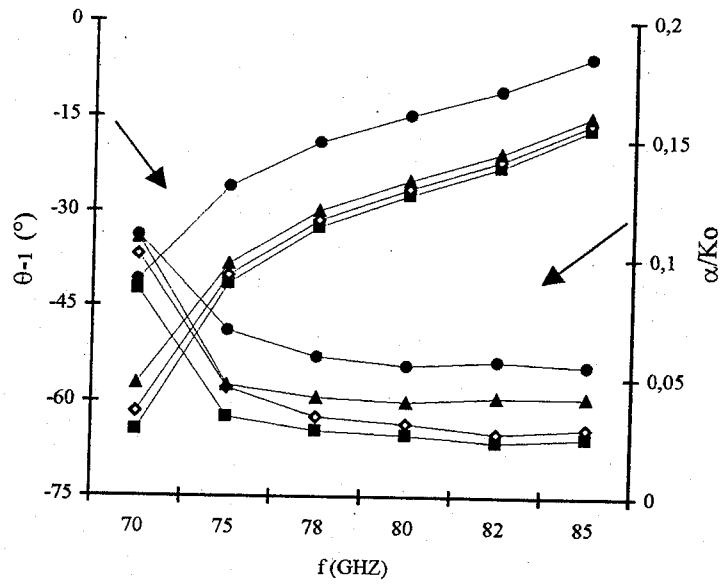
diélectrique non chargé de permittivité ϵ_r). Sur la figure (III-5), la correction du déplacement de la direction angulaire $\theta_1(^{\circ})$ est proposée par changement de la période d . Sur la figure (III-6), l'application majeure des antennes à ondes de fuite dont le balayage électronique par excursion de fréquence est montrée pour deux types de polarisations verticale (modes TM) et horizontale (modes TE). La variation de la fréquence entraîne par suite une croissance monotone de la direction angulaire du faisceau principal. Pour le premier cas, un pas de 10GHZ réalise une ouverture angulaire de 21° , 20.5° , 20.1° et 19.1° pour les différentes couches diélectriques respectivement de constantes 1.4, 2.33, 3.4 et 10 de hauteur $h_1=0.04\lambda_0$ et $W=0.267\lambda_0$. Quant à la polarisation parallèle, l'ouverture angulaire est de 37° , 35.1° , 36.3 et 26° pour les constantes diélectriques. Par ailleurs, la constante normalisée de pertes α/K_0 décroît tant que la direction angulaire est loin de la position transversale où elle a tendance à augmenter. Le niveau des lobes secondaires NLS(dB), la largeur à mi-puissance $\theta_{3dB} (^{\circ})$, le gain G (dB) en directivité et le rendement η (%) de l'antenne microruban à ondes de fuite avec revêtement sont directement déterminés par la constante α et L_0 [7]. Sur la figure (III-7-a), une augmentation de la couche diélectrique $h_1(\lambda_0)$ de l'antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=5\lambda_0$ à $f=80$ GHZ, entraîne pour les constantes croissantes une diminution de la constante d'atténuation α et apparition d'ondulations du diagramme rayonné sous forme de lobes secondaires dont le niveau devient appréciable pour les grandes constantes ϵ_{rh} ($\epsilon_{rh}=10$). Sur la figure (III-7-b), le gain en directivité augmente pour les diagrammes plus étroits avec une diminution du rendement de l'antenne à cause des lobes secondaires. Quant aux variations en fonction de la fréquence, on remarque aussi qu'elles dépendent de la constante de pertes α d'une manière monotone tant que la direction angulaire n'a pas atteint rapidement la direction du rayonnement transversal. Ainsi, sur la figure (III-8), des lobes secondaires apparaissent et par conséquent une réduction du rendement pour les constantes diélectriques croissantes accompagnée d'une réduction des largeurs des faisceaux et une augmentation des gains. Par ailleurs, pour les antennes longues, les ondulations ont tendance à disparaître, les faisceaux sont plus étroits, les gains plus élevés pour les couches à constantes croissantes et les rendements meilleurs pour les valeurs décroissantes (Cf. figure III-9). Une comparaison (Cf. figure III-11) entre diagrammes de rayonnement dans le plan E d'une antenne microruban à ondes de fuite de longueur $10\lambda_0$ à 1 couche diélectrique et les diagrammes mesurés pour une antenne à onde de fuite à fente rectiligne avec et sans revêtement ($\epsilon_r=2.3$). Sur la figure (III-12), on représente les diagrammes de rayonnement (plan E : plan yoz) E_{θ} en polarisation de référence et E_{ϕ} en polarisation croisée de l'antenne à ondes de fuite à 12 rubans métalliques pour $W=0.267\lambda_0$ et $h_1=0.04\lambda_0$ à $f=80$ GHZ. Les diagrammes en polarisation principale (plan E) présentent un dépointage à -8.89° , -8.25° , -7.67° et -5.08° (égal à -9.06° pour le cas sans revêtement), qui a tendance à se déplacer vers la droite pour les couches diélectriques à constantes plus grandes et des largeurs à mi-puissance respectivement de 8.2° , 7.97° , 7.74° et 7.26° . Les niveaux des lobes secondaires sont à 13.75 dB, 14.16 dB, 14.63 dB et 15.65 dB respectivement pour $\epsilon_{rh}=1.4, 2.33, 3.4$ et 10. Par ailleurs, les niveaux des champs rayonnés en polarisation croisée sont à -27.3dB, -27.3dB, -27.3dB, -27.5dB et à -31.7 dB pour le cas sans revêtement. Sur la figure (III-13), champs rayonnés E_{θ} et E_{ϕ} (plan E) d'une antenne de 35 rubans métalliques avec $W=0.267\lambda_0$ et $h_1=0.04\lambda_0$ à $f=80$ GHZ. Les largeurs à mi-puissance diminuent respectivement aux valeurs 5° , 4.4° , 3.8° et 2.6° . Mais ils réapparaissent pour les grandes constantes diélectriques ($\epsilon_{rh}=10$) dont les niveaux sont à 6.17dB, 7.01dB, 8.2dB et 13.32dB pour $\epsilon_{rh}=1.4, 2.33, 3.4$ et 10. Les diagrammes de rayonnements sont non symétriques par rapport à la direction angulaire puisque la constantes de pertes α est invariable le long de l'antenne (antenne uniforme). Par ailleurs, les niveaux des champs rayonnés en polarisation croisée sont constants pour une antenne plus large.

D-I-2 En bande Ku :

En bande Ku, l'étude porte sur une antenne ($f=14.5$ GHZ, $\lambda_0=20.689$ mm), de dimensions ($c=0.314\lambda_0$, $a=0.266\lambda_0$, $d=0.483\lambda_0$, $W=0.241\lambda_0$, $\epsilon_r=6.15$) sur laquelle on fait monter une couche diélectrique de hauteur h_1 et de constante ϵ_{rh} ($\epsilon_{rh}=2.33, 3.4, 6.15$ et 10). L'effet de ces couches diélectriques est mis en évidence. Sur la figure (III-14), on montre l'influence de la hauteur de la lame diélectrique sur la constante de propagation complexe. L'application du balayage électronique est montré sur la figure (III-15).



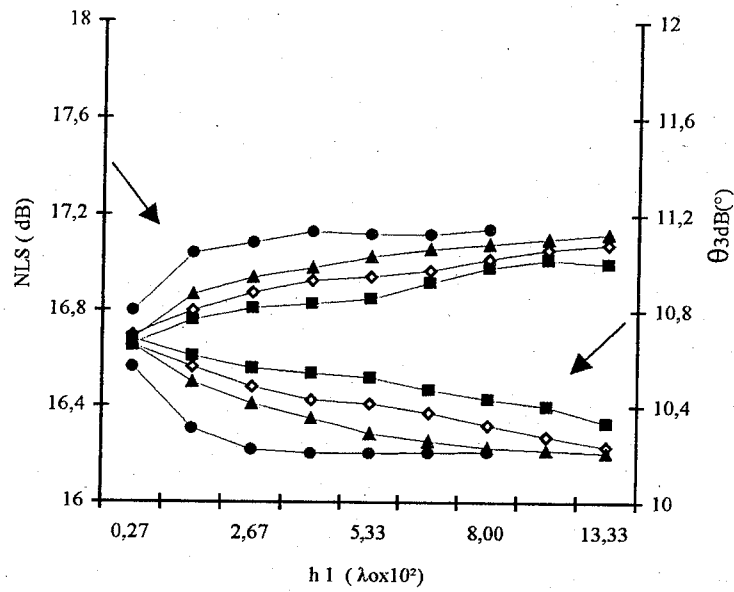
(a)



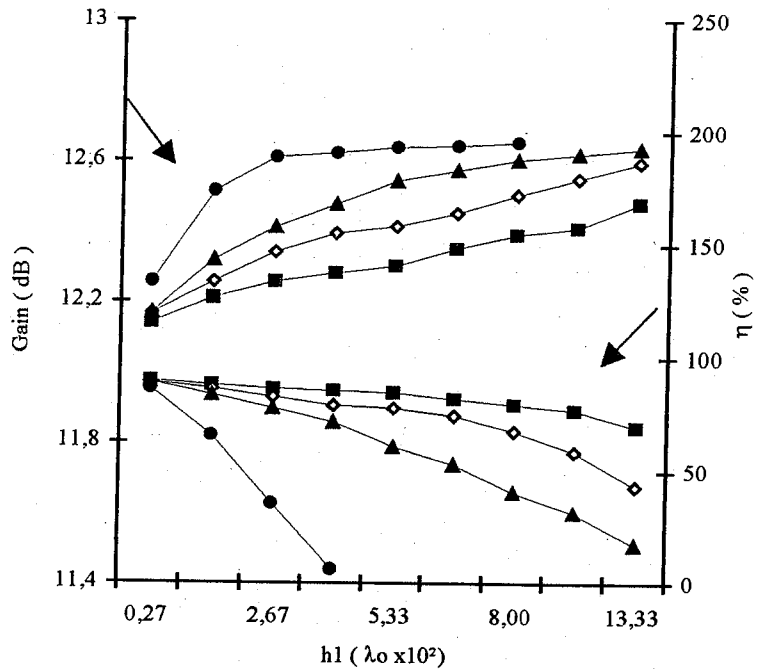
(b)

Figure III-6 : Variations de θ_{-1} (°) et α/K_0 en fonction de la fréquence (Balayage électronique) pour $h_1=0.04\lambda_0$. (a) Polarisation horizontale (b) Polarisation verticale.

—■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$

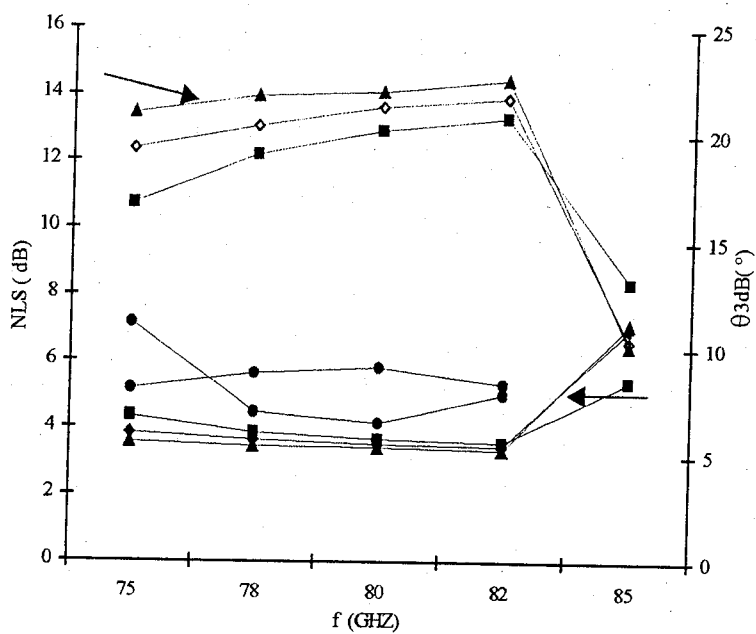


(a)

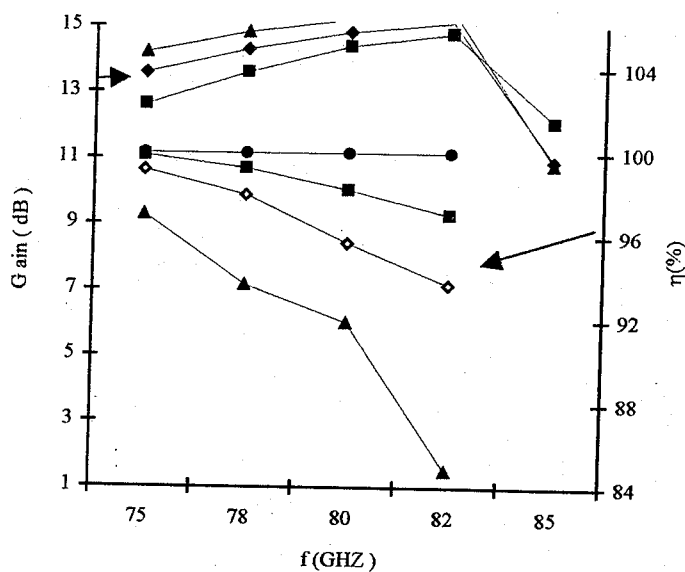


(b)

Figure III-7 : Variations de NLS(dB) et θ_{3dB} (°) (a), G(dB) et η (%) (b) en fonction de la couche diélectrique $h_1(\lambda_0)$ pour $W=0.293\lambda_0$ et $L_0=5\lambda_0$ à $f=80\text{GHZ}$.
 —■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$



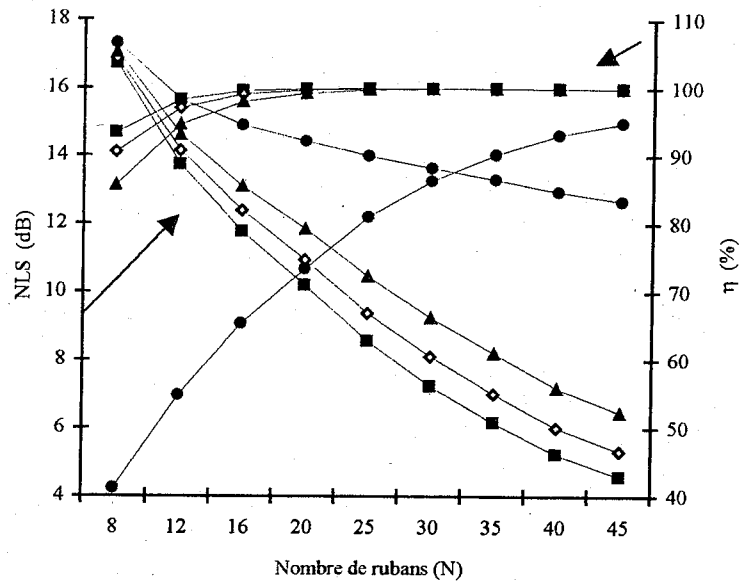
(a)



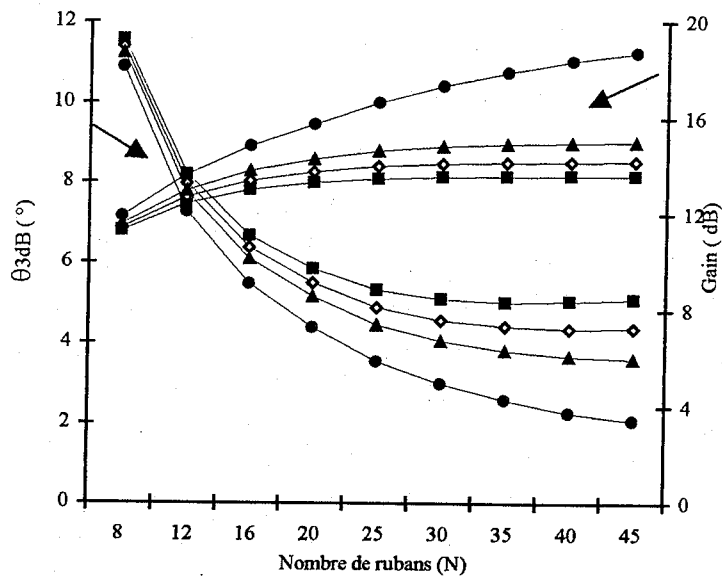
(b)

Figure III-8 : Variations de NLS(dB) et θ_{3dB} (°) (a), G(dB) et η (%) (b) en fonction de la fréquence pour $h_1=0.04\lambda_0$, $W=0.293\lambda_0$ et $L_0=10\lambda_0$.

—■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$



(a)



(b)

Figure III-9: Variations de NLS(dB) et η (%) (a), θ_{3dB} (°) et G(dB) (b) en fonction du nombre de rubans métalliques (N) pour $h_1=0.04\lambda_0$, $W=0.267\lambda_0$ à $f=80$ GHZ.

—■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$

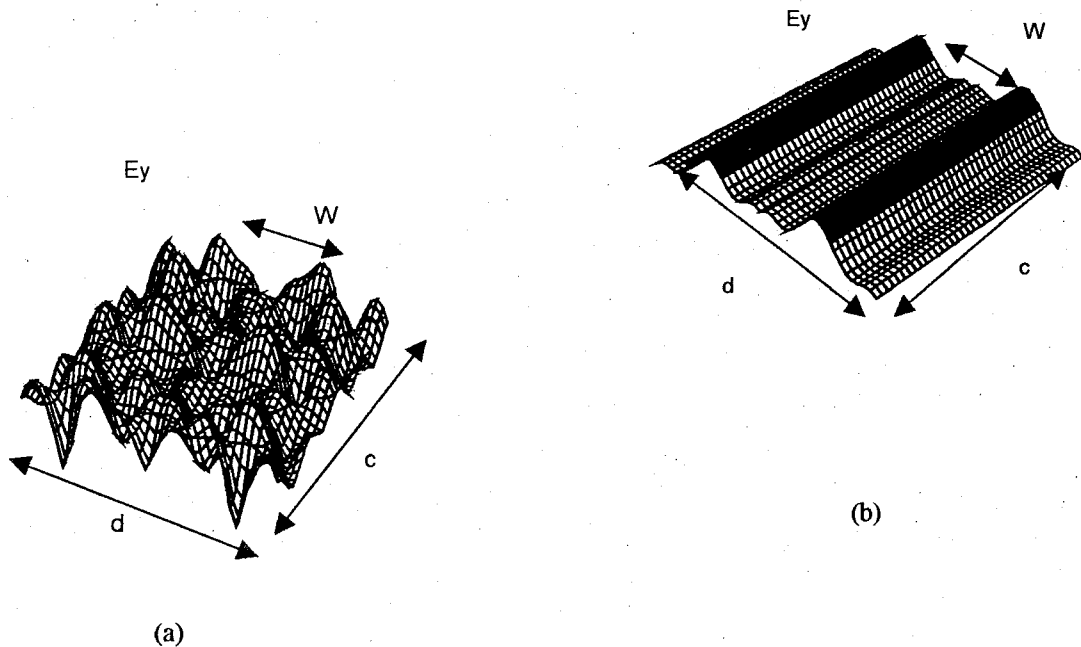


Figure III-10 : Représentation des champs proches sur l'ouverture rayonnante pour 6 fonctions d'essai et 100 couples (m,n) pour $h_1=0.04\lambda_0$ et $W=0.293\lambda_0$ à $f=80\text{GHz}$.
 (a) Méthode directe (Cramer) et (b) Méthode des moindres carrés.

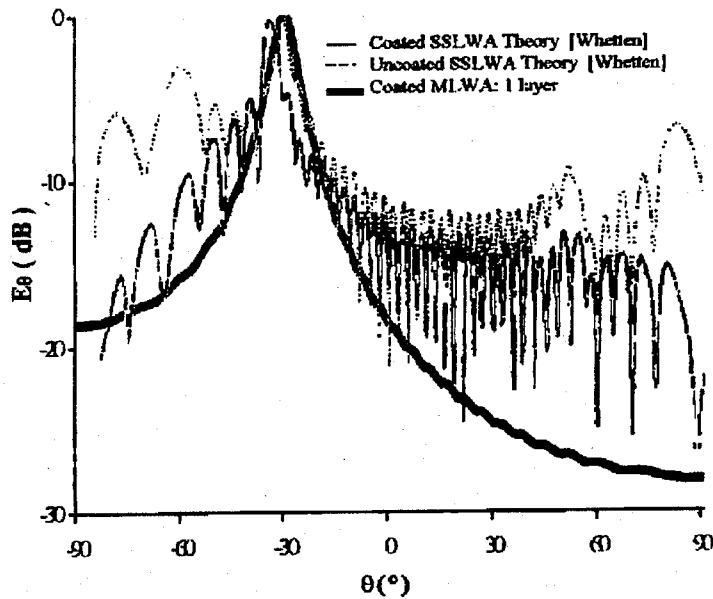


Figure III-11 : Comparaison entre diagrammes de rayonnement dans le plan E d'une antenne microruban à ondes de fuite de longueur $10\lambda_0$ à 1 couche diélectrique et les diagrammes mesurés pour une antenne à onde de fuite à fente rectiligne avec et sans revêtement ($\epsilon_r=2.3$).

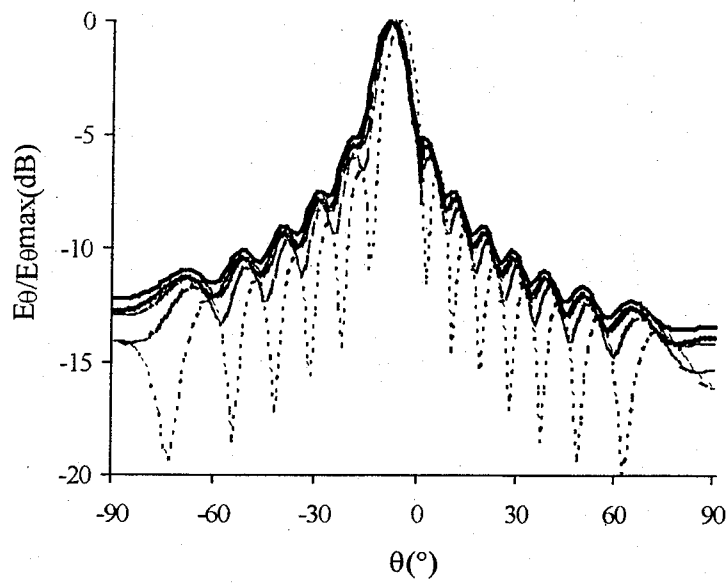
pour le cas de la polarisation verticale (modes TM). Un pas de 1.5GHZ augmente uniformément la direction angulaire du faisceau principal avec une ouverture de 28.74°, 28.17°, 27° et 25.9° respectivement pour les constantes croissantes de hauteur $h_1=0.0483\lambda_0$ et $W=0.241\lambda_0$. Sur la figure (III-16), les variations des niveaux des lobes secondaires, largeurs à mi-puissance, les gains et les rendements sont représentés en fonction de la fréquence de travail et le nombre de rubans métalliques (N) pour $h_1=0.0483\lambda_0$ pour une antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=10\lambda_0$ et $W=0.241\lambda_0$ à $f=14.5\text{GHZ}$. Les gains et les rendements sont représentés en fonction de la fréquence de travail et le nombre de rubans métalliques (N) pour $h=0.0483\lambda_0$ pour une antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=10\lambda_0$ et $W=0.241\lambda_0$ à $f=14.5\text{GHZ}$. Une diminution des niveaux des lobes secondaires pour une augmentation de la fréquence entraîne une réduction de la largeur des faisceaux. Par ailleurs, pour les antennes plus longues les ondulations ont tendance à disparaître. Les diagrammes de rayonnement E_θ (figure III-17-a) en polarisation de référence dans le plan E d'une antenne à 25 rubans métalliques de largeur $W=0.241\lambda_0$ et $h_1=0.0483\lambda_0$, présente un dépointage angulaire aux positions -21.96° , -21.1° , -19.27° et -17.03° (égal à -23.14° pour le cas sans revêtement) et une largeur du faisceau respectivement de 5.72° , 4.46° , 4.86° et 3.7° . Les ondulations de diagrammes apparaissent avec la croissance des constantes sous forme de lobes secondaires dont le niveau est à 7.69dB, 10.2dB, 9.92dB et 15.05dB. Par ailleurs en polarisation croisée, les niveaux E_ϕ (figure III-17-b) sont à -13dB , -15.4dB , -12dB et -13.5dB pour $\epsilon_{rh}=2.33, 3.4, 6.15$ et 10 .

D-I-3 En bande X :

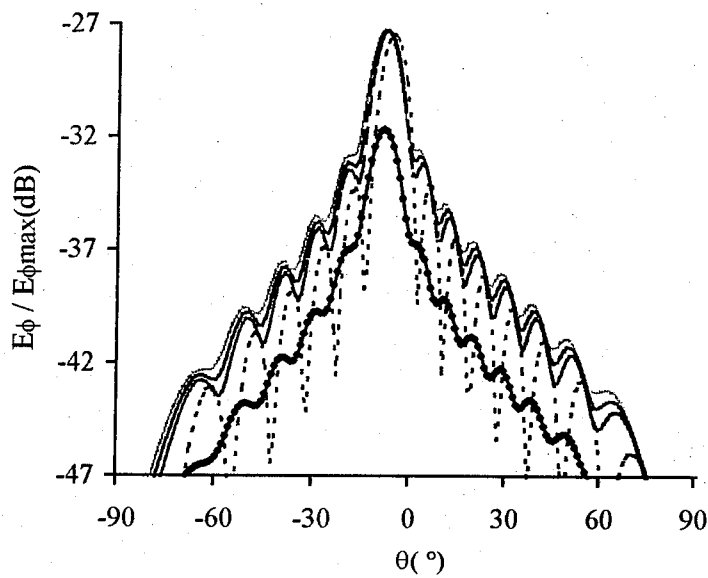
Dans ce cas, l'étude porte sur une antenne fonctionnant en bande X, ($f=10\text{GHZ}$, $\lambda_0=30\text{mm}$), de dimensions ($c=0.567\lambda_0$, $a=0.5\lambda_0$, $W=0.267\lambda_0$, $\epsilon_r=2.33$) sur laquelle on fait monter une couche diélectrique de hauteur h_1 et de constante ϵ_{rh} égale respectivement à 1.4, 2.33, 3.4 et 10. L'influence de la hauteur de la lame $h_1(\lambda_0)$ sur la direction θ_{-1} ($^\circ$) est présentée à $f=10\text{GHZ}$ (Cf. figure III-18). Sur la figure (III-19), le balayage électronique montre pour les modes dominants TM, qu'un pas de 2GHZ produit une exploration d'ouverture angulaire de 27.71° , 27.16° , 26.93° et 26.05° pour les différentes constantes diélectriques d'épaisseur $h_1=0.05\lambda_0$ et une largeur de ruban $W=0.267\lambda_0$. Sur la figure (III-20), les variations des NLS(dB), $\theta_{3\text{dB}}$ ($^\circ$), G(dB) et $\eta(\%)$ sont aussi représentées avec la variation de la fréquence de travail et le nombre de rubans métalliques N pour $h_1=0.05\lambda_0$ d'une antenne à ondes de fuite de longueur $L_0=10\lambda_0$ et $W=0.267\lambda_0$ à $f=10\text{GHZ}$. Les diagrammes de rayonnement E_θ (Cf. figure III-21-a) dans le plan E d'une antenne de 35 rubans de largeur $W=0.267\lambda_0$ et $h_1=0.05\lambda_0$ à $f=10\text{GHZ}$. Les directions angulaires sont à -40.77° , -40.16° , -39.64° et -37.3° (égale à -40.86° pour le cas sans revêtement) et une largeur de faisceau respectivement de 4.5° , 3.65° , 3.04° et 2.5° . Les niveaux des lobes secondaires sont à 8.81dB, 10.4dB, 12.42dB et 15.4dB. Les niveaux des champs en polarisation croisée E_ϕ (Cf. figure III-21-b) sont à -18.5dB , -18.5dB , -18.5dB et -18.4dB pour $\epsilon_{rh}=1.4, 2.33, 3.4$ et 10 .

D-II Antenne microruban à ondes de fuite à plusieurs couches diélectriques en revêtement:

Considérons dans cette partie le cas où le revêtement d'antenne consiste en plusieurs couches diélectriques superposées de hauteurs et de constantes bien choisies afin d'optimiser les caractéristiques et performances d'antennes. Dans un premier temps, on suggère d'étudier une structure à couches diélectriques superposées et intercalées par des lames d'air dont la propriété consiste à déplacer la direction de pointage vers la gauche (rayonnement arrière) et compenser systématiquement le déplacement à droite engendrée par l'introduction d'une couche diélectrique à grandes constantes. Par ailleurs, en pratique, il est plus difficile de monter directement une couche diélectrique sur l'antenne sans générer des sauts d'air et les surfaces deviennent non planes [7]. Ainsi, on propose d'assumer que la première couche est une lame d'air de hauteur optimale suivie d'une couche diélectrique de hauteur bien choisie. Sur la figure (III-22),



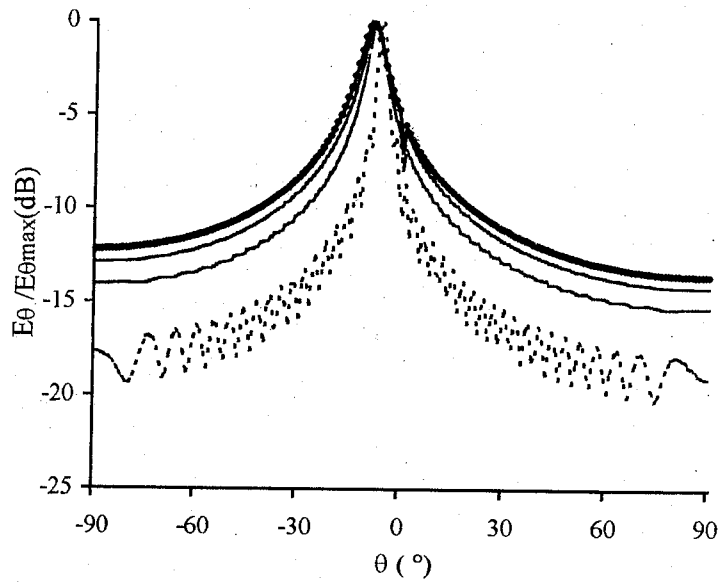
(a)



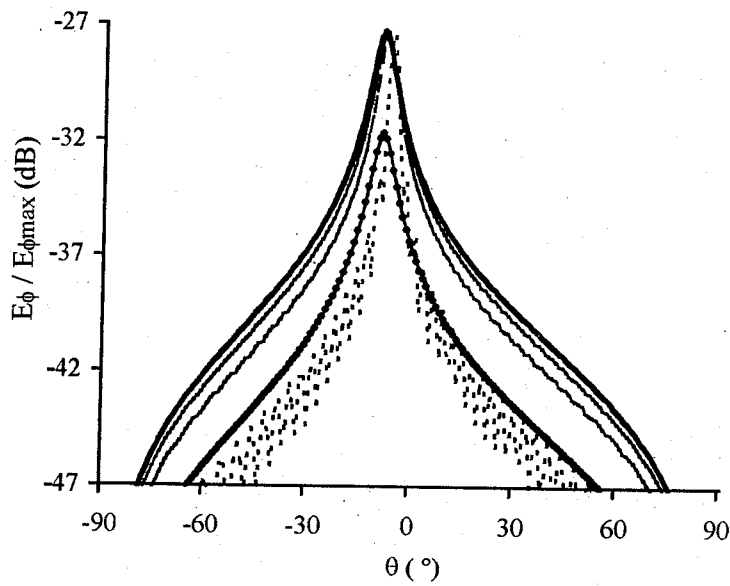
(b)

Figure III-12 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E E_θ (dB) (a : polarisation de référence) et E_ϕ (dB) (b : polarisation croisée) d'une antenne diélectrique à ondes de fuite avec une couche de revêtement de hauteur $h_1=0.04\lambda_0$ et 12 rubans métalliques de largeur $W=0.267\lambda_0$ à $f=80\text{GHZ}$.

— sans — $\epsilon_2=1.4$ - - - $\epsilon_2=2.33$. . . $\epsilon_2=3.4$ - . - $\epsilon_2=10$



(a)



(b)

Figure III-13 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E E_θ (dB) (a : polarisation de référence) et E_ϕ (dB) (b : polarisation croisée) d'une antenne diélectrique à ondes de fuite avec une couche de revêtement de hauteur $h_1=0.04\lambda_0$ et 25 rubans métalliques de largeur $W=0.267\lambda_0$ à $f=80\text{GHZ}$.

— sans — $\epsilon_2=1.4$ - - - $\epsilon_2=2.33$ - · - $\epsilon_2=3.4$ - - - $\epsilon_2=10$

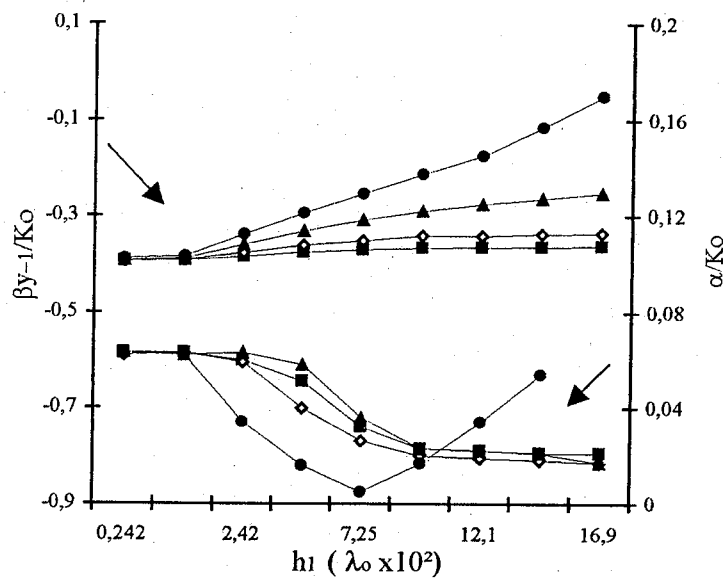


Figure III-14: Variations de β_{y-1}/K_0 et α/K_0 en fonction de la hauteur de couche diélectrique $h_1(\lambda_0)$ à $f=14.5\text{GHZ}$.

■ $\epsilon_{rh} = 2.33$ ◊ $\epsilon_{rh} = 3.4$ ▲ $\epsilon_{rh} = 6.15$ ● $\epsilon_{rh} = 10$

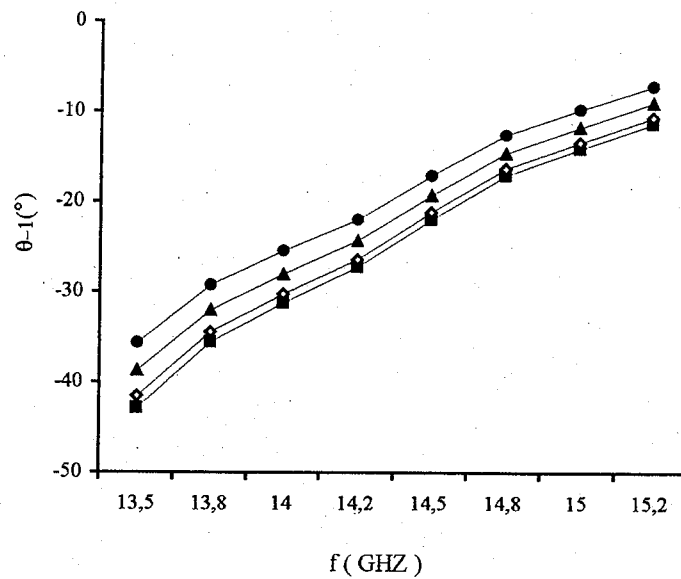
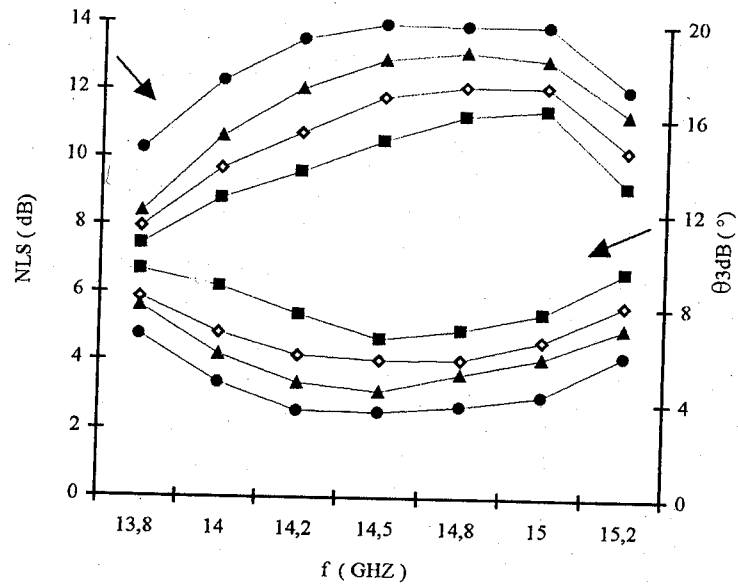
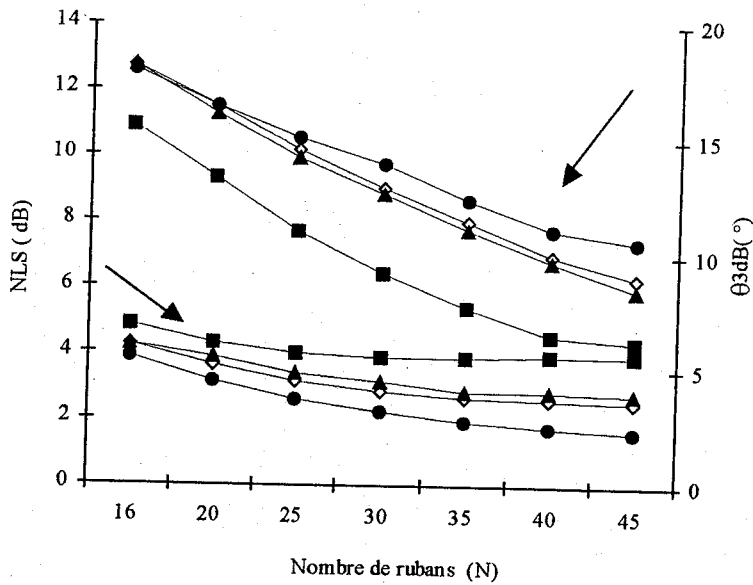


Figure III-15 : Variation de θ_{-1} (°) en fonction de la fréquence pour $h_1=0.0483\lambda_0$ et $W=0.241\lambda_0$

■ $\epsilon_{rh} = 2.33$ ◊ $\epsilon_{rh} = 3.4$ ▲ $\epsilon_{rh} = 6.15$ ● $\epsilon_{rh} = 10$



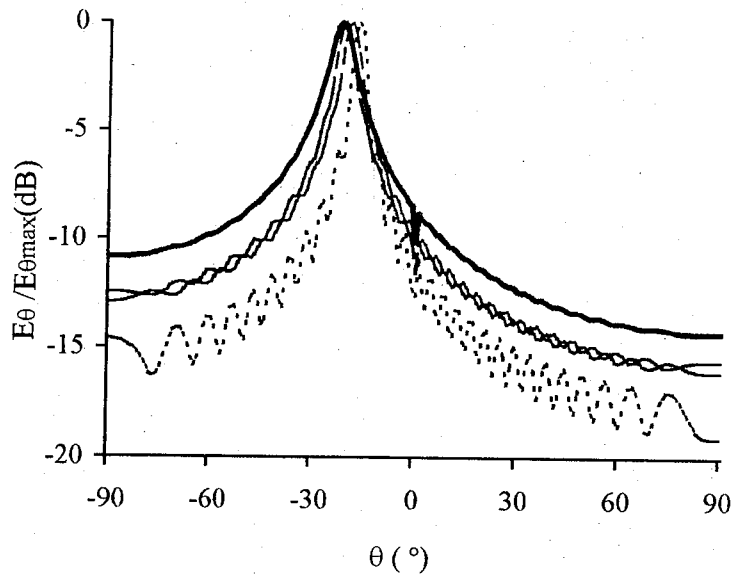
(a)



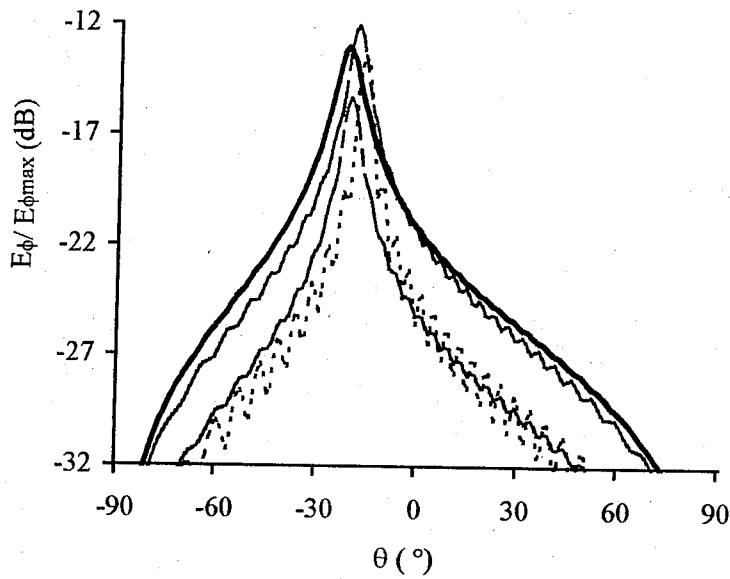
(b)

Figure III-16: Variations de NLS(dB) et θ_{3dB} (°) en fonction de la fréquence pour $L_o=10\lambda_o$ et le nombre de rubans métalliques (N) à $f=14.5$ GHz (b) pour $h_1=0.04\lambda_o$ et $W=0.293\lambda_o$.

—■— $\epsilon_{r1}=2.33$ —◇— $\epsilon_{r1}=3.4$ —▲— $\epsilon_{r1}=6.15$ —●— $\epsilon_{r1}=10$



(a)



(b)

Figure III-17 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E E_θ (dB) (a : polarisation de référence) et E_ϕ (dB) (b : polarisation croisée) d'une antenne diélectrique à ondes de fuite avec une couche de revêtement de hauteur $h_1=0.0483\lambda_0$ et 25 rubans métalliques de largeur $W=0.241\lambda_0$ à $f=14.5\text{GHz}$.
 — $\epsilon_2=2.33$ - - - $\epsilon_2=3.4$ - · - $\epsilon_2=6.15$ · · · $\epsilon_2=10$

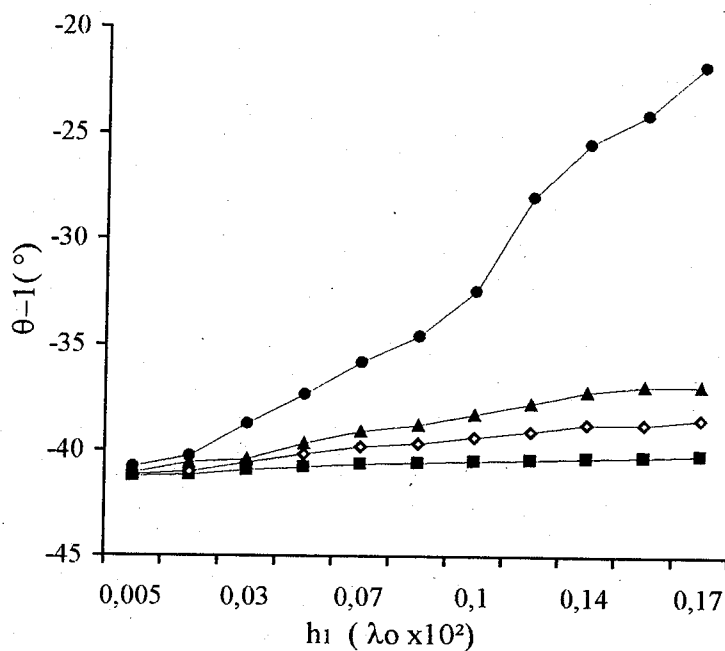


Figure III-18: Variation de θ_{y-1}/K_0 en fonction de la hauteur de la couche diélectrique $h_1(\lambda_0)$ à $f=10\text{GHZ}$ —■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$

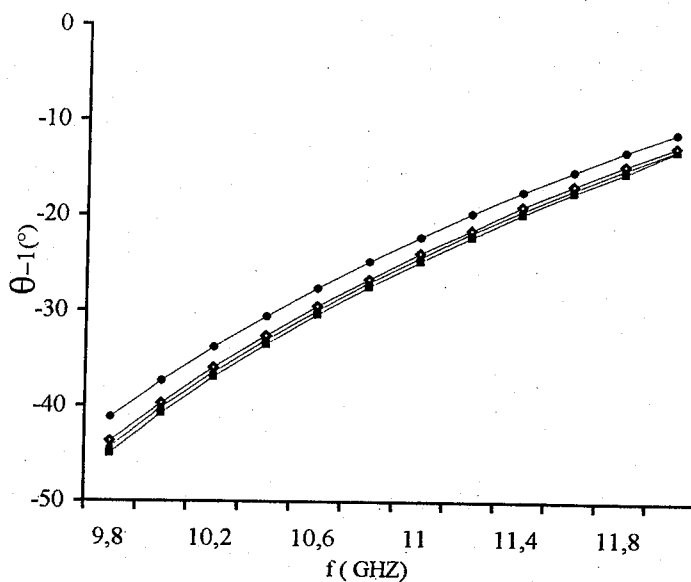
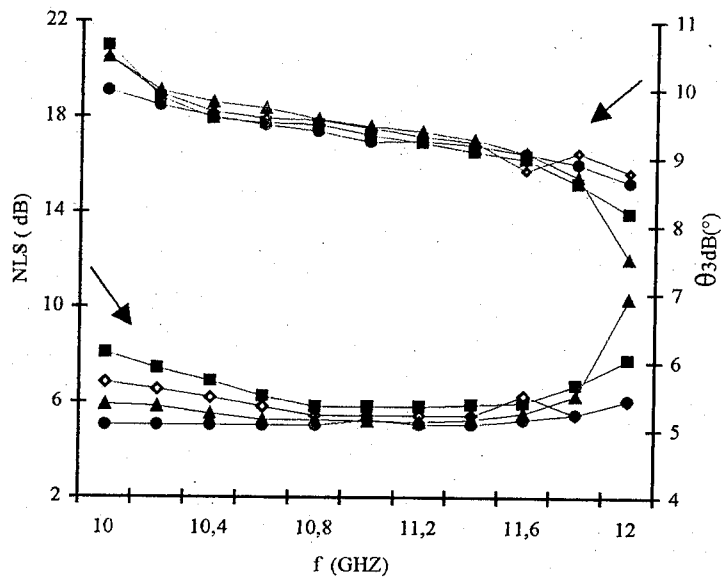
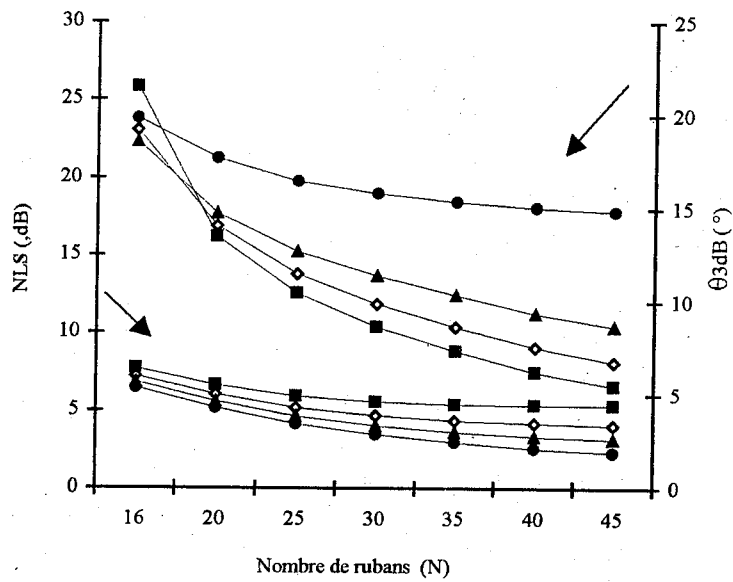


Figure III-19 : Variation de $\theta_{y-1} (^\circ)$ en fonction de la fréquence pour $h_1=0.05\lambda_0$ et $W=0.267\lambda_0$
 —■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$



(a)

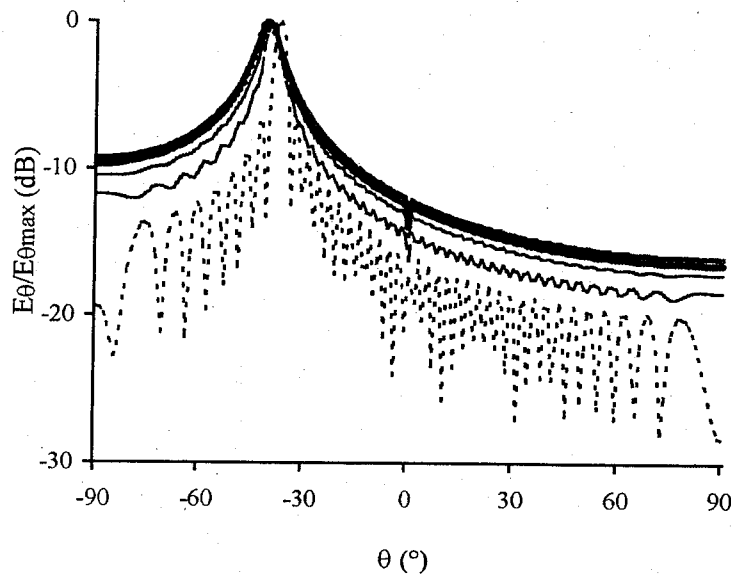


(b)

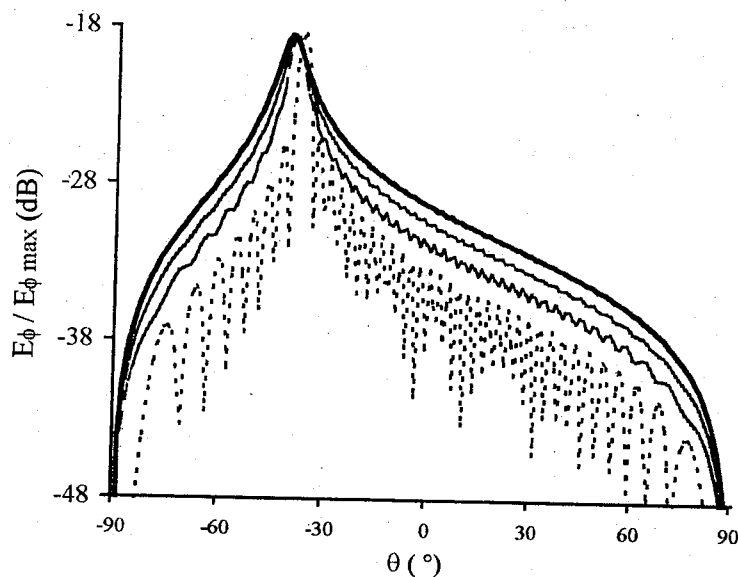
Figure III-20: Variations de NLS(dB) et θ_{3dB} (°) en fonction de la fréquence pour $L_o=10\lambda_o$ (a) et le nombre de rubans métalliques (N) à $f=10\text{GHz}$ (b) pour $h_1=0.05\lambda_o$ et $W=0.267\lambda_o$

—■— $\epsilon_{r1}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r1}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r1}=3.4$ —●— $\epsilon_{r1}=10$

on montre l'influence de la hauteur de la lame d'air $h_1(\lambda_0)$ sur laquelle on fait monter une couche diélectrique d'épaisseur $h_2 = 0.134\lambda_0$ pour différentes valeurs de constantes diélectriques en bande millimétrique. Ainsi, pour h_1 plus faible, la direction angulaire se déplace vers la droite par rapport à la position angulaire initiale. L'augmentation de la hauteur de la lame diélectrique permet de déplacer la direction de pointage vers la gauche qui a pour rôle ici de corriger et compenser le déplacement dû à l'effet de revêtement (voir figure). La position du faisceau peut, pour une hauteur optimale de la lame, se confondre à la direction initiale (cas sans revêtement) et être indépendante de la valeur de la constante diélectrique. Tandis que la constante d'atténuation normalisée α/K_0 tend à se stabiliser indépendamment des hauteurs des couches (air et diélectrique) et de ϵ_{rh} . Sur la figure (III-23), l'application du balayage électronique est montrée pour le cas de la polarisation verticale pour une hauteur de la lame d'air $h_1=0.267\lambda_0$ et une hauteur invariable de la couche diélectrique $h_2=0.134\lambda_0$. L'ouverture du balayage est constante pour les différentes valeurs de constantes diélectriques (voir figure). La variation de la fréquence entraîne par suite une croissance monotone de la direction angulaire, un pas de 10GHZ entraîne un déplacement décroissant de 17.02° , 17.02° , 16.96° et 16.96° pour les différentes couches diélectriques. Une comparaison (Cf. figure III-24) entre diagrammes de rayonnement dans le plan E d'une antenne microruban à ondes de fuite de longueur $20\lambda_0$ à 2 couches diélectriques et les diagrammes calculés pour une antenne à onde de fuite à fente non rectiligne avec et sans revêtement ($\epsilon_r=4.0$). Sur la figure (III-25), les diagrammes de rayonnement (plan E) en polarisation de référence E_θ et en polarisation croisée E_ϕ d'une antenne à ondes de fuite à 20 rubans métalliques ($W = 0.267\lambda_0$, $h_1 = 0.267\lambda_0$ et $h_2 = 0.134\lambda_0$) à $f=80\text{GHZ}$ sont représentés. En polarisation principale, la direction angulaire est à -9.006° pour les différentes ϵ_{rh} (égale à -9.06° pour le cas sans revêtement) et les largeurs à mi-puissance sont respectivement 3.95° , 4.62° , 4.55° et 4.68° . Les niveaux des lobes secondaires sont à 12.14dB, 10.01dB, 10.16dB et 9.85dB respectivement pour $\epsilon_{rh}=1.4, 2.33, 3.4$ et 10 . Par ailleurs les niveaux des champs en polarisation croisée sont à -26.8dB , -40.8dB , -40.0dB et -25.8dB .



(a)



(b)

Figure III-21 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E E_θ (dB) (a : polarisation de référence) et E_ϕ (dB) (b : polarisation croisée) d'une antenne diélectrique à ondes de fuite avec une couche de revêtement de hauteur $h_1=0.05\lambda_o$ et 35 rubans métalliques de largeur $W=0.267\lambda_o$ à $f=10\text{GHZ}$.

— sans — $\epsilon_{r2}=1.4$ - - - $\epsilon_{r2}=2.33$ - · - $\epsilon_{r2}=3.4$ · · · $\epsilon_{r2}=10$

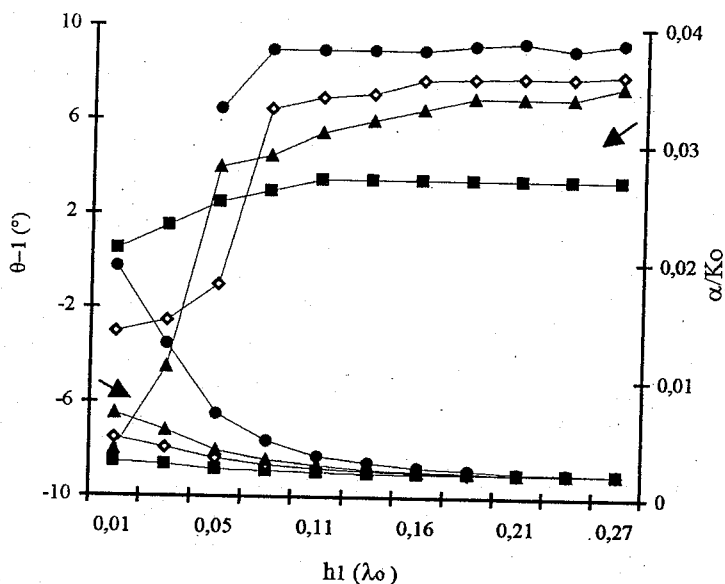


Figure III-22: Variations de $\theta_{-1}(\text{°})$ et α/K_o en fonction de la hauteur de la lame d'air $h_1(\lambda_o)$ pour $h_2=0.134\lambda_o$ à $f=80\text{GHZ}$

—■— $\epsilon_{r2}=1.4$ —◇— $\epsilon_{r2}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r2}=3.4$ —●— $\epsilon_{r2}=10$

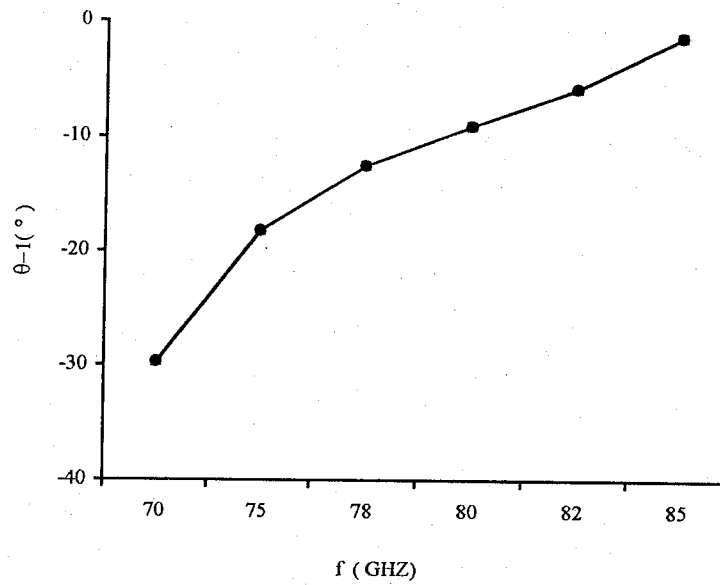


Figure III-23 : Variations de θ_{-1} (°) en fonction de la fréquence pour $h_1=0.267\lambda_0$ et $h_2=0.134\lambda_0$
 —■— $\epsilon_{r2}=1.4$ —○— $\epsilon_{r2}=2.33$ —▲— $\epsilon_{r2}=3.4$ —●— $\epsilon_{r2}=10$

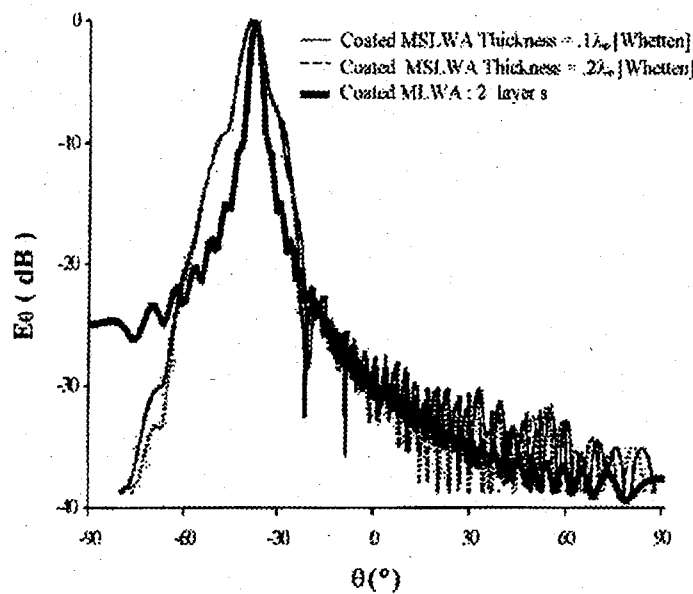
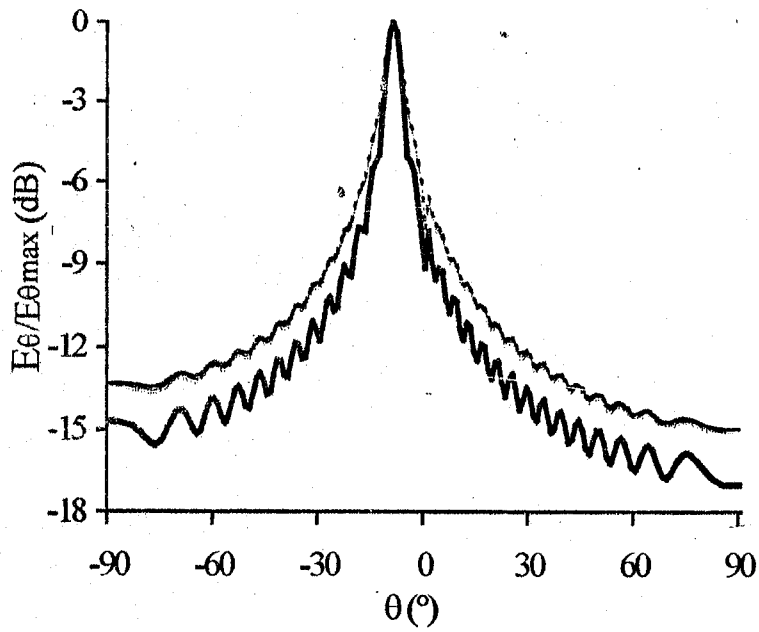
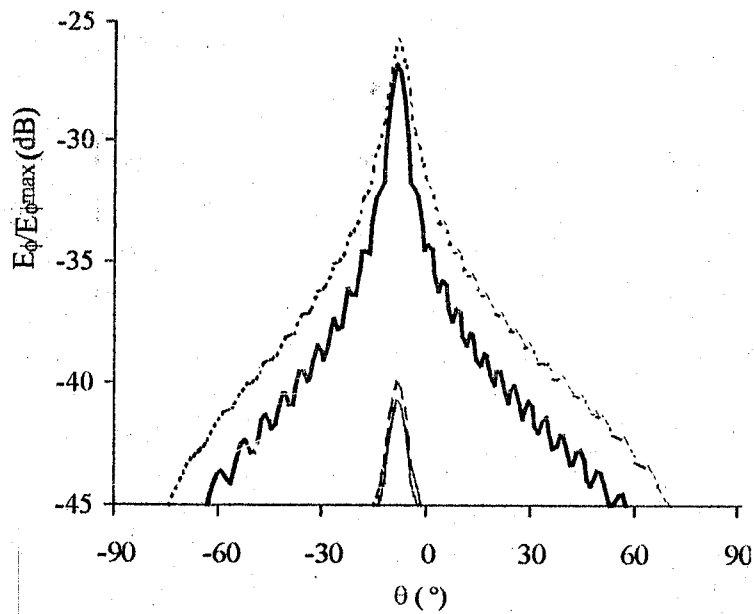


Figure III-24 : Comparaison entre diagrammes de rayonnement dans le plan E d'une antenne microruban à ondes de fuite de longueur $20\lambda_0$ à 2 couches diélectriques et les diagrammes calculés pour une antenne à onde de fuite à fente non rectiligne avec et sans revêtement ($\epsilon_r=4.0$).



(a)



(b)

Figure III-25 : Diagrammes de rayonnement dans le plan E E_{θ} (dB) (a: polarisation de référence) et E_{ϕ} (dB) (b: polarisation croisée) d'une antenne diélectrique à ondes de fuite avec 2 couches de revêtement de hauteur

$h_1 = 0.267\lambda_0$, $h_2 = 0.134\lambda_0$ et 20 rubans métalliques de largeur $W = 0.267\lambda_0$ à $f = 80\text{GHZ}$.

— $\epsilon_{r2} = 1.4$ - - - $\epsilon_{r2} = 2.33$ - · - $\epsilon_{r2} = 3.4$ ··· $\epsilon_{r2} = 10$

Conclusion du chapitre 3 :

Une analyse théorique pour montrer les effets de couches diélectriques superposées en revêtement pour les antennes uniformes à ondes de fuite est présentée. Cette analyse est à base de la technique de résonance transverse par formulation des opérateurs admittances. L'étude porte à plusieurs types d'antennes en bande millimétrique, Ku et X. L'introduction de couches en revêtement modifie les caractéristiques de rayonnement de telles antennes. Dans un premier temps, l'effet d'une seule couche diélectrique montée sur l'antenne uniforme microruban est présentée. Les variations de la constante complexe de propagation, le balayage électronique en fonction de la fréquence, les performances tel que la largeur à mi-puissance, gain en directivité, niveau des lobes secondaires et le rendement sont illustrés en fonction des paramètres de l'antenne tel que (la hauteur de la couche diélectrique, la largeur des rubans métalliques, la fréquence, la période, le nombre de rubans rayonnant, etc...) pour différentes ϵ_{rh} . Ainsi, la direction angulaire du faisceau principal est fortement altérée, tandis que le pourcentage d'énergie rayonnée par onde de fuite exprimée par α diminuent pour les couches diélectriques épaisses à grandes constantes. Une augmentation de la hauteur de la couche diélectrique entraîne l'apparition d'ondulations sous forme de lobes secondaires dont le niveau devient appréciable pour les grandes constantes ($\epsilon_{rh}=10$) et une réduction des largeurs à mi-puissance. Par contre, le gain en directivité augmente pour les diagrammes les plus étroits entraînant une diminution du rendement. Par ailleurs, pour les antennes longues, les ondulations ont tendance à disparaître, les faisceaux sont plus étroits, les gains plus élevés pour les couches à constantes croissantes et les rendements sont meilleurs pour les valeurs décroissantes. Dans un second temps, on présente quelques exemples de revêtement d'antennes par une superposition de lame d'air entre les couches diélectriques. Le rôle de ces lames consiste à compenser le déplacement de la direction angulaire vers la droite (endfire). Un résultat meilleur et acceptable est obtenu pour une seule lame surmontée d'une couche diélectrique. Une augmentation de ces lames et par suite le nombre de couches diélectriques engendre un déplacement progressif de la direction de pointage vers la gauche (backfire), qui n'est pas nécessaire dans notre cas dont le but consiste à la stabilisation de cette direction le plus proche du cas d'antennes sans revêtement. Par ailleurs, considérer plusieurs couches peut faire l'objet d'une possibilité de balayage de faisceau indépendamment de la fréquence de travail.

Références du chapitre 3:

1. **Bailey M.C., Crowel, W.F.**, "attern measurements of slots radiators in dielectric coated metal plates", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 15, 1967, 15, pp. 824-826
2. **Bailey M.C.**, "Design of dielectric covered resonant slots in a rectangular wave-guide", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 15, 1967, 15, pp. 594-598
3. **Bolzano Q.**, "Analysis of periodic arrays of wave guide apertures on conductings cylinders covered by a dielectric", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 22, 1974, 22, pp.25-34
4. **Whetten F.L., Balanis, C.A.**, "Effects of a dielectric coating on leaky-wave long slot wave guide antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 44, 1996, 44, pp.1166-1171
5. **Aberle J.T., Pozar D.**, "Accurate and versatile solutions for probe-fed microstrip patch antennas and arrays", *Electromagnetics* vol 11, 1991, pp. 1-19.
6. **Guglielmi M., Jackson D.R.**, " Broadside radiation from periodic leaky-wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41, n°1, Janvier 1993, pp. 31-37.
7. **Bahl L.J., Bhartia, P.**, "Leaky-wave antennas using artificiel dielectrics at millimeter wave frequency", *IEEE Trans. Microwave Theory And Technique* vol 28, n° 11, Novembre 1980, pp. 1205-1212.

8. **Mekkioui Z., Baudrand H., Benyoucef B.,** " Caractéristiques de Rayonnement et Performances d'Antennes Microruban à Ondes de Fuite à Couches Diélectriques Superposées en Revêtement", *Conférence Internationale sur les Systèmes de Télécommunications, d'Electronique Médicale et d'Automatique 2003*, Tlemcen 2003.

9. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Effects of multi-layers superstrates on microstrip leaky-wave antennas radiating characteristics and performances", Accepté à *Electromagnetics Journal (Francis and Taylor Journals USA)*. A paraître.

Chapitre 4

Antenne à Ondes de Fuite Uniforme à Motif Métallique Quelconque³

Cadre de L'étude

Formulation du Problème

Résolution Numérique

Dans ce chapitre n°4, l'état d'art et la structure d'antenne à ondes de fuite uniforme à motif métallique quelconque ainsi qu'une formulation du problème sont présentés. Des résultats pour plusieurs motifs (2 rubans par période, pavés, exponentiel, sinusoïdal, comb) sont illustrés.

Mots clés : Onde de fuite. Antenne. Microruban. Quelconque. Diagramme de rayonnement.

- A- Etat d'art
 - B- Cadre de l'étude : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque
 - C- Formulation du Problème
 - C-I Méthode de Résonance Transverse
 - C-II Fonctions d'essai dans le cas de motif quelconque
 - C-II-1 Etat d'art
 - C-II-2 Formulation du problème
 - C-II-3 Résolution par méthode des moindres carrées
 - C-II-4 Calcul des termes diagonaux : F_{pp}
 - C-II-5 Calcul des termes non diagonaux : F_{pq}
 - C-III Structures d'antenne à motif présentant des murs de symétrie
 - C-III-1 Cas d'un seul mur de symétrie horizontal électrique ou magnétique à $x=0$
 - C-IV Détermination numérique de la base des fonctions d'essai
 - C-IV-1 Description du programme de calcul des fonctions d'essai
 - C-IV-2 Etude de convergence
 - C-IV-3 Représentation des fonctions d'essai
 - C-IV-4 Base des fonctions d'essai : Vérification de l'orthogonalité des fonctions
 - D- Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement
 - D-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe
 - D-II Etude de convergence : validité dans le cas d'un motif simple
 - E- Résultats -interprétations [37]
 - E-I Type 1 : Deux rubans par période
 - E-II Type 2 : Pavés périodiques
 - E-III Type 3 : Forme exponentielle (Vivaldi)
 - E-IV Type 4 : Forme sinusoïdale
 - E-V Type 5 : Forme Comb
- Conclusion du chapitre 4
Références du chapitre 4

³ Soumis

Dans ce chapitre 4, on présente la résolution du problème d'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque. Ceci est suggéré dans un but de mettre en évidence l'influence de la forme du motif métallique, sa surface transverse et comparer les avantages et inconvénients par rapport au motif régulier (ruban rectangulaire) appliqué aux cas précédents et jusqu'à présent dans toute la littérature publiée, où ce problème n'a pas été abordé. Par ailleurs, la limitation de l'énergie rayonnée par onde de fuite exprimée en fonction de la constante d'atténuation α dans le cas du motif rectangulaire de largeur W , ainsi que son augmentation infinie près de la position transversale qui est rapidement atteinte par une excursion de fréquence (phénomène de coupe bande), peut être évité en proposant d'autres types de motifs métalliques réguliers ou non. Un autre défi qui trouve son application dans plusieurs domaines est la possibilité de conformer le diagramme de rayonnement, performer les caractéristiques de rayonnement (NLS, largeur à mi-puissance, etc...) par optimisation d'un motif métallique.

A- Etat d'art :

Dans ce paragraphe, on présente un état d'art permettant d'avoir un aperçu sur les différentes méthodes d'analyse développées dans la littérature relatives aux structures d'antennes planaires à motifs quelconques. Ainsi, une recherche bibliographique est élaborée dans la mesure où elle permet d'exposer la manière de formuler et résoudre ce type de problème et de permettre de mettre en évidence leurs propriétés et avantages. En effet, dans ^[1], une méthode d'étude des discontinuités rayonnantes pour la modélisation d'antennes Vivaldi associées en réseaux d'antennes de même type à large bande est donnée. Dans ^[2], une méthode de moindres carrés à résidus à frontières modifiés est donnée à partir d'un changement de base. Son application a été testée pour le cas d'antenne microruban avec une grande précision sans l'apparition de solutions parasites. Dans ^[3], un nouveau type d'antenne courbée pour assurer un rayonnement transverse d'antennes à ondes de fuite. Par ailleurs, dans ^[4], une antenne associant un cornet rainuré à une lentille diélectrique est étudiée où les paramètres géométriques et leur influence sur le NLS sont optimisés. Quant à ^[5], les fréquences de coupure de guides d'ondes uniformes à section intérieure lunaire ou excentrique sont données. La méthode utilise une base de fonctions analytiques permettant de recouvrir la surface du guide de forme quelconque. Dans ^[6], une antenne microruban bague duale pour des applications pratiques permettant un grand gain est proposée. La distribution de courant est modélisée par des fonctions sinusoïdales non uniformes. Dans ^[7], dans un but de réduction de taille, l'antenne triangulaire compacte est proposée. Dans ^[8], une antenne Comb est analysée numériquement dans un but d'optimiser les caractéristiques de rayonnement tel que (NLS, polarisation croisée, etc...). Ce type d'antennes en cellule hexagonale à base de ligne microruban est associé en un réseau. Elle présente un rayonnement transverse étroit. Dans ^[9], par introduction d'une paire de fentes minces dans une antenne microruban triangulaire, un rayonnement transverse est obtenu. Ce type d'antennes fonctionne en double fréquence. Dans ^[10], une nouvelle antenne à fente en brosse à dent est proposée pour l'élargissement de la bande passante.

Dans ce chapitre 4, l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque est étudiée. Après formulation du problème de discontinuité par la méthode de résonance transverse combinée avec celle de Galerkin, les caractéristiques de rayonnement sont déterminées (angle de balayage, diagramme de rayonnement, largeur à mi-puissance, niveau des lobes secondaires, etc...). Les motifs quelconques peuvent être de formes régulières ou irrégulières. Ainsi, le problème majeur dans cette analyse consiste à la détermination des fonctions d'essai traduisant les conditions aux limites de la densité de courant sur les parties métalliques. Par ailleurs, on ne peut trouver une expression analytique générale et flexible capable de décrire n'importe quelle forme aussi complexe quelle soit. Plusieurs motifs sont considérés et comparés. Ils sont présentés pour différents types d'antennes linéaires à ondes de fuite en bande millimétrique. Les variations des caractéristiques de rayonnement et les performances d'antennes sont aussi illustrées.

B- Cadre de l'étude : Antenne diélectrique microruban à ondes de fuite à motif quelconque :

Soit la structure linéaire d'antenne microruban à ondes de fuite (Cf. figure IV-1) montée sur un substrat diélectrique de constante diélectrique ϵ_r à plan de masse parfaitement conducteur sur lequel sont imprimés périodiquement des motifs métalliques quelconques à une période d . L'antenne est excitée perpendiculairement ou parallèlement au plan de l'ouverture rayonnante, induisant ainsi le rayonnement d'ondes de fuite polarisées respectivement verticalement (modes TM) et horizontalement (modes TE).

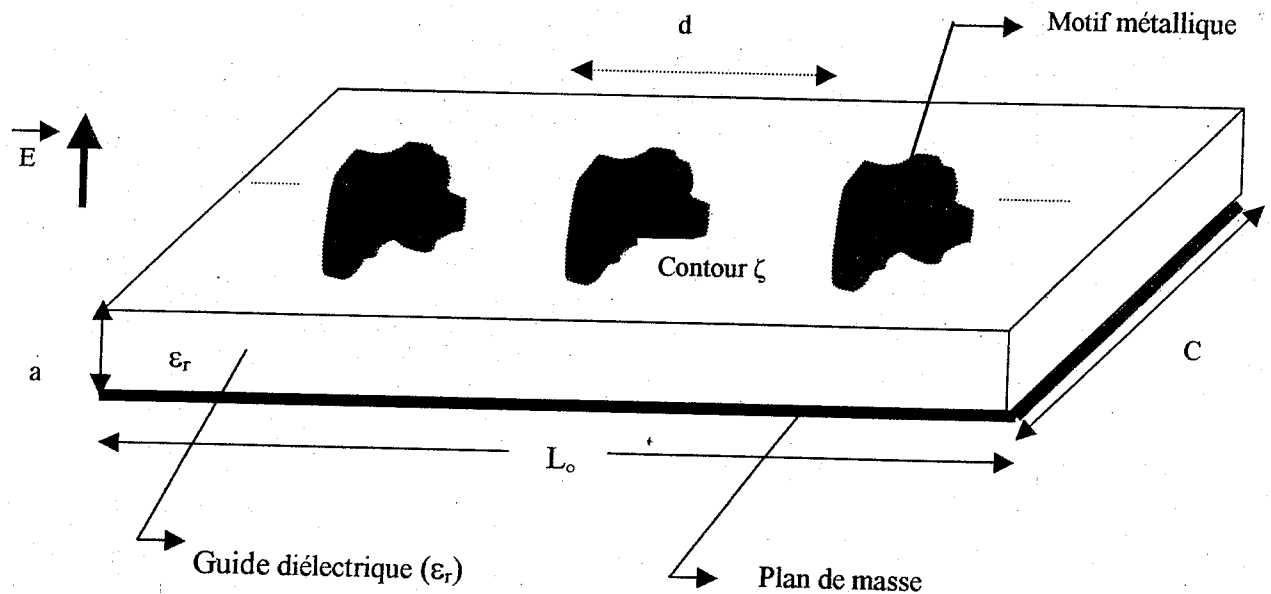


Figure IV-1 : Antenne diélectrique uniforme microruban à ondes de fuite à motif quelconque.

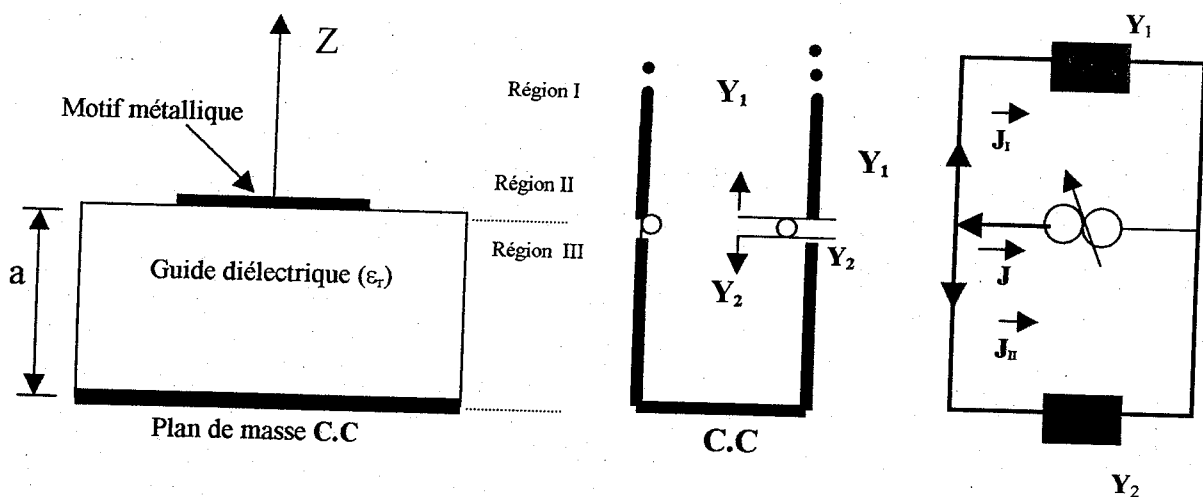


Figure IV-2 : Schéma équivalent à la discontinuité

La détermination des caractéristiques de rayonnement se réduit à calculer la constante de propagation complexe $k_y = \beta_y - j \alpha$. L'étude de la structure périodique se réduit à l'analyse d'une seule période de la structure. Ainsi le guide considéré est à murs magnétiques et périodiques (Cf. figure IV-2). La direction angulaire du faisceau principal est donnée par θ_{-1} (°).

C- Formulation du Problème:

C-I Méthode de Résonance Transverse:

La structure périodique rayonnante est le siège d'ondes de fuite se propageant selon (oy) et polarisées selon (oz). k_y est déterminée par la méthode de résonance transverse déjà détaillée dans les chapitres 2 et 3. Les conditions de continuité imposées par la présence du métal au sein du plan de discontinuité sont traduites en équations en termes d'opérateurs admittances (Cf. schéma équivalent figure IV-2). Etant donné que les deux régions (I) et (III) sont homogènes et de même dimensions, on choisira dans ce cas comme fonction d'essai, la densité de courant électrique J à l'ouverture. On écrira par conséquent, l'équation traduisant la condition de continuité des composantes du champ électrique à l'interface par :

$$|E_t\rangle = (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle \quad (IV-1)$$

$$\hat{H}_M [|E_t\rangle] = 0 \Rightarrow \hat{H}_M [(\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle] = 0 \Rightarrow \hat{H}_M [\check{Z} |J\rangle] = 0 \quad (IV-2)$$

avec \hat{Y}_1 et \hat{Y}_2 , opérateurs admittances définis à partir de leurs valeurs propres Y_1 et Y_2 (admittance de mode) par projection dans la base $\{e_{mn}\}$ (voir annexe I), formée par les modes propres du guide rectangulaire vide à murs magnétiques et périodiques. On écrira, alors :

$$\check{Z} = \sum_{m,n} |e'_{mn}\rangle \frac{1}{\frac{Y_{1mn} + Y_{2mn}}{\langle e'_{mn} | e_{mn} \rangle}} \langle e_{mn} | \quad (IV-3)$$

Avec,

$$Y_{2mn}^{TE, TM} = Y_d^{TE, TM} \coth(\gamma_{2mn} a) \quad (IV-4)$$

$$\gamma_{1mn}^2 = K_{c mn}^2 - K_o^2 \quad (IV-5-a)$$

$$\gamma_{2mn}^2 = K_{c mn}^2 - \epsilon_r K_o^2 \quad (IV-5-b)$$

$$K_{c \text{ mn}}^2 = \left(\frac{m\pi}{c} \right)^2 - \tau_n^2 \quad (\text{IV-5-c})$$

$$K_o = \omega \sqrt{\epsilon_o \mu} \quad (\text{IV-5-d})$$

$$\tau_n = j \left(k_y + \frac{2n\pi}{d} \right) \quad (\text{IV-5-e})$$

Y_1 admittance des modes TE et TM du guide vide (ϵ_o) de longueur infini.

Y_d admittance des modes TE et TM du guide diélectrique (ϵ_r) de longueur infini.

Le problème formulé ainsi ne peut être résolu, que si l'on projette l'opérateur admittance (méthode de Galerkin), sur une base des fonctions d'essai, où la densité de courant dans le domaine quelconque délimité par le motif métallique s'exprime par conséquent, en combinaison linéaire des éléments de cette base. Ainsi, la densité de courant s'écrit :

$$|J\rangle = \sum_p^{N_o} X_p |g_p\rangle \quad (\text{IV-6})$$

N_o est l'ordre de troncature de la sommation dans (IV-6).

En représentation matricielle, par projection sur les fonctions d'essai g_p et g_q , on obtient le système d'équations homogène suivant :

$$[Z(k_y)] [X] = [0] \quad (\text{IV-7})$$

où $[Z(k_y)]$ est la matrice de terme général:

$$Z_{pq} = \langle g_p | \check{Z} | g_q \rangle \quad (\text{IV-8})$$

C-II Fonctions d'essai dans le cas de motif quelconque:

C-II-1 Etat d'art :

Dans la littérature, on trouve plusieurs approches pour la résolution de problème de formes quelconques :

Une méthode numérique pour la détermination des modes de guides rectangulaires ou circulaires perturbés par des conducteurs de formes quelconques ^[11], ou les fréquences de coupure de guide à section quelconque ^[12,13,14] est présentée. Les champs électriques qui peuvent être exploités comme des fonctions de base sont donnés dans ^[15,16] par une équation intégrale utilisant la méthode de Galerkin ou en combinaison avec les fonctions de Green pour les guides à section quelconque. Dans ^[17,18], les auteurs proposent une application de la méthode des éléments de frontière aux problèmes bidimensionnels en électromagnétisme ^[19]. Ceci permet une réduction en place mémoire et augmente la précision des calculs. Dans ^[20], une méthode d'analyse des discontinuités dans les configurations en circuit imprimé est donnée en tenant compte des paramètres géométriques de la couche de métallisation. La méthode est une analyse tridimensionnelle en modes appliquée à des sections formant la structure. Par ailleurs, les auteurs dans ^[21,22], s'intéressent à une formulation par la méthode des moments où les fonctions test sont du type Roof-top. Tandis que dans ^[23,24,25], une nouvelle extension à la base obtenue par méthode des éléments finis est introduite afin de modéliser au mieux les singularités dues aux bords dans les problèmes de guides d'ondes. Cette formulation est générale et valide pour les structures planaires ou curvilignes. Le développement est à partir d'éléments triangulaires. L'auteur dans ^[26] présente un algorithme de subdivision stable pour les problèmes (3-D) en utilisant une discrétisation dans le temps et l'espace. Le concept d'un schéma équivalent est donné pour les structures quelconques. Par contre dans ^[27,28], une application de l'algorithme de source modale adapté à une modélisation efficace par FDTD des composants en guides d'ondes. La formulation est basée sur une expansion modale qui permet la propagation d'onde dans un guide uniforme par une translation adéquate d'opérateurs. Application à l'analyse de guide de section quelconque ^[29]. D'autre part des fonctions ondellettes sont appliquées ^[30] pour l'analyse de structures planes à formes quelconques. Un simple algorithme est donné par des méthodes d'approximation à base de la méthode des moments. Une technique générale numérique d'équation intégrale est décrite pour l'analyse d'antennes de formes quelconques excitées par sonde coaxiale ^[31], les performances de jonctions de guides rectangulaires à conducteurs cylindriques de formes quelconques ^[32], le calcul de capacité et d'inductance de microruban de formes quelconques ^[33] et le calcul du couplage modal des discontinuités en guides d'ondes par une évaluation rapide ^[34].

C-II-2 Formulation du problème :

Pour la détermination des fonctions d'essai dans le cas de motif métallique de forme quelconque on ne peut trouver une expression analytique traduisant le comportement de la densité de courant sur le domaine de l'ouverture. Ainsi on est amené à construire numériquement la base des fonctions d'essai traduisant les conditions sur la partie métallique et isolant. La densité de courant J et par suite les fonctions $\{g_k\}$, choisie comme fonctions d'essai doit être maximale (ou non nulle) sur la partie métallique et minimale sur la partie isolante. Etant donné que cette grandeur est à caractère périodique, on l'exprimera en fonction des éléments de la base $\{f_{mn}\}$ sous la forme :

$$|g_k\rangle = \sum_{m,n} a_{mn} |f_{mn}\rangle \tag{IV-9}$$

$$k = 1, \dots, N_{\text{fes}}$$

où a_{mn} représente les composantes dans la base $\{f_{mn}\}$ du vecteur $|g_k\rangle$ à déterminer.

Le choix de $|f_{p, mn}\rangle$ doit être le plus simple et le plus proche des expressions du champ existant réellement. On choisira $|f_{p, mn}\rangle$ comme les champs transverses des modes propres TE et TM du guide

vide homogène à parois magnétiques (effets de bords) et périodiques (elles s'identifient aux fonctions e_{mn} déjà développées en annexe 1. On retiendra leur expressions :

$$f^{TE}_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{cd}} \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \sin \frac{m\pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{cd}} \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m\pi}{c} \cos \frac{m\pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \end{cases} \quad (IV-10-a)$$

$$f^{TM}_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{cd}} \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m\pi}{c} \sin \frac{m\pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{cd}} \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \cos \frac{m\pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \end{cases} \quad (IV-10-b)$$

les modes TE_{0n} et TM_{00} n'existent pas.

Si on assume $k_y = 0$ alors $\tau_n = j \left(\frac{2n\pi}{d} \right)$ et $Kc_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{c} \right)^2 + \left(\frac{2n\pi}{d} \right)^2$

et,

$$\sigma_m = \begin{cases} 2 & m \neq 0 \\ 1 & m = 0 \end{cases} \quad (IV-10-c)$$

C-II-3 Résolution par méthode des moindres carrées :

La fonction d'essai est déterminée par la méthode des moindres carrées. Elle doit vérifier la condition suivante :

$$\frac{\int_M |g|^2 dS \longrightarrow (1)}{\int_D |g|^2 dS \longrightarrow (2)} \quad (IV-11)$$

(1) : la relation de définition de g dans le sous-domaine métallique M .

(2) : la relation de normalisation de g dans le domaine entier D .

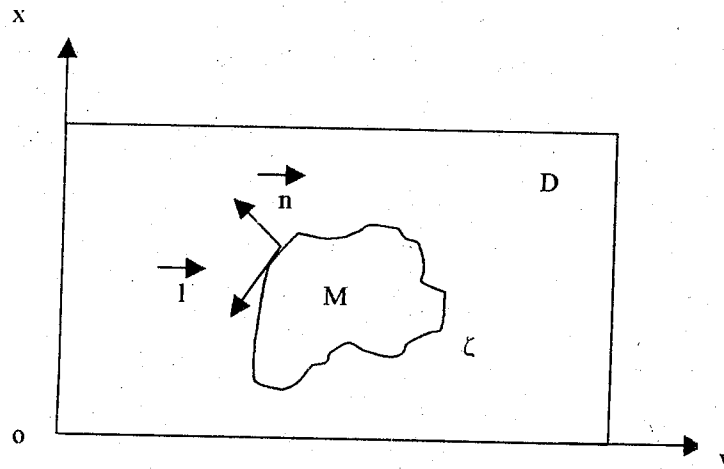


Figure IV-3 : Domaine et Sous-domaine de définition.

La relation (1) est équivalente à :

$$\int_M |g|^2 dS = \int_M g^* \cdot g dS = \sum_p \sum_q a_p^* \cdot a_q \int_M f_p^* \cdot f_q dS \quad (IV-12)$$

où les indices p et q sont respectivement des couples (m,n) et (m',n') avec,

$$F_{pq} = \int_M f_p^* \cdot f_q dS \quad (IV-13-a)$$

= $\langle f_p | f_q \rangle$: produit scalaire

$$F_{pq} = \int_M (f_{px}^* \cdot f_{qx} + f_{py}^* \cdot f_{qy}) dx \cdot dy \quad (IV-13-b)$$

La condition (1) est équivalente donc à :

$$A^t F A \quad \text{qui doit être maximale}$$

Où A et A^t sont le vecteur et son transposé dont les composantes sont les amplitudes inconnues des fonctions d'essai g_k . $A = [a_1, a_2, a_3, \dots]^T$

Ceci est équivalent à :

$$A^t F A = \lambda_{\max} \Rightarrow F A = \lambda_{\max} A \quad (\text{IV-14})$$

La méthode des moindres carrés est un problème aux valeurs propres, où λ_{\max} est la plus grande valeur propre de la matrice produit scalaire F et A est le vecteur propre correspondant.

Le terme générique de la matrice F_{pq} est donné par :

$$F_{pq} = \int_M f^{*TM}_p \cdot f^{TM}_q dS + \int_M f^{*TM}_p \cdot f^{TE}_q dS + \int_M f^{*TE}_p \cdot f^{TM}_q dS + \int_M f^{*TE}_p \cdot f^{TE}_q dS \quad (\text{IV-15-a})$$

$$F_{pq} = \langle f^{TM}_p | f^{TM}_q \rangle + \langle f^{TM}_p | f^{TE}_q \rangle + \langle f^{TE}_p | f^{TM}_q \rangle + \langle f^{TE}_p | f^{TE}_q \rangle \quad (\text{IV-15-b})$$

C-II-4 Calcul des termes diagonaux : F_{pp}

Les termes diagonaux sont donnés par :

$$F_{pp} = \langle f^{TM}_p | f^{TM}_p \rangle + \langle f^{TM}_p | f^{TE}_p \rangle + \langle f^{TE}_p | f^{TM}_p \rangle + \langle f^{TE}_p | f^{TE}_p \rangle \quad (\text{IV-16})$$

Dans ce cas les constantes de coupure des deux fonctions figurant dans les expressions des produits scalaires sont identiques, on ne peut pas utiliser la réduction de l'intégrale de surface par une simple intégrale de contour. Les produits sont par conséquent donnés par des intégrales de surface sur tout le sous-domaine métallique.

Calcul des produits scalaires : $\langle f_p^{TM} | f_p^{TM} \rangle$, $\langle f_p^{TM} | f_p^{TE} \rangle$, $\langle f_p^{TE} | f_p^{TM} \rangle$,
 $\langle f_p^{TE} | f_p^{TE} \rangle$

Leurs expressions sont :

$$\begin{aligned} \langle f_p^{TM} | f_p^{TM} \rangle &= \int_M (\sigma_m / c d) (m\pi / c K_c)^2 \sin^2 (m\pi x / c) \exp[-(\tau_n + \tau_n^*) y] dx dy \\ &+ \int_M (\sigma_m / c d) (\tau_n / K_c)^2 \cos^2 (m\pi x / c) \exp[-(\tau_n + \tau_n^*) y] dx dy \end{aligned} \quad (IV-17)$$

or $\exp[-(\tau_n + \tau_n^*) y] = \exp(0) = 1$

donc,

$$\langle f_p^{TM} | f_p^{TM} \rangle = (\sigma_m / c d K_c^2) \int_M [(m\pi / c)^2 \sin^2 (m\pi x / c) + |\tau_n|^2 \cos^2 (m\pi x / c)] dx dy \quad (IV-17-a)$$

de même

$$\langle f_p^{TE} | f_p^{TE} \rangle = (\sigma_m / c d K_c^2) \int_M [|\tau_n|^2 \sin^2 (m\pi x / c) + (m\pi / c)^2 \cos^2 (m\pi x / c)] dx dy \quad (IV-17-b)$$

$$\Rightarrow \langle f_p^{TM} | f_p^{TM} \rangle + \langle f_p^{TE} | f_p^{TE} \rangle = (\sigma_m / c d K_c^2) \int_M [|\tau_n|^2 + (m\pi / c)^2] dx dy \quad (IV-17-c)$$

or, $|\tau_n|^2 + (m\pi / c)^2 = K_c^2$ et $\int_M dx dy = \int_M dS = S_{\text{métal}}$

$$\Rightarrow \langle f_p^{TM} | f_p^{TM} \rangle + \langle f_p^{TE} | f_p^{TE} \rangle = \frac{\sigma_m S_{\text{métal}}}{c d} \quad (IV-17-d)$$

de même

$$\begin{aligned}
 \langle f_p^{TM} | f_p^{TE} \rangle + \langle f_p^{TE} | f_p^{TM} \rangle &= \int_M (\sigma_m / c d K_c^2) (m\pi/c) \tau_n \sin^2 (m\pi x/c) dx dy \\
 &+ \int_M (\sigma_m / c d K_c^2) (m\pi/c) \tau_n^* \cos^2 (m\pi x/c) dx dy \\
 &+ \int_M (\sigma_m / c d K_c^2) (m\pi/c) \tau_n^* \sin^2 (m\pi / c) dx dy \\
 &+ \int_M (\sigma_m / c d K_c^2) (m\pi/c) \tau_n \cos^2 (m\pi / c) dx dy \\
 &= \frac{\sigma_m}{c d} \frac{m \pi}{c K_c^2} S_{\text{métal}} (\tau_n + \tau_n^*) = 0 \quad \text{(IV- 18-a)}
 \end{aligned}$$

de même pour le calcul de la constante de normalisation

$$\int_D (f_{px}^* f_{qx} + f_{py}^* f_{qy}) dx dy = \left(\frac{\sigma_m S_{\text{totale}}}{c d} \right) \quad \text{(IV- 18-b)}$$

Dans le cas où le motif métallique a une forme régulière, on peut connaître analytiquement la valeur $S_{\text{métal}}$. Dans les autres cas on procédera par un calcul numérique approché d'intégrale de surface.

C-II-5 Calcul des termes non diagonaux : F_{pq}

$$F_{pq} = \langle f_p^{TM} | f_q^{TM} \rangle + \langle f_p^{TM} | f_q^{TE} \rangle + \langle f_p^{TE} | f_q^{TM} \rangle + \langle f_p^{TE} | f_q^{TE} \rangle$$

(IV- 19)

Avec $p \neq q$ et par suite $K_{cp}^2 \neq K_{cq}^2$

Dans ce cas les constantes de coupure des deux fonctions figurant dans les expressions des produits scalaires ne sont pas identiques, on peut utiliser la réduction de l'intégrale de surface par une simple intégrale de contour (voir annexe 6). Les produits sont par conséquent donnés par des intégrales de contour sur tout le contour (ζ) du domaine métallique.

Calcul des produits scalaires : $\langle f_p^{TM} | f_q^{TM} \rangle, \langle f_p^{TM} | f_q^{TE} \rangle, \langle f_p^{TE} | f_q^{TM} \rangle,$
 $\langle f_p^{TE} | f_q^{TE} \rangle$

Réduction d'une intégrale de surface par une intégrale de contour : (voir annexe 6):

Si les fonctions f_p et f_q dérivent de fonctions génératrices respectivement (E,H) et (e,h) des modes TE et TM qu'on déterminera par l'équation de propagation tel que :

$$\Delta_t \begin{cases} E \\ H \end{cases} = +\lambda \begin{cases} E \\ H \end{cases} \quad \text{et} \quad \Delta_t \begin{cases} e \\ h \end{cases} = +\mu \begin{cases} e \\ h \end{cases} \quad \text{(IV- 20-a)}$$

$$\lambda = -K_{cp}^2 \quad \text{et} \quad \mu = -K_{cq}^2 \quad \text{(IV- 20-b)}$$

Les fonctions (E,H) et (e,h) sont équivalentes dans leurs expressions analytiques et diffèrent seulement au niveau des indices p et q ($p \neq q$).

Ainsi, ces fonctions génératrices sont données par :

$$f_p : p = (m,n) \quad \text{mode TE} \quad H = \sqrt{\sigma_m / c.d} \quad (1/K_{cp}) \sin(m\pi x / c) \exp(-\tau_n y)$$

$$\text{mode TM} \quad E = \sqrt{\sigma_m / c.d} \quad (1/K_{cp}) \cos(m\pi x / c) \exp(-\tau_n y)$$

$$\tau_n = j 2n\pi / d \quad \text{et} \quad K_{cp} = \sqrt{(m\pi/c)^2 + (2n\pi/d)^2} \quad \text{et} \quad \sigma_m = \begin{cases} 2 & \text{si } m \neq 0 \\ 1 & \text{si } m = 0 \end{cases}$$

(IV- 20-c)

$$f_q : q=(m',n') \quad \text{mode TE} \quad h = \sqrt{\sigma_{m'}/c d} \quad (1/K'_{c q}) \sin(m'\pi x/c) \exp(-\tau_{n'} y)$$

$$\text{mode TM} \quad e = \sqrt{\sigma_{m'}/c d} \quad (1/K'_{c p}) \cos(m'\pi x/c) \exp(-\tau_{n'} y)$$

$$\tau_{n'} = j 2n'\pi/d \quad \text{et} \quad K'_{c p} = \sqrt{(m'\pi/c)^2 + (2n'\pi/d)^2} \quad \text{et} \quad \sigma_{m'} = \begin{cases} 2 & \text{si } m' \neq 0 \\ 1 & \text{si } m' = 0 \end{cases}$$

(IV- 20-d)

Les fonctions de base f_p et f_q sont exprimées par suite par :

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{px} = \partial_x E - \partial_y H \\ f_{py} = \partial_y E - \partial_x H \end{array} \right. \quad \text{(IV- 21-a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} f_{qx} = \partial_x e - \partial_y h \\ f_{qy} = \partial_y e - \partial_x h \end{array} \right. \quad \text{(IV- 21-b)}$$

Les produits scalaires sont donnés par l'expression générale suivante :

$$\begin{aligned} \langle f_p | f_q \rangle = & (\lambda / \lambda - \mu) \int_{\zeta} [E^* (\partial e / \partial n) + H^* (\partial h / \partial n)] dl + (\mu / \mu - \lambda) \int_{\zeta} [e (\partial E^* / \partial n) \\ & + \int_{\zeta} h (\partial H^* / \partial n)] dl + \int_{\zeta} e (\partial H^* / \partial l) dl + \int_{\zeta} h (\partial E^* / \partial l) dl \end{aligned}$$

(IV- 22)

on montre que

$$\langle f_p^{TM} | f_q^{TM} \rangle = (\lambda / \lambda - \mu) \int_{\zeta} [E^* (\partial e / \partial n)] dl + (\mu / \mu - \lambda) \int_{\zeta} [e (\partial E^* / \partial n)] dl \quad \text{(IV- 22-a)}$$

$$\langle f_p^{TM} | f_q^{TE} \rangle = \int_{\zeta} h (\partial E^* / \partial l) dl \quad (IV-22-b)$$

$$\langle f_p^{TE} | f_q^{TM} \rangle = \int_{\zeta} e (\partial H^* / \partial l) dl \quad (IV-22-c)$$

$$\langle f_p^{TE} | f_q^{TE} \rangle = (\lambda / \lambda - \mu) \int_{\zeta} [H^* (\partial h / \partial n)] dl + (\mu / \mu - \lambda) \int_{\zeta} [h (\partial H^* / \partial n)] dl \quad (IV-22-d)$$

Pour le calcul de ces intégrales, il est par conséquent indispensable de discrétiser le contour en éléments linéaires ou segments appelés éléments de frontière (Γ_i) (Voir annexe 5). Les produits scalaires ont par suite les expressions suivantes :

$$F_{pq} = A_{pq} \left(+K_{cp}^2 / K_{cp}^2 - K_{cq}^2 \right) \sum_{i=1}^N \left[(-m'\pi/c) \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right. \\ \left. + \tau_n' \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right] \\ + A_{pq} \left(+K_{cp}^2 / K_{cp}^2 - K_{cq}^2 \right) \sum_{i=1}^N \left[(m'\pi/c) \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right. \\ \left. + \tau_n' \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right] \\ + A_{pq} \left(+K_{cq}^2 / K_{cq}^2 - K_{cp}^2 \right) \sum_{i=1}^N \left[(-m\pi/c) \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right. \\ \left. + \tau_n' \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \tau_n^* \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \Big] \\
 & + A_{pq} \left(+ K_{cq}^2 / K_{cq}^2 - K_{cp}^2 \right) \sum_{i=1}^N (m\pi/c) \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \\
 & + \tau_n^* \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \Big] \\
 & + A_{pq} \sum_{i=1}^N \left[(m'\pi/c) \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right. \\
 & \left. - \tau_n' \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \sin(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right] \\
 & + A_{pq} \sum_{i=1}^N \left[(m\pi/c) \cos \theta_i \int_{\Gamma_i} \cos(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right. \\
 & \left. - \tau_n^* \sin \theta_i \int_{\Gamma_i} \sin(m\pi x/c) \cos(m'\pi x/c) \exp(-(\tau_n^* + \tau_n') y) dl_i \right]
 \end{aligned}$$

(IV-23)

avec,

$$A_{pq} = (\sqrt{\sigma_m' \sigma_m}) (1/cd) (1/K_{cp} K_{cq})$$

C-III Structures d'antenne à motif présentant des murs de symétrie :

Les structures d'antennes à motif quelconque peuvent présenter au moins deux murs de symétrie électrique ou magnétique. Dans notre cas, puisque le grand guide est à murs périodiques selon l'axe (oy), on ne considérera que la symétrie selon l'axe (ox) . Ce dernier présentera un mur de symétrie horizontal à $x = 0$.

C-III-1 Cas d'un seul mur de symétrie horizontal électrique ou magnétique à $x=0$:

Etant donné que les effets de bords existant aux extrémités de la structure sont modélisés par des expressions de même forme que le champ électrique dans un guide d'ondes à mur magnétique, on supposera pour la détermination des composantes génératrices longitudinales E_z et H_z que le « boîtier » est à mur magnétique.

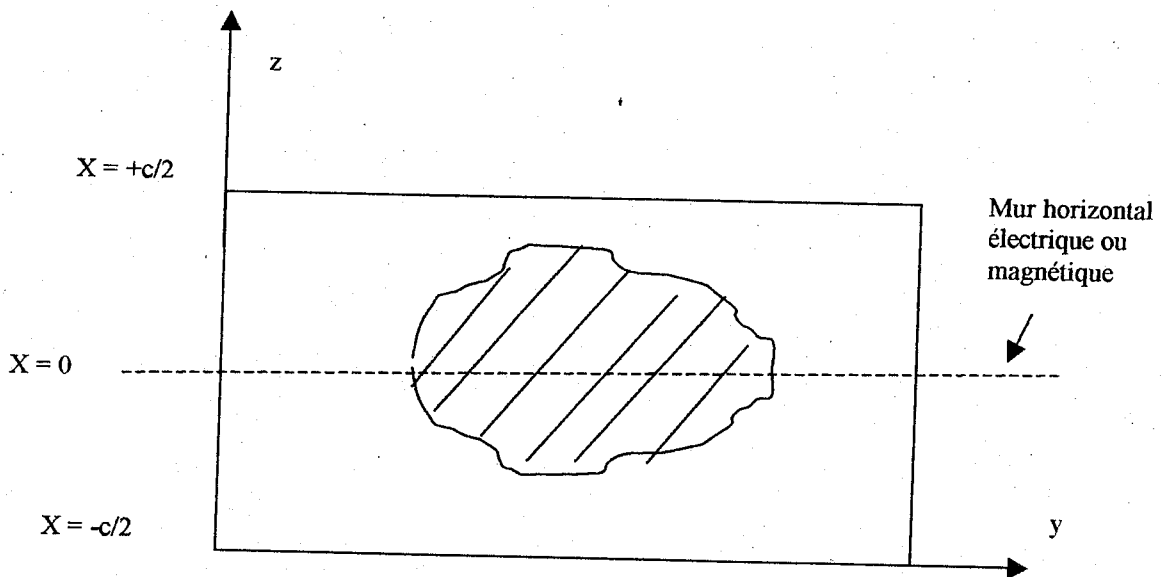


Figure IV-4 : Structure à motif quelconque présentant une symétrie à l'axe $x=0$.

Les conditions que doivent vérifier les composantes E_z et H_z sont :

Mur de symétrie horizontal électrique (E) :

Modes TM : $E_z = 0$ en $x = 0$ Condition de Dirichlet

Modes TE : $(\partial H_z / \partial n) = 0$ en $x = 0$ Condition de Neumann

Mur de symétrie horizontal magnétique (H) :

Modes TM : $(\partial E_z / \partial n) = 0$ en $x = 0$ Condition de Neumann

Modes TE : $H_z = 0$ en $x = 0$ Condition de Dirichlet

Les modes à considérer dans le cas d'un « boîtier » magnétique sont :

Mur de symétrie	Mur horizontal en $x=0$	
Mur électrique (E)	$TM_{2m+1,n}$ $TE_{2m+1,n}$	impair / quelconque impair / quelconque
Mur magnétique (H)	$TM_{2m,n}$ $TE_{2m,n}$	pair / quelconque pair / quelconque

Table 1 : Modes TE et TM possibles dans le cas d'un mur de symétrie horizontal.

C-IV Détermination numérique de la base des fonctions d'essai :**C-IV-1 Description du programme de calcul des fonctions d'essai :**

Le problème formulé est résolu sur ordinateur numérique. En effet, le système matriciel obtenu par méthode des moindres carrés :

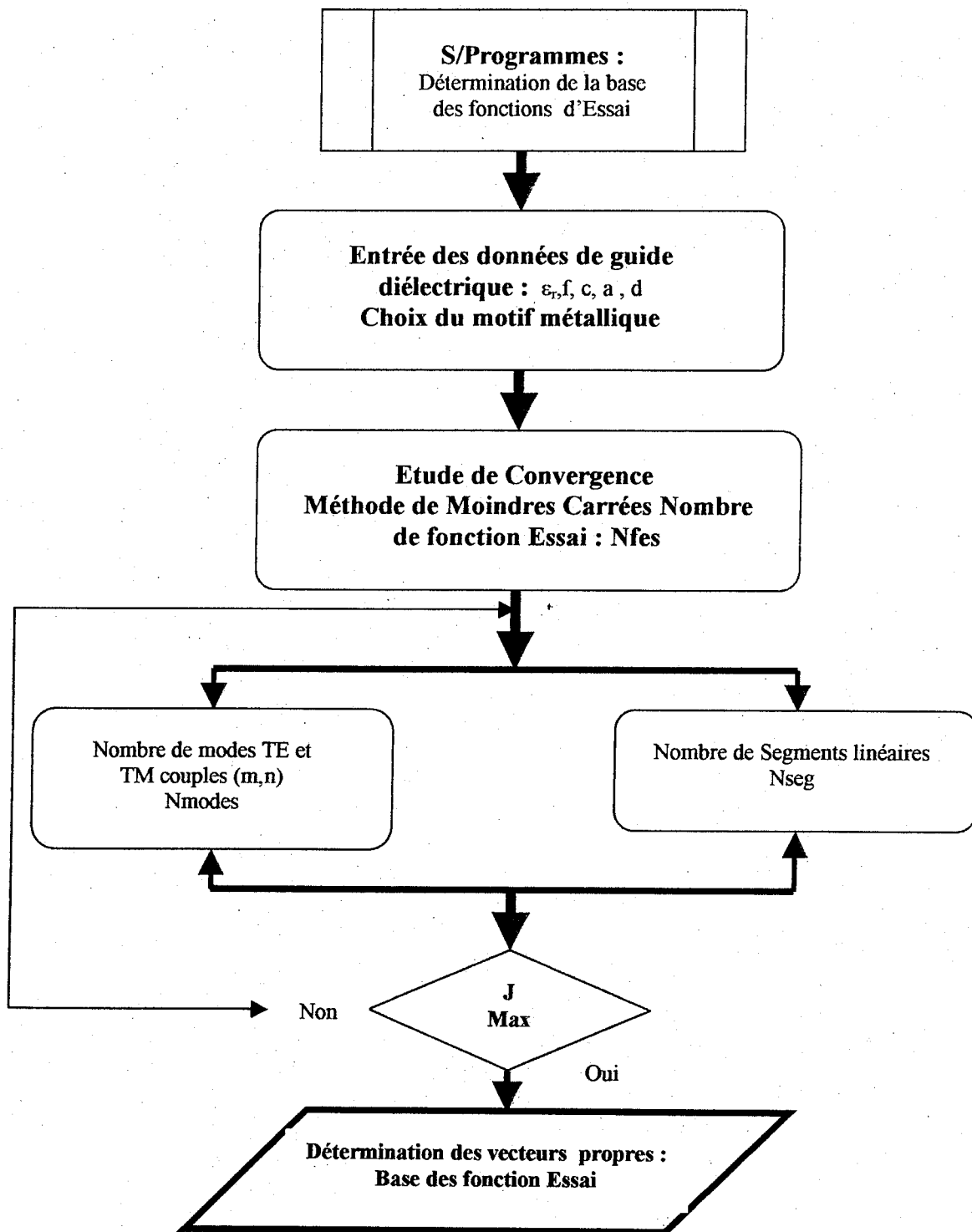


Figure IV-5 : Organigramme de la détermination de la base des fonctions d'essai.

C-IV-2 Etude de convergence :

On considère le motif rectangulaire (ruban métallique) donné sur la figure (IV-6). On discrétise le contour d'intégration en plusieurs segments linéaires respectivement de 8, 12, 16 et 20. Un étude de convergence pour la détermination du nombre de fonction d'essai est par conséquent élaborée en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de segments. Le nombre de fonctions d'essai décrivant l'allure de la densité de courant traduite par le nombre de valeurs propres maximales (supérieur à un seuil qu'on choisira ici égal à 0.8) est représenté en fonction du nombre de couples (m,n) et le nombre de segments.

Sur la figure (IV-7) , le module des 100 premières valeurs propres est représenté en fonction de la surface du métal (sous-domaine) par rapport à la surface totale. En effet, le nombre de valeurs propres est d'autant plus grand que ce rapport augmente. De plus, nous avons remarqué que le nombre de fonctions d'essai à utiliser pour calculer la constante de propagation complexe dépendait de la forme géométrique de la partie métallique et de sa surface transverse. Remarquons tout de même que si ce nombre est très grand, des solutions parasites apparaissent dues à la dégénérescence des valeurs propres.

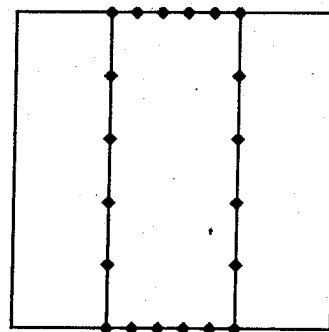


Figure IV-6 : Motif Métallique rectangulaire à 20 segments (ruban).

$c=0.8\lambda_0, d=0.667\lambda_0, a=0.386 \lambda_0, \epsilon_r=2.45$

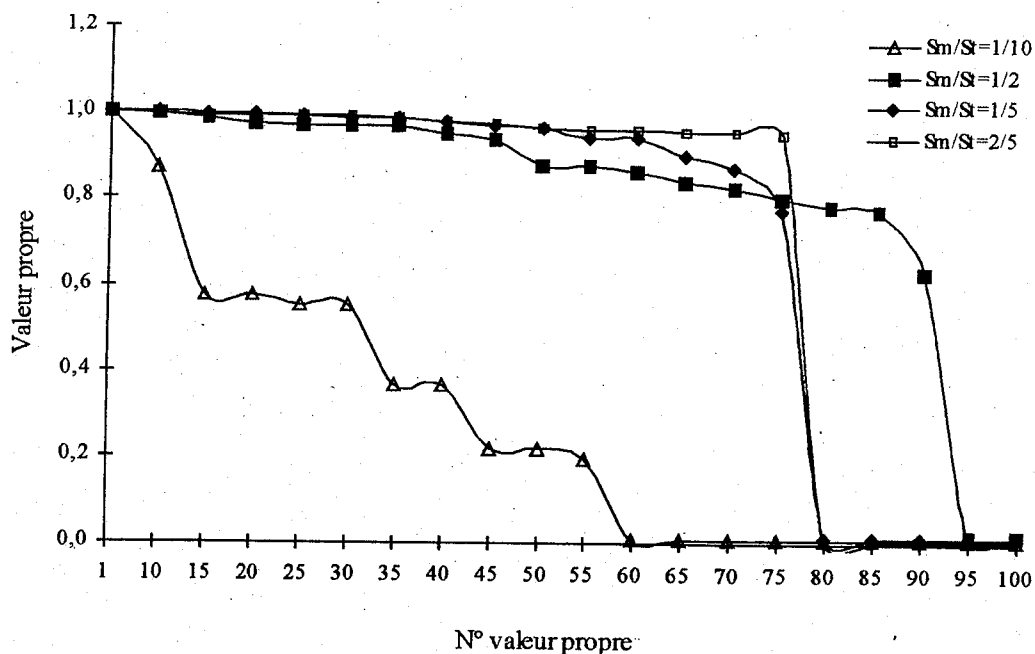


Figure IV-7 : Variation du nombre de valeurs propres en fonction du rapport S_M/S_t surface métallique par rapport à la surface totale.

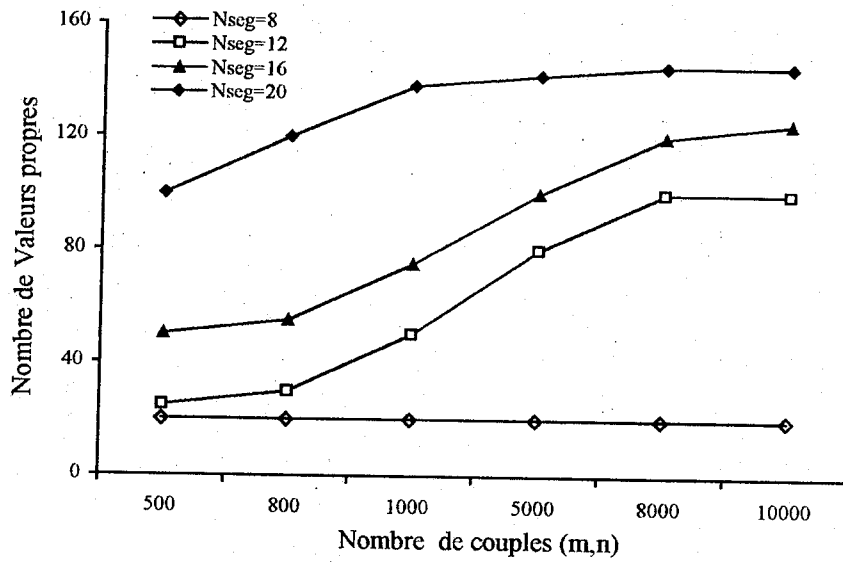


Figure IV-8 : Variation du nombre de valeurs propres en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de segments.

C-IV-3 Représentation des fonctions d'essai :

La densité de courant électrique est représentée sur les figures (IV-9) et (IV-10). Les effets de bords aux frontières du métal sont évidents, ainsi les fonctions d'essai générées numériquement définies en sous domaine sont orthonormées et permettent d'accélérer la convergence lors de la recherche de la densité de courant sur le métal donnée par l'équation homogène définie précédemment.

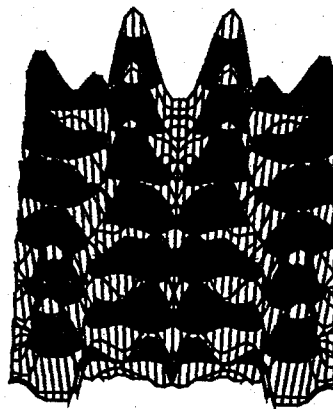


Figure IV-9 : Représentation (3-D) de la fonction d'essai J sur la surface du ruban métallique.

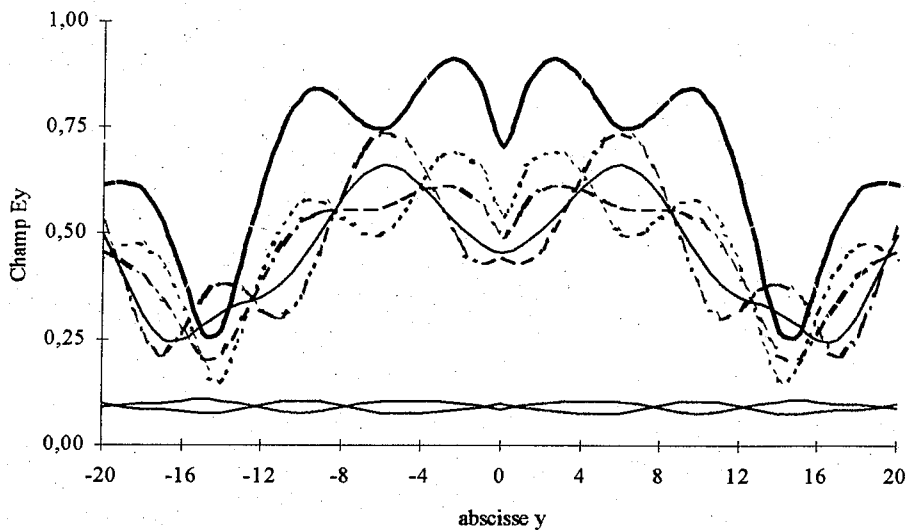
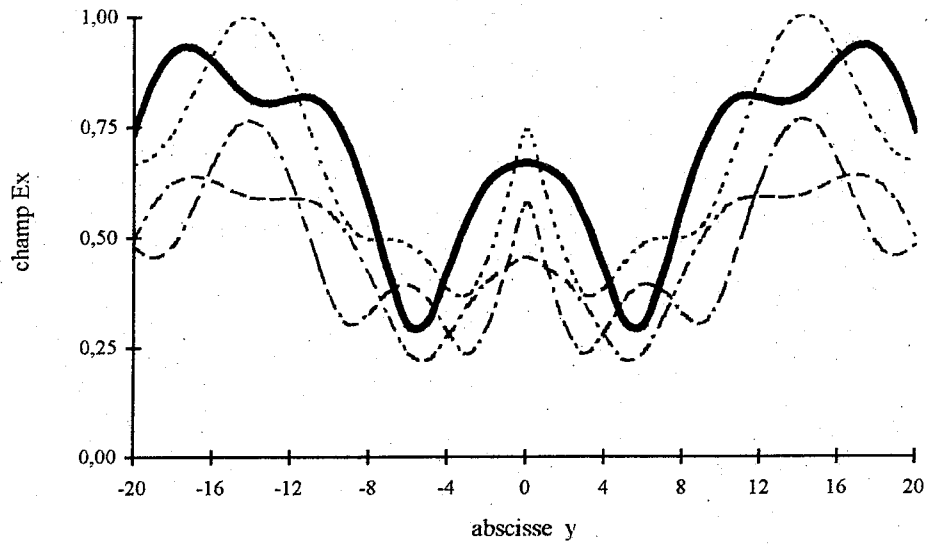


Figure IV-10 : Coupes de la fonction d'essai J sur la surface du ruban métallique

C-IV-4 Base des fonctions d'essai : Vérification de l'orthogonalité des fonctions :

Visualisation de la matrice des produits scalaires des fonctions d'essai est donnée afin de vérifier leur orthogonalité (c'est une condition nécessaire pour la convergence de la méthode de Galerkin utilisée ici). Sur la figure (IV-11), l'orthogonalité des 20 premières fonctions d'essai est vérifiée.

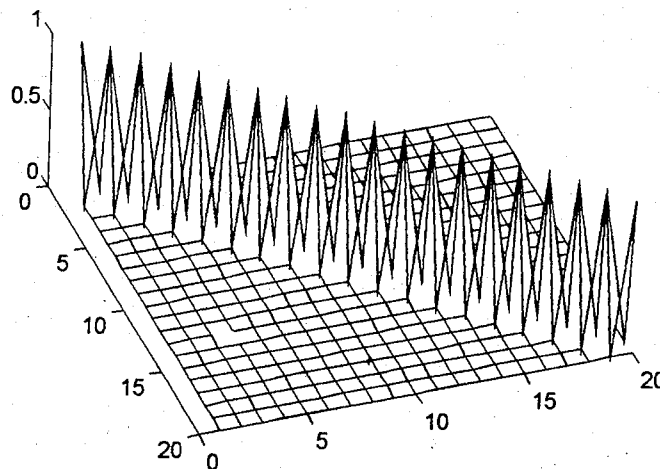


Figure IV-11 : Représentation de la Matrice Produits Scalaires : Vérification de l'orthogonalité des 20 premières fonctions d'essai .

D- Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement :

D-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe :

L'organigramme permettant de déterminer la constante de propagation complexe et par suite les caractéristiques de rayonnement est similaire à celui déjà donné en chapitre 2. La méthode utilisée est celle des moindres carrées (chapitre 3). La constante de propagation qui permet de minimiser la plus petite valeur propre de la matrice Z est considérée. La densité de courant est le vecteur propre qui lui est associé. Le nombre de modes de Floquet et le nombre de fonctions d'essai sont fixés après une étude de convergence qui est validée dans le cas du motif simple (ruban) déjà étudié.

D-II Etude de convergence : validité dans le cas d'un motif simple

Une étude de convergence de la partie réelle et imaginaire de la constante de propagation est montrée sur la figure (IV-12) où le nombre de couples (m,n) est de 8000 à f=80GHZ. On constate qu'une bonne convergence pour un motif simple (ruban) est obtenue pour 16 segments à 20 segments et 500 modes de Floquet.

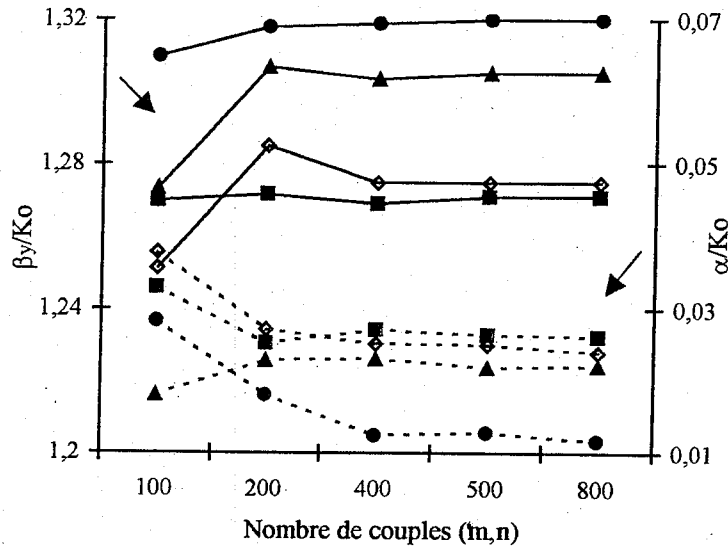


Figure IV-12 : Variation de la constante de propagation complexe

◆ 8 seg ▲ 12 seg ◇ 16 seg ■ 20 seg
 — Partie réelle - - - - - Partie imaginaire

Dans la table 2, on présente une comparaison entre les valeurs numériques et celles données par une expression analytique (modes propres TE et TM du guide à murs magnétiques) et celles données dans la référence [35]. Une comparaison pour le cas simplifié tenant compte de la symétrie de la structure est aussi donnée à f = 80GHZ.

f=80GHZ	β_y/K_0	α/K_0	Ecart avec Fonctions d'essai (chapitre 2)		Ecart avec Référence [35]		Ecart avec symétrie : 10 segments	
8 segments	1,320	0,0128	6,7%	1,42%	4,29%	1,06%	4,6%	1,13%
12 segments	1,300	0,0218	4,9%	0,52%	2,29%	0,16%	2,6%	0,23%
16 segments	1,275	0,025	2,4%	0,2%	0,21%	0,16%	0,1%	0,1%
20 segments	1,271	0,0264	2,02%	0,06%	0,6%	0,3%	0,3%	0,23%

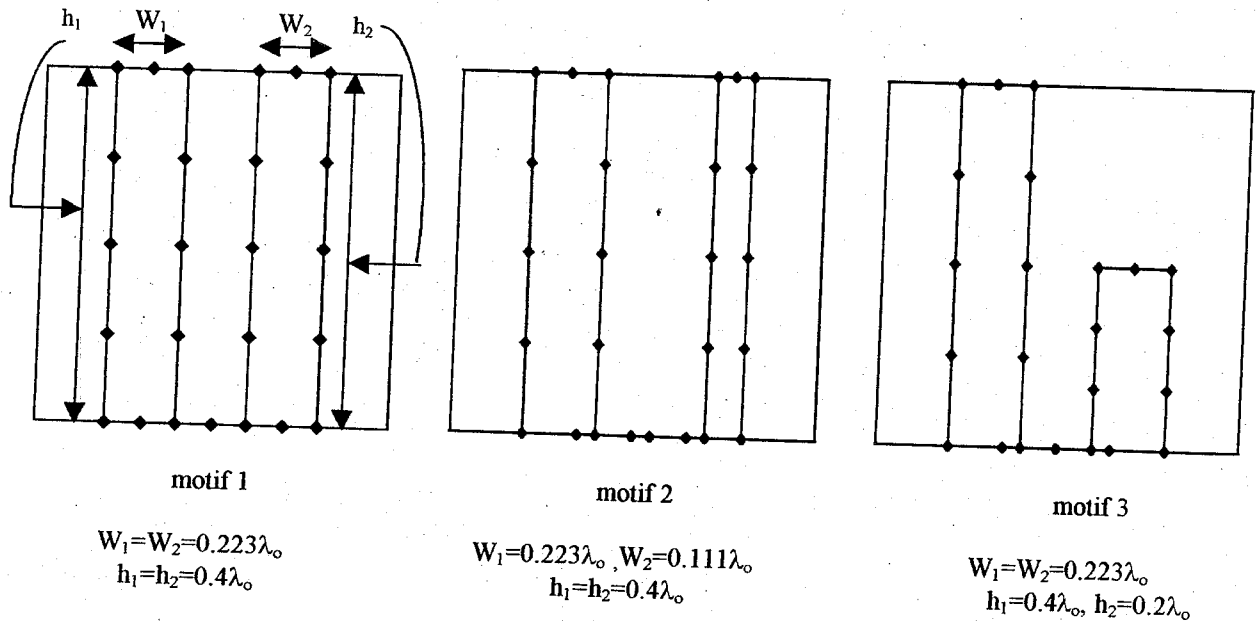
Table 2 : Comparaison des valeurs numériques avec la littérature.

E- Résultats –interprétations ^[37].

On choisit d'étudier plusieurs géométries de structures régulières ou non, avec ou sans symétrie ou de formes originales optimales afin d'améliorer les caractéristiques de rayonnement de l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite (taux d'énergie rayonnée, niveau des lobes secondaires, diagramme de rayonnement, etc....).

E-1 Type 1 : Deux rubans par période:

On propose d'étudier 2 rubans par période : 2 rubans symétriques à 28 segments (motif 1), 2 rubans non symétriques à 26 segments (motif 2) et 24 segments (motif 3). Une vérification de l'orthogonalité des fonctions d'essai est à chaque fois vérifiée.



Sur la figure (IV-13), on représente la variation de la direction angulaire en fonction de la fréquence dans la bande [40-54 GHz] pour les trois motifs 1, 2 et 3. On note que la direction de pointage est légèrement déplacée par rapport aux trois motifs . Ceci est lié à la variation de la constante d'atténuation α d'un motif à un autre qui est plus grande pour le motif à plus grande surface. Aussi, nous pouvons remarquer qu' à la valeur $\theta_{-1} = 0^\circ$ le phénomène de coupe bande ^[36] est évident (l'angle est nul pour une bande de fréquence de 43 à 47 GHz pour le motif 3) où la pente de variation devient nulle. Ce phénomène qui se traduit par une augmentation brusque de la constante d'atténuation (voir figure IV-4-b). Pour les autres motifs 1 et 2 (2 rubans entiers), la pente de variation de la direction angulaire en fonction de la fréquence est nulle pour une petite bande de fréquence. Le coupe bande n'est pas sensible par un pas de balayage supérieur à cette bande de fréquence. Par ailleurs, l'introduction de deux motifs par période diminuera la croissance brusque de la constante α à la position transversale. Ceci est nécessaire pour les applications où le balayage de faisceau est imposé d'un quadrant vers un autre en passant par la transversale.

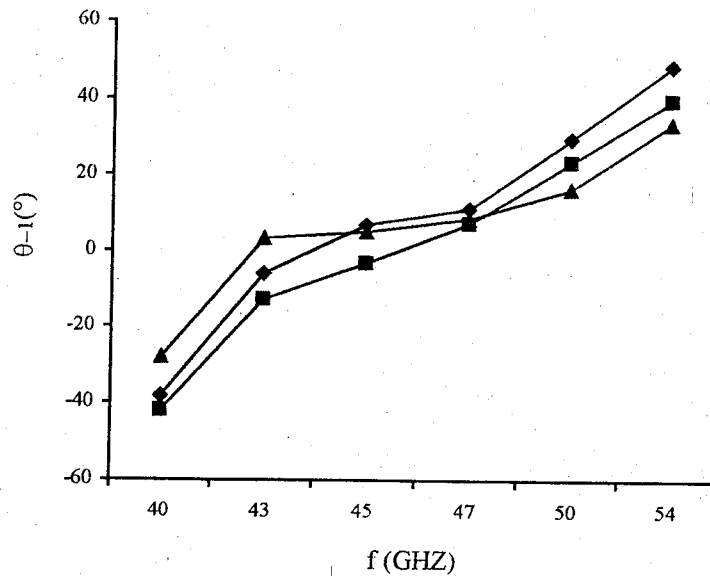


Figure IV- 13 : Balayage électronique pour une antenne à ondes de fuite à deux rubans métalliques :
 $\epsilon_r = 9$, $a = 0.325\lambda_0$, $c = 0.4\lambda_0$, $d = 0.78\lambda_0$, ($\lambda_0 = 4.3\text{mm}$, $f = 70\text{GHz}$)
 -■- motif 1 -◆- motif 2 -▲- motif 3

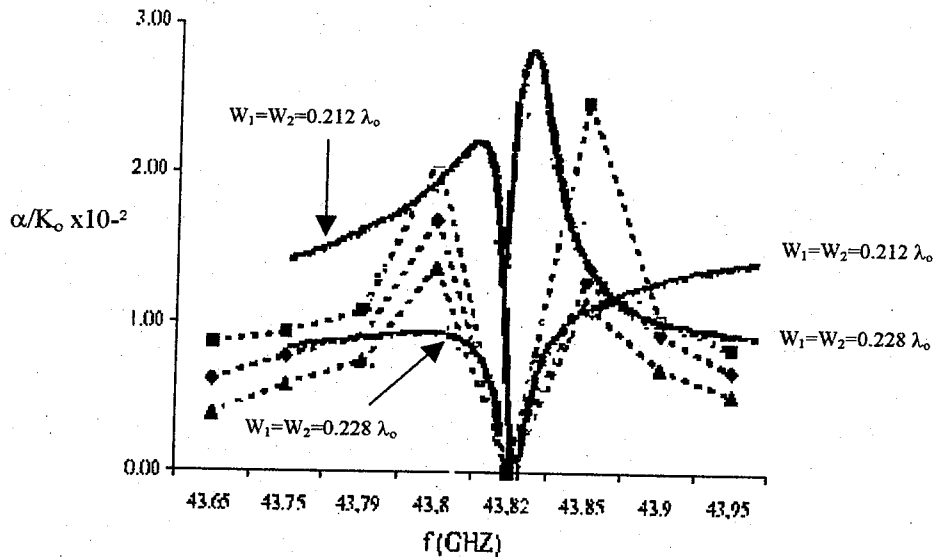


Figure IV- 14 : variation de α/K_0 (phénomène de coupe bande) pour une antenne à deux rubans par période.
 $\epsilon_r = 9$, $a = 0.325\lambda_0$, $c = 0.4\lambda_0$, $d = 0.78\lambda_0$, ($\lambda_0 = 4.3\text{mm}$, $f = 70\text{GHz}$)
 -■- motif 1 -◆- motif 2 -▲- motif 3
 ----- Moindres Carrées _____ Référence [36]

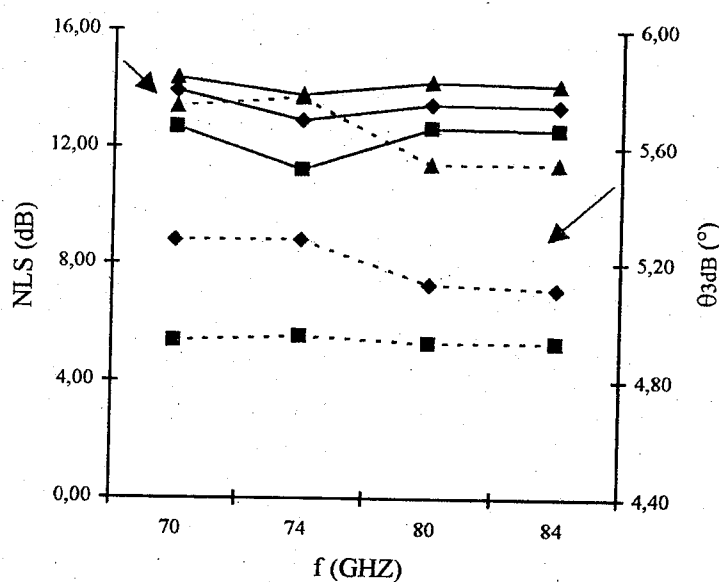
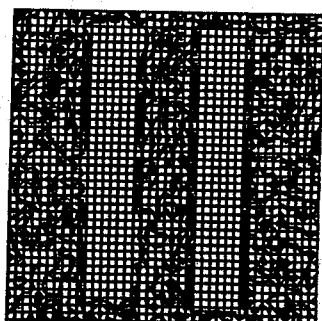


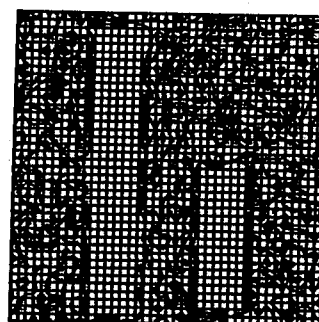
Figure IV- 15 : variation du NLS (dB) et la largeur à mi-puissance θ_{3dB} (°) en fonction de la fréquence pour une antenne à deux rubans par période.
 $\epsilon_r = 9$, $a = 0.325\lambda_o$, $c = 0.4\lambda_o$, $d = 0.78\lambda_o$, ($\lambda_o = 4.3\text{mm}$, $f = 70\text{GHz}$)
 ■ motif 1 ♦ motif 2 ▲ motif 3

Sur la figure (IV-15), les variations du NLS(dB) et la largeur à mi-puissance pour les trois motifs proposés sont illustrées pour une antenne fonctionnant dans la bande [70-84GHz]. Sur la figure (IV-16), une représentation (3-D) du champ électrique lié à la densité de courant J solution de l'équation homogène est illustrée. Les conditions imposées par la présence du métal sont bien vérifiées.

Sur la figure (IV- 17), les diagrammes de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par 2 rubans (motif 1 et 3) par période pour $L_o = 15\lambda_o$ à $f = 45\text{GHz}$ (dépointage angulaire à 0°). L'antenne a pour dimensions $\epsilon_r = 9$, $a = 0.325\lambda_o$, $c = 0.4\lambda_o$, $d = 0.78\lambda_o$, ($\lambda_o = 4.3\text{mm}$, $f = 70\text{GHz}$). On note que les diagrammes de rayonnement diffèrent du cas d'un seul ruban par période par le fait que le niveau des lobes secondaires peut être conformé selon la forme de la surface métallique et sa proportion par rapport à la surface totale.



motif 1



motif 3

Figure IV- 16 : Représentation du champ électrique dans une période pour le motif 1 et 3.

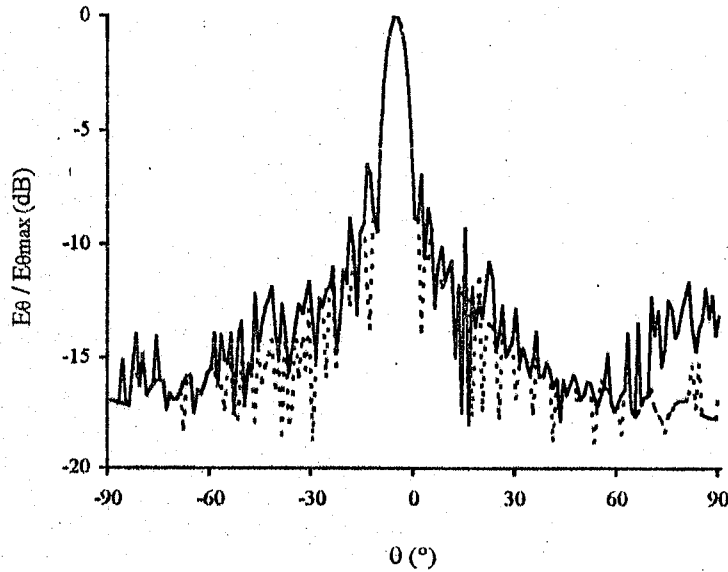
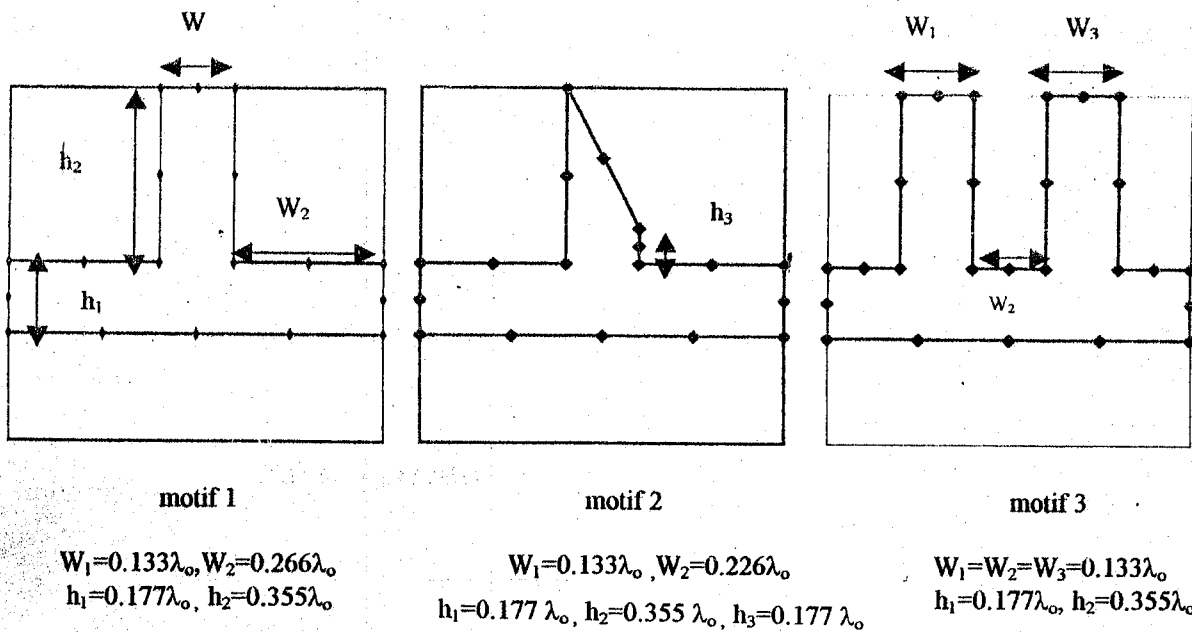


Figure IV- 17 : Diagrammes de rayonnement $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par deux rubans par période pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=45\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à 0°).
 $\epsilon_r = 9$, $a=0.325\lambda_o$, $c=0.4\lambda_o$, $d=0.78\lambda_o$ ($\lambda_o=4.3\text{mm}$, $f=70\text{GHZ}$).
 - - - motif 1 — motif 3

E-II Type 2 : Pavés périodiques

On considère les trois formes de pavés périodiques : un seul pavé à 18 segments (motif 1), un seul pavé inversé à 18 segments (motif 2) et double pavés à 26 segments (motif 3).



Sur la figure (IV- 18) et (IV-19), les variations de θ_{-1} (°) et la constante de pertes normalisée α/K_0 en fonction de la fréquence pour une antenne chargée de motif de type pavé (motif 1, 2 et 3) pour une antenne opérant en bande millimétrique ($\epsilon_r = 2.45$, $a = 0.387\lambda_0$, $b = 0.8\lambda_0$, $d = 0.667\lambda_0$) sont représentées.

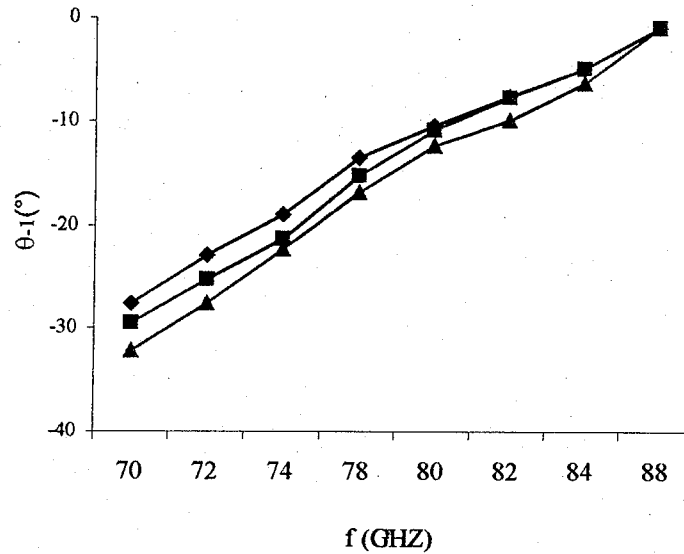


Figure IV- 18 : variation du θ_{-1} (°) en fonction de la fréquence pour une antenne chargée de motif de type pavé. $\epsilon_r = 2.45$, $a = 0.387\lambda_0$, $c = 0.8\lambda_0$, $d = 0.667\lambda_0$, ($\lambda_0 = 3.75\text{mm}$, $f = 80\text{GHz}$)
 -■- motif 1 -◆- motif 2 -▲- motif 3

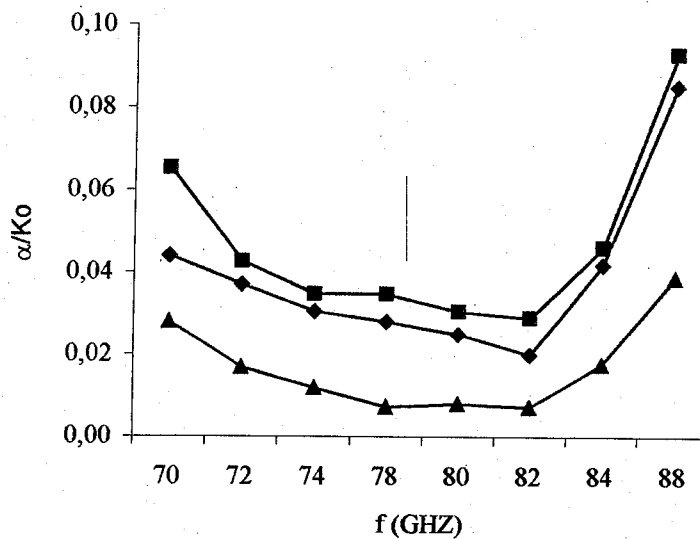
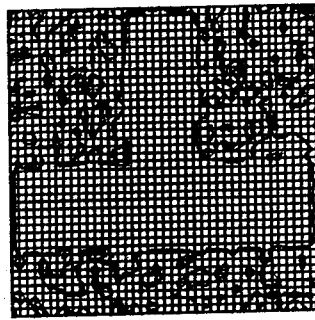
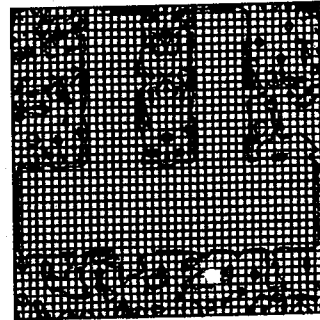


Figure IV- 19 variation du α/K_0 en fonction de la fréquence pour une antenne chargée de motif de type pavé. $\epsilon_r = 2.45$, $a = 0.387\lambda_0$, $c = 0.8\lambda_0$, $d = 0.667\lambda_0$, ($\lambda_0 = 3.75\text{mm}$, $f = 80\text{GHz}$).
 -■- motif 1 -◆- motif 2 -▲- motif 3



motif 1



motif 3

Figure IV- 20 : Représentation du champ électrique dans une période pour le motif 1 et 3.

Sur la figure (IV-20), une représentation 3-D du champ électrique lié à la densité de courant J dans une cellule périodique est donnée.

Sur la figure (IV-21), les diagrammes de rayonnement $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs pavés (motif 1 et 2) pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=80\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -10°) sont illustrés.

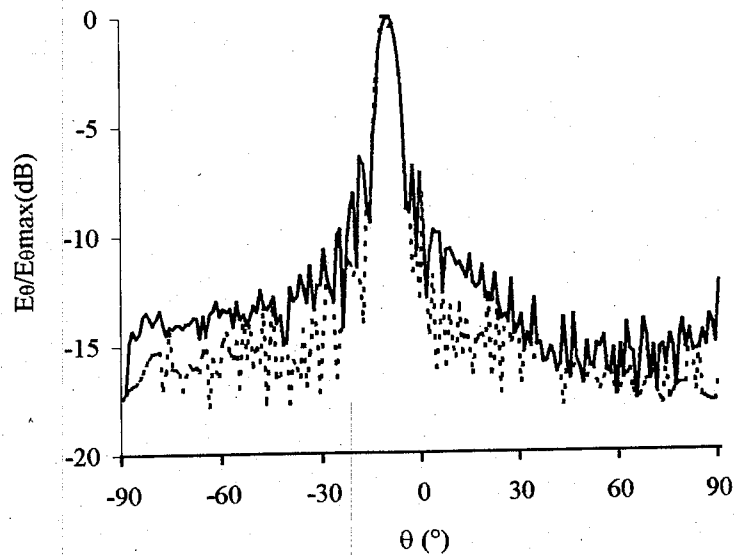
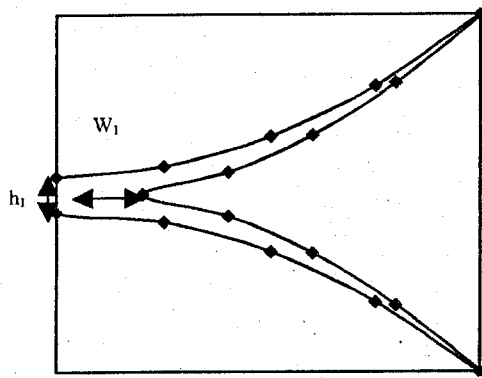


Figure IV- 21 : Diagrammes de rayonnement $E_{\theta}/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs pavés pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=80\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -10°).
 $\epsilon_r = 2.45$, $a = 0.387\lambda_o$, $c = 0.8\lambda_o$, $d = 0.667\lambda_o$, ($\lambda_o = 3.75\text{mm}$, $f = 80\text{GHZ}$)
 — motif 1 - - - motif 3

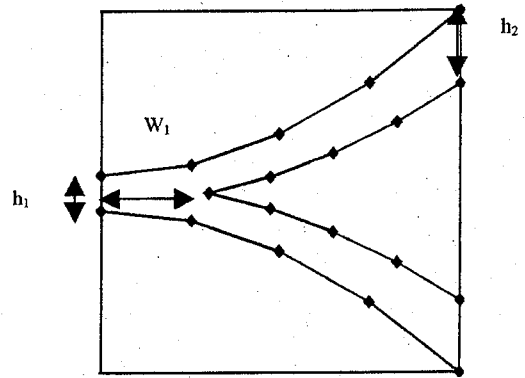
E-III Type 3 : forme exponentielle (Vivaldi) :

On propose d'étudier les formes exponentielle à 17 segments (motif 1) et exponentielle à 19 segments (motif 2) .



motif 1

$$W_1=0.133\lambda_o, h_1=0.114\lambda_o$$



motif 2

$$W_1=0.133\lambda_o, h_1=0.114\lambda_o, h_2=0.199\lambda_o$$

Sur la figure (IV- 22), les diagrammes de rayonnement, $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs exponentiels (motif 1 et 2) pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=74\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -26°) sont donnés.

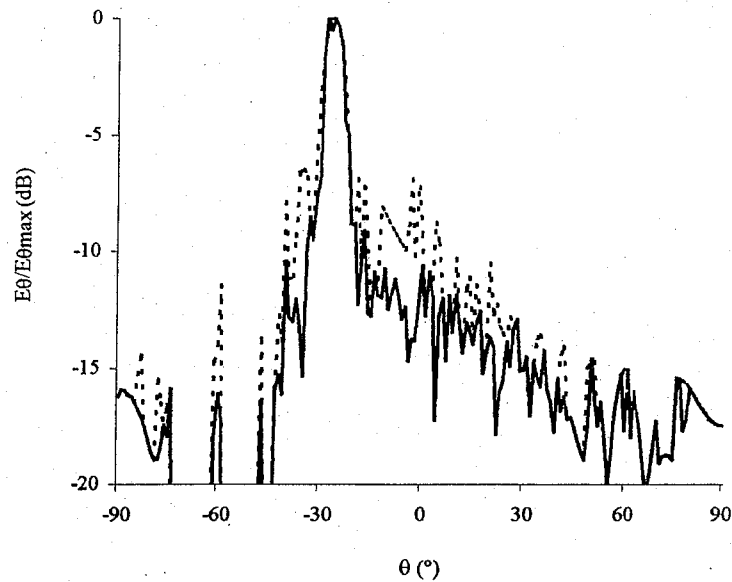
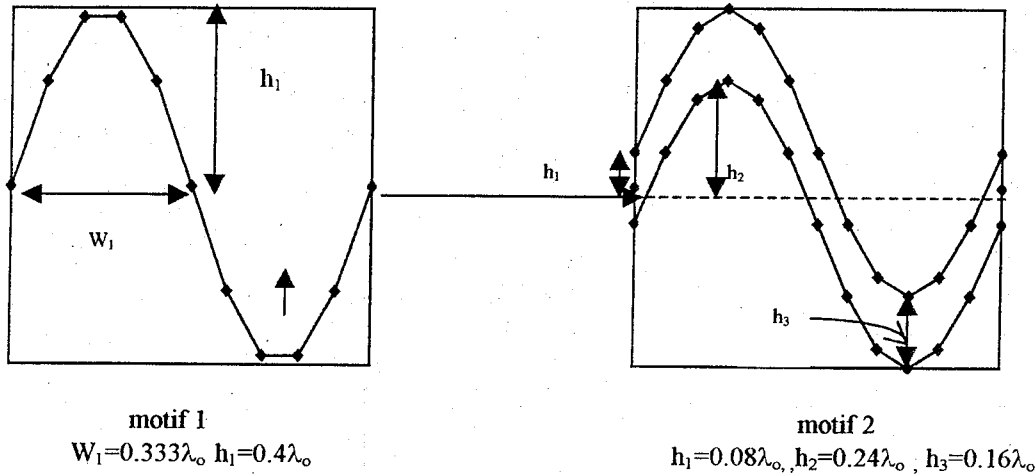


Figure IV- 22 : Diagrammes de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs exponentiels (Vivaldi) pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=74\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -26°). $\epsilon_r = 2.45, a=0.387\lambda_o, c=0.8\lambda_o, d=0.667\lambda_o, (\lambda_o=3.75\text{mm}, f=80\text{GHZ})$
 ---- motif 1 ——— motif 2

E-IV Type 4: forme sinusoidale :

On propose d'étudier le motif sinusoidal unidimensionnel à 20 segments (motif 1) et le motif sinusoidal épais à 28 segments (motif 2).



Sur la figure (IV- 23), les diagrammes de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs sinusoidaux (motif 1 et 2) pour $L_o=20\lambda_o$ à $f=84GHZ$ (dépointage angulaire à -5°) sont représentés.

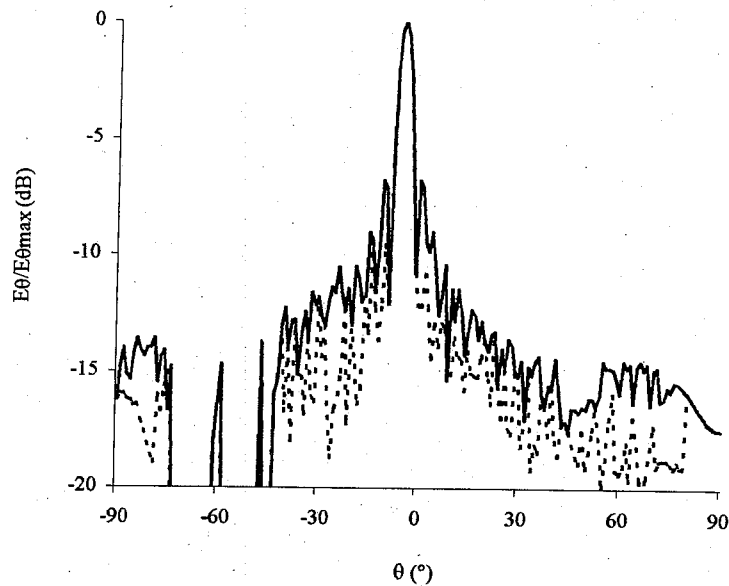
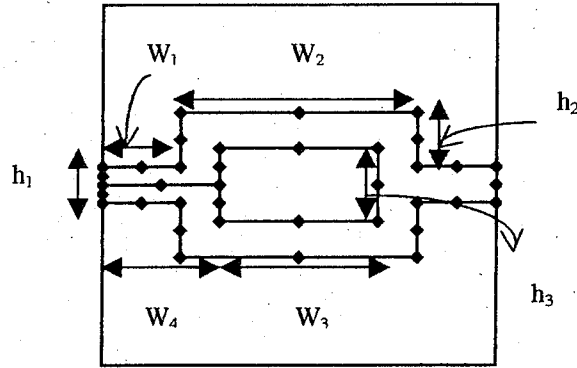


Figure IV- 23 : Diagrammes de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par des motifs sinusoidaux pour $L_o=20\lambda_o$ à $f=84GHZ$ (dépointage angulaire à -5°).
 $\epsilon_r = 2.45, a=0.387\lambda_o, c=0.8\lambda_o, d=0.667\lambda_o, (\lambda_o=3.75mm, f=80GHZ)$

—— motif 1 - - - - motif 2

E-V Type 5 : forme Comb

On propose d'étudier le motif Comb à 40 segments (motif 1) .



motif 1

$$W_1=0.134\lambda_o, W_2=0.4\lambda_o, W_3=0.267\lambda_o, W_4=0.2\lambda_o$$

$$h_1=0.08\lambda_o, h_2=0.12\lambda_o, h_3=0.12\lambda_o$$

Sur la figure (IV- 24), le diagramme de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par un motif de type Comb pour $L_o=15\lambda_o$ à $f=70\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -28°) est donné.

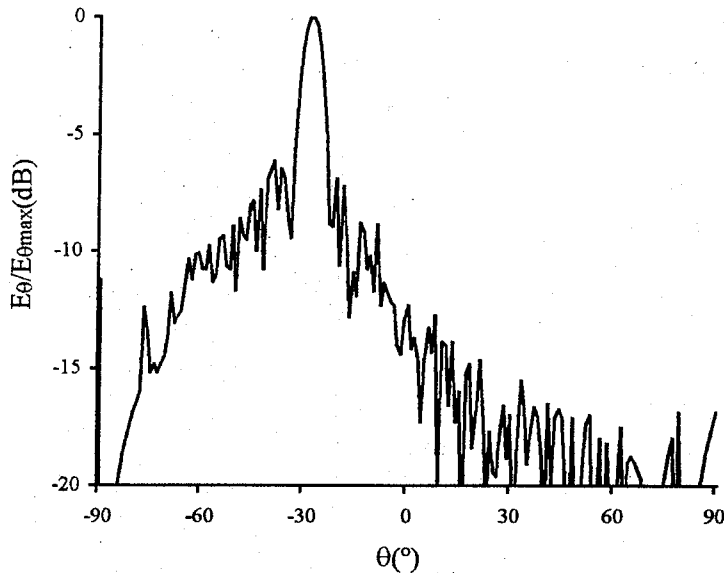


Figure IV- 24 : Diagramme de rayonnement $E_\theta/E_{\theta_{max}}$ (dB) dans le plan E pour une antenne à ondes de fuite chargée par un motif de type Comb pour $L_o=10\lambda_o$ à $f=70\text{GHZ}$ (dépointage angulaire à -28°).
 $\epsilon_r = 2.45$, $a = 0.387\lambda_o$, $c = 0.8\lambda_o$, $d = 0.667\lambda_o$, ($\lambda_o = 3.75\text{mm}$, $f = 80\text{GHZ}$)

Conclusion du chapitre 4 :

Dans ce chapitre 4, une formulation du problème de caractérisation d'antennes uniformes à ondes de fuite à motif métallique quelconque est présentée. Par une réduction d'intégrale de surface en intégrale de contour, les produits scalaires sont simplement déterminés pour des formes de plus en plus complexes. Ainsi, la base de fonctions d'essai décrivant la densité de courant sur la surface transverse, inconnue du problème est déterminée numériquement. Par conséquent une étude de convergence est élaborée dans la mesure où elle permet de fixer le nombre de modes TE et TM permettant la convergence et le nombre de segments qui a permis de discrétiser le contour d'intégration. Par ailleurs une vérification de l'orthogonalité des modes générés est requise. Des résultats et leurs comparaisons avec ceux de la littérature sont présentés où une bonne concordance est notée. Par ailleurs, l'investigation et l'optimisation de formes nouvelles est élaborée dans la mesure où elle permet de performer les caractéristiques d'antennes à ondes de fuite. Ainsi, comme il a été noté, l'introduction de motifs variés permet de prédéterminer la forme du diagramme de rayonnement (diagrammes conformés) selon la forme du motif périodique. Une étude peut être étendue pour d'autres formes spécifiques à certaines exigences du cahier de charge.

Références du chapitre 4

1. **Shin J., Schaubert D.H.**, "Parameter study of strip line fed Vivaldi. Notch antenna arrays", IEEE Trans. *Antenna and Propagation* vol 47, n°5, Mai 1999, pp 879-886.
2. **Ghomi M., Pujol S., Baudrand H.**, "Développement d'une méthode de moindres carrées en vue de l'étude d'antennes planaires", *Optical Herzian Dielectric '95 proceedings* vol 13, Zaragoza Septembre 1995, pp 23-26.
3. **Ohtera I.**, "Diverging/Focusing of electromagnetic waves by utilizing the curved leaky-wave structure application to broad beam antenna for radiating within specified wide-angle", IEEE Trans. *Antenna and Propagation* vol 47, n°9, Septembre 1999, pp 1470-1475.
4. **Lin R. L., Nakamo H.**, "Numerical analysis of arbitrary shaped probe excited single arm printed wire antennas", IEEE Trans. *Antenna and Propagation* vol 46, n°9, Septembre 1998, pp 1307-1317.
5. **Yang J., Litva J., Wu C., Tam T.**, "Practical microstrip dual ring antenna", *Electronics Letters* vol 32, n°6, 14 Mars, 1996, pp 511-512.
6. **Kuttler J.R.**, "A new method for calculating TE and TM cutoff frequencies of uniform waveguides with lunar or eccentric annular cross-section", IEEE Trans. *Microwave Theory and Techniques* vol 32, n°4, Avril 1984, pp 348-354.
7. **Wong K.L., Pan S.C.**, "Compact triangular microstrip antenna", *Electronics Letters* vol 33, n°6, 1997, pp 432-433.
8. **Vakamo H., Tajima S., Yamanchi J.**, "Honeycomb wire antenna", *Electronics Letters* vol 38, n°21, 10 Octobre, 1996, pp 1937-1938.
9. **Tirng Fag S., Wong K.L., Chiou T.W.**, "Beam width enhancement of inset microstrip line fed equilateral triangular microstrip antenna", *Electronics Letters* vol 34, n° 23, 12 Novembre, 1998, pp 2184- 2185.
10. **Sze J.Y., Wong K.L.**, "Broad band rectangular microstrip antenna with pair of toothbrush shaped slots", *Electronics Letters* vol 34, n°23, 12 Novembre, 1998, pp 2186-2187.

11. **Conciauro G., Bressan M., Zuffada C.,** "Waveguide modes via an integral leading to a linear matrix eigenvalue problem", *IEEE Trans. Microwave theory and Techniques* vol 32, n° 11, Novembre 1984, pp 1495-1503.
12. **Laura P.A., Nagaya K., Sarmiento G.S.,** "Numerical experiments on the determination of cut off frequencies of waveguides of arbitrary cross section", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 28, n° 6, Juin 1980. pp 568-572.
13. **Galdi V., Pierro V., Pinto L.M.,** "Path integral computation of lowest order modes in arbitrary shaped inhomogeneous waveguides", *IEEE Microwave and guided Wave letters* vol 7, n° 12, Décembre 1997, pp 402-404.
14. **Proust I., Sauviac B., Amalric J.L., Baudrand H.,** "Systematic elaboration of trial functions bases for the study of planar structures", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 45, n°10, Octobre 1997. pp 1662-1670.
15. **Altman Z., Renaud D., Baudrand H.,** "Integral equation scalar Green's function formulation for the computation of cutoff wave number and modal fields in waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 42, n°3, Mars 1984, pp 532-535.
16. **Chadha R., Gupta K.C.,** "Green's function for triangular segments in planar microwave circuits", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 28, n°10 Octobre 1980, pp 1139-1143.
17. **Koshiba M., Suzuki M.,** "Application of the boundary element method to waveguide discontinuities", *IEEE Trans Microwave Theory and Techniques* vol 34, n°2, Février 1986. pp 301-207.
18. **Kagami S., Fukai I.,** "Application of boundary element method to electromagnetic field problems", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 32, n°4, Avril 1984. pp 455-461.
19. **Proust I., Guillot PH, Baudrand H.,** "Intérêts et performances d'une réduction intégrale dans la modélisations des transitions", *Optical Hertzian Dielectric Biennial colloquium Digest* vol 13, Zaragoza 1995, pp 45-48.
20. **Alessandri F., Sorrentino R.,** "Method of analysis of discontinuities in printed circuits with finite metal thickness", *MIOP'89 proceedings*. Budapest. 1989.
21. **P.Otero, G.V.Eleftheriades, J.R.Mosig,** "Integrated modified rectangular loop slot antenna on substrate lenses for millimeter and sub millimeter waves frequencies mixer applications", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n° 10, Octobre 1998, pp 1489- 1497.
22. **Park O., Balanis A.C., Birtcher C.R.,** "Analytical evaluation of the asymptotic impedance matrix of a grounded dielectric slab with roof-top functions", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 46, n°2, Fevrier 1998, pp 251-259.
23. **Juntunen J.S., Tsiboukis T.D.,** "On the FEM treatment of wedge singularities in waveguide problems", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 48, n°6, Juin 2000, pp 1030-1037.
24. **Hirano T., Horokawa J., Ando M.,** "Methods of moments analysis of a waveguide crossed slot by using eigen-mode basis functions derived by the edge based finite element method", *IEE Proc. Microwave Antenna and Propagation part H* vol 147, n°5, Octobre 2000, pp 349-353.
25. **Altman Z., Renaud D., Baudrand H.,** "On the use of differential equations of non entire order to generate entire domain basis functions with edge singularity", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 42, n°10, Octobre 1994, pp 1966-1972.
26. **Krishnaiah K.M., Railton C.J.,** "A stable subgridding algorithm and its application to eigenvalue problem", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 47, n°5, Mai 1999, pp 620-627.

27. **Alimenti F., Mezzanotte P., Roselli L., Sorrentino R.**, " Application of the matched modal source algorithm to the efficient FDTD modelling of waveguide components", *29th European Microwave Conference Proceedings*, Munich 1999, pp 427-429.
28. **Lee K.F., Guo Y.X., Hawkins J.A., Chair R., Luk K.M.**, " Theory and experiments on microstrip patches antennas with shorting walls", *IEE Proc. Microwave Antenna and Propagation part H* vol 147, n°6, Décembre 2000, pp 521-525.
29. **García Rodriguez R.M., Cuevas J.G., Kraze V.**, " A Galerkin method solution for arbitrary electromagnetic problem using a surface-volume formulation", *29th European Microwave Conference Proceedings*, Munich 1999, pp 430-433.
30. **Shneider G., Oberschmidt G., Jacobs A.F.**, " Wavelet-based simulation of arbitrarily shaped planar circuits", *30th European Microwave Conference Proceedings* vol 1, Paris 2000 , pp 389-392.
31. **Loison R., Gaillard R., Citerne J., Piton G., Legay H.**, " Modelling of printed antenna of arbitrary shape with a multi-resolution method of moment", *30th European Microwave conference* vol 2, Paris 2000 , pp 278-281.
32. **Muilwyk C.A., Davies J.B.**, " The numerical solution of rectangular wave guide junctions and discontinuities of arbitrary cross section", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 15, n°8, Aout 1967, pp 450-455.
33. **Anders P., Arndt F.**, " Microstrip discontinuities capacitances and inductances for double strips mitered bends with arbitrary angle and asymmetric right angle bends", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 28, n°11, Novembre 1980, pp 1213-1217.
34. **Arcioni P.**, " Fast evaluation of modal coupling coefficients of wave guide step discontinuities", *IEEE Trans. Microwave And guided wave letters* vol 6, n°6, Juin 1996, pp 232-234.
35. **Ghomi M.**, " Contribution à l'étude des antennes microruban à ondes de fuite", thèse de Doctorat INP Toulouse 1992.
36. **Guglielmi M., Jackson D.R.**, " Broadside Radiation from periodic leaky wave antennas", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 41, n°1, Janvier 1993, pp 31-37.
37. **Mekkioui Z. , Baudrand B.**, " Analysis of microstrip leaky-wave antennas with arbitrary metallic shape", Soumis.

Chapitre 5

Antenne Diélectrique Microruban Bidimensionnelle à double-faisceaux à Ondes de Fuite ⁴

Cadre de L'étude Formulation du Problème Résolution Numérique

Dans ce chapitre n°5, l'état d'art et la structure d'antenne à ondes de fuite uniforme bidimensionnelle (Plan) ainsi qu'une formulation du problème sont présentés. Les constantes de propagation selon (ox) et (oy) permettent de déterminer les caractéristiques et performances d'antennes à ondes de fuite dans la bande millimétrique, X, Ku et K. Les digrammes de rayonnement dans les plans (xoz) et (yoz) sont aussi illustrés.

Mots clés : Onde de fuite. Antenne. Microruban. Bidimensionnelle. Diagramme de rayonnement. Gain. Largeur à mi-puissance. NLS.

A- Etat d'art
B- Cadre de l'étude: Antenne diélectrique microruban Bidimensionnelle à Ondes de Fuite à alimentation centrale
B-I Cellule unitaire et schéma équivalent de l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite bi-périodique
B-II Formulation du Problème
B-II-1 Méthode de Résonance Transverse
B-II-2 Expressions en termes d'opérateurs admittances
B-III Fonctions d'essai: Motif carré ou rectangulaire
B-IV Formulation du problème dans le cas simplifié d'une seule fonction d'Essai
B-V Phénomène d'aveuglement (Scan Blindness)
B-V-1 Modes de Floquet pour les structures 2-D périodiques.
B-V-2 Condition d'existence du phénomène d'aveuglement
B-VI Formulation du Problème dans le cas du maillage triangulaire
B-VII Expressions des champs

B-VII-1 Expressions des composantes transversales du champ électrique à l'ouverture rayonnante
B-VII-2 Expressions du champ électrique lointain - Diagramme de rayonnement
C-Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement- Résolution Numérique
C-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe
D- Résultats -interprétations
D-I Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage rectangulaire
C-I-1 Etude de convergence
D-II Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage triangulaire

Conclusion du chapitre 5
Références du chapitre 5

⁴ Soumis

Dans ce chapitre 5, notre contribution s'est focalisée sur l'analyse de structures (2-D) bi-périodiques diélectriques microruban à ondes de fuite à balayage électronique. Dans les travaux publiés jusqu'ici, le balayage électronique est réalisé dans un plan par des procédés classiques. Il est obtenu par une excursion de fréquence dans une direction, tandis que dans l'autre, il ne peut être obtenu que par une addition supplémentaire d'un réseau d'excitation qui permet un contrôle de la direction angulaire par une distribution de phase donnée par des déphaseurs adéquats. Ainsi, l'intérêt de notre cadre d'étude dans cette partie, s'inscrit dans un but de performer cette application dans deux directions perpendiculaires en fonction de la fréquence. La solution réside par suite, à mettre une source centrale dans un environnement bi-périodique d'antenne diélectrique microruban. L'excitation du ruban métallique central par sonde coaxiale percée à travers le plan de masse, induit l'excitation d'ondes de fuite selon les deux directions (ox) et (oy) du plan de l'antenne. La bi-périodicité de la structure a la propriété d'exciter deux ensembles d'harmoniques d'espaces selon ces deux directions. Ils sont responsables du conditionnement de rayonnement des deux ondes de fuite. Un changement de la fréquence de travail permettra de dépointer la direction angulaire en double faisceaux de diagrammes de rayonnement non identiques. Ainsi, une exploration de l'espace (θ, ϕ) est possible.

A-Etat d'art :

L'antenne microruban à ondes de fuite a un faisceau rayonnant à bande étroite dans le plan E^[1]. Elle produit aussi un rayonnement typique de l'antenne plaque dans le plan H. Afin d'éviter ce faisceau à bande large, l'association de plusieurs lignes microruban à ondes de fuite linéaires (1-D) dans un réseau excité par une pondération d'alimentation complexe est toujours considérée^[2-13]. Dans^[2], un réseau (2-D) à balayage électronique utilisant une association de plusieurs antennes à ondes de fuite est présenté. Un faisceau étroit peut être balayé dans les deux directions (θ, ϕ) . Dans^[3], une tentative pour étendre le travail élaboré pour la compensation de la technique de control de phase par les oscillateurs à couplage^[4] pour les antennes à ondes de fuite, aboutit à une nouvelle méthode^[5,6] pour la conception d'un réseau à balayage (2-D) d'antennes à ondes de fuite active. Dans^[7,8], l'article suit le travail présenté dans^[9], dans un but de performer les capacités d'un réseau à balayage (2-D) d'antennes à ondes de fuite à double faisceaux alimentées en série par couplage à travers une fente en utilisant des déphaseurs à varactor entre les éléments rayonnants. Dans^[10,11], les auteurs s'intéressent à la conception d'une nouvelle structure (2-D) d'antennes à ondes de fuite et de calculer les paramètres de couplage et leurs effets sur les caractéristiques du réseau. Un réseau de dipôles électromagnétiquement couplés EMC^[12], est considéré permettant de superposer des substrats diélectriques. Son analyse théorique est élaborée par une méthode dans le domaine spectral. Dans^[13], l'étude et la réalisation d'un réseau à huit antennes à ondes de fuite. Sa particularité réside dans l'utilisation d'une distribution non uniforme de rubans métalliques qui améliore ses performances. D'autre part, la structure d'excitation de telles antennes est du type planaire à faible volume et de conséquences aérodynamiques réduites.

Toutes les structures (2-D) d'antennes à ondes de fuite proposées, font appel à beaucoup de précision lors de l'association des sources microruban à ondes de fuite qui sont fabriquées séparément et montées sur un plan de masse. Cependant, la complexité du dispositif d'excitation nécessaire est évidente avec l'augmentation du nombre d'éléments rayonnants. Pratiquement, la quantification de la phase peut distordre les caractéristiques de rayonnement. Ainsi, le souci de concevoir des antennes avec une architecture simple et moins complexe pouvant assurer un balayage du faisceau dans plusieurs directions reste un défi à confronter.

B- Cadre de l'étude : Antenne Diélectrique Microruban Bidimensionnelle à double faisceaux à Ondes de fuite à alimentation centrale :

La structure étudiée dans cette partie est une antenne diélectrique microruban bi-dimensionnelle à ondes de fuite à N_x et N_y motifs rayonnants selon les directions (ox) et (oy). L'élément central est excité par une sonde coaxiale. Les directions (ox) et (oy) sont le siège de propagation d'ondes de fuite générées par la présence de perturbations métalliques carrées reproduits à une période dx selon (ox) et à une période dy selon (oy). En général les deux périodes sont différentes, induisant l'existence de modes de Floquet selon (oy) et (ox). Pour simplifier le problème dans un premier temps, les deux périodes dx et dy sont choisies identiques. La constante diélectrique ϵ_r , la hauteur a et la largeur dx du guide diélectrique à quatre murs périodiques sont choisis de telle manière à favoriser la propagation du 1^{er} mode de fuite d'ordre supérieur TE ou TM selon le type de polarisation. Une représentation de la structure à étudier est donnée sur la figure (V-1).

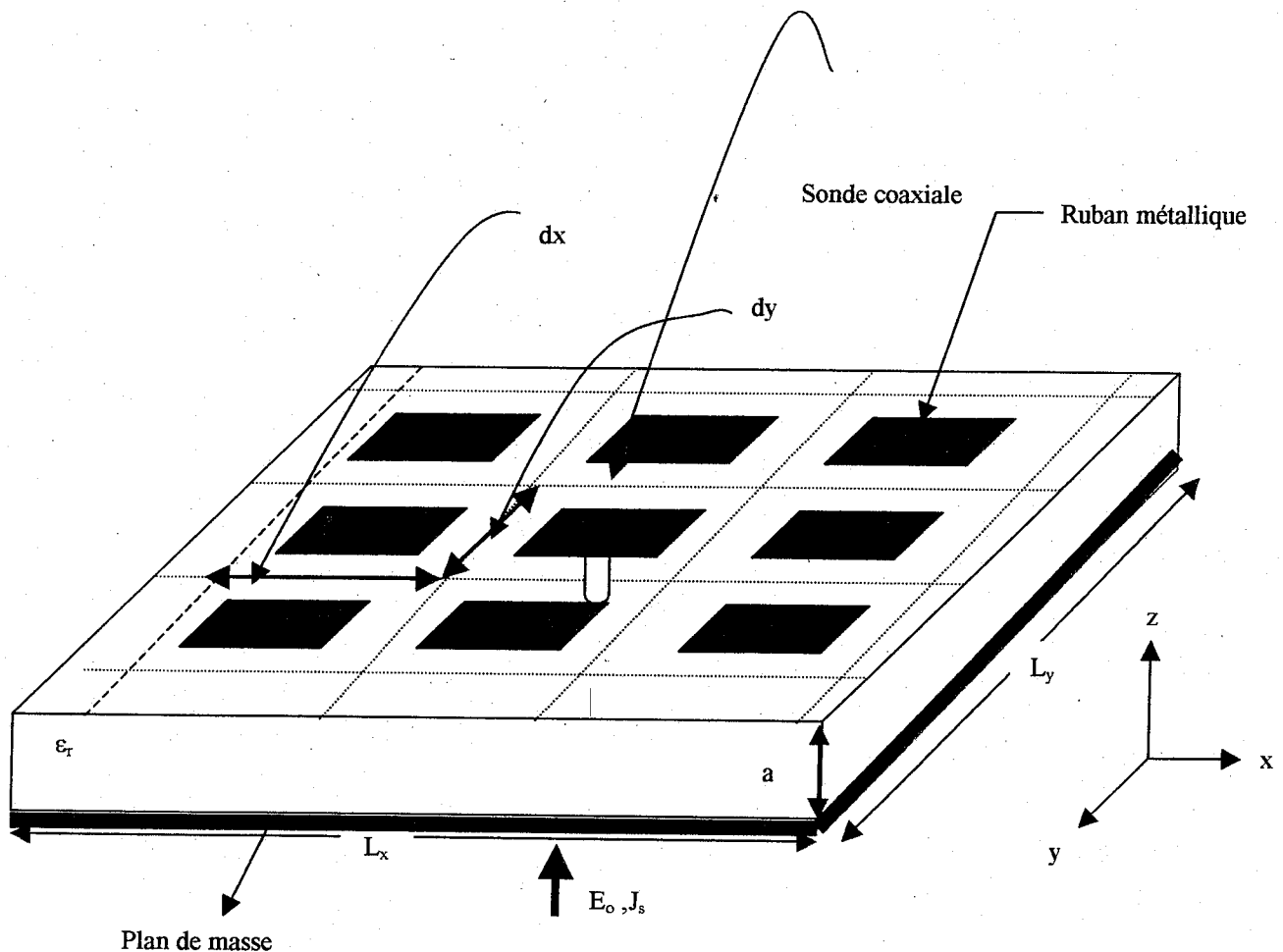


Figure V-1 : Antenne diélectrique uniforme microruban bi-dimensionnelle à ondes de fuite à alimentation centrale.

L'analyse de cette structure complexe et d'actualité est formulée comme une extension à (2-D) du cas unidimensionnel. Ainsi, la méthode de résonance transverse déjà explicitée est utilisée. Elle nécessite l'établissement d'un schéma équivalent plus complexe qui doit tenir compte de l'excitation centrale. La fonction d'essai dans ce cas est du type champ électrique puisque à l'interface de la discontinuité, les deux portions de la structure assimilée à une ligne de transmission ne sont pas identiques. La formulation du problème non homogène dans ce cas lourde, est abandonnée. Par ailleurs, notre intérêt dans ce cadre d'étude se réduit à formuler le problème par le modèle du guide d'ondes à quatre murs périodiques et omettre l'existence de l'excitation. Cette approximation, nous permet dans un premier temps, à formuler un problème homogène qui valable pour la détermination des constantes de propagation complexes selon les deux directions (ox) et (oy) qui restent invariables même dans une formulation tenant compte de l'excitation étant donné que le problème de recherche de valeurs propres est un problème homogène sans l'introduction des sources. Ceci constitue une étude préliminaire à ce type de structures non déjà proposées dans la littérature. Le champ rayonné dans ce cas, est approché par une superposition à grande distance d'ondes rayonnantes planes.

B-I Cellule unitaire et schéma équivalent de l'antenne diélectrique microruban à ondes de fuite bi-périodique :

Etant donné la bi-périodicité de la structure à étudier dans ce cadre d'étude, le modèle du guide d'ondes à murs périodiques est adopté (Cf. figure V-2).

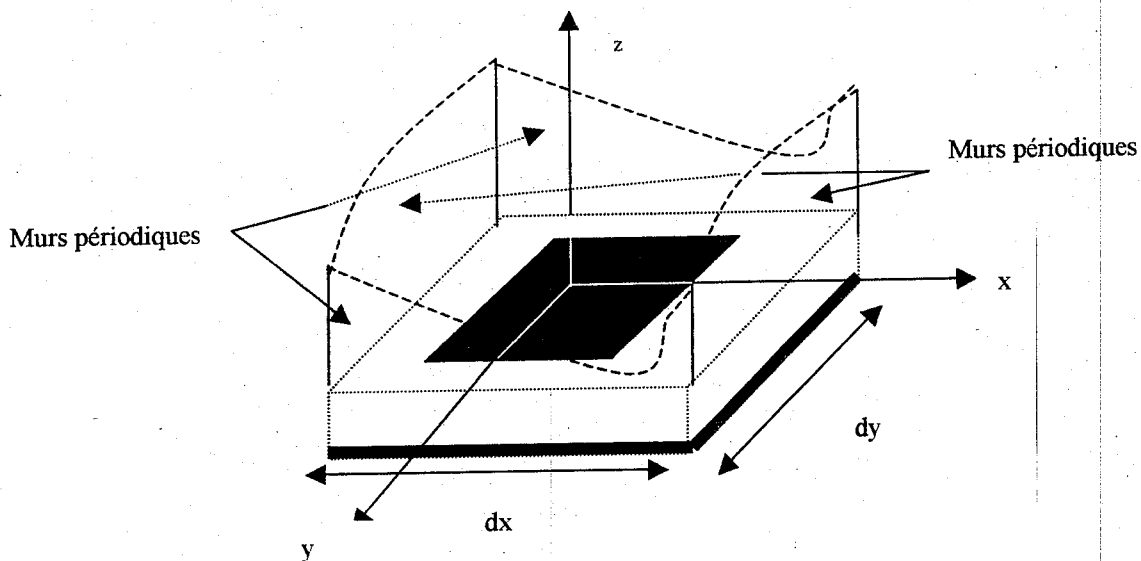


Figure V-2 : Cellule unitaire périodique d'antenne diélectrique bidimensionnelle à ondes de fuite .

La structure présentera donc deux constantes de propagation complexes k_{xm} et k_{yn} relatives aux deux ensembles d'harmoniques d'espace que supporte la structure rayonnante. Les diagrammes de rayonnement dans les principaux plans sont déterminés par une transformée de Fourier à (2-D) du

champ proche à l'ouverture rayonnante. Donc, le problème d'analyse dans ce cas consiste à la détermination de ces dernières.

Les conditions de continuité imposées par la présence du métal au sein du plan de discontinuité sont traduites en équations en termes d'opérateurs admittances (Cf. schéma équivalent figure V-3) comme aux cas unidimensionnels développés ultérieurement.

Etant donné que les deux régions (I) et (III) sont homogènes et de même dimensions, on choisira dans ce cas comme fonction d'essai, la densité de courant électrique J à l'ouverture et schéma équivalent est identique au cas unidimensionnel.

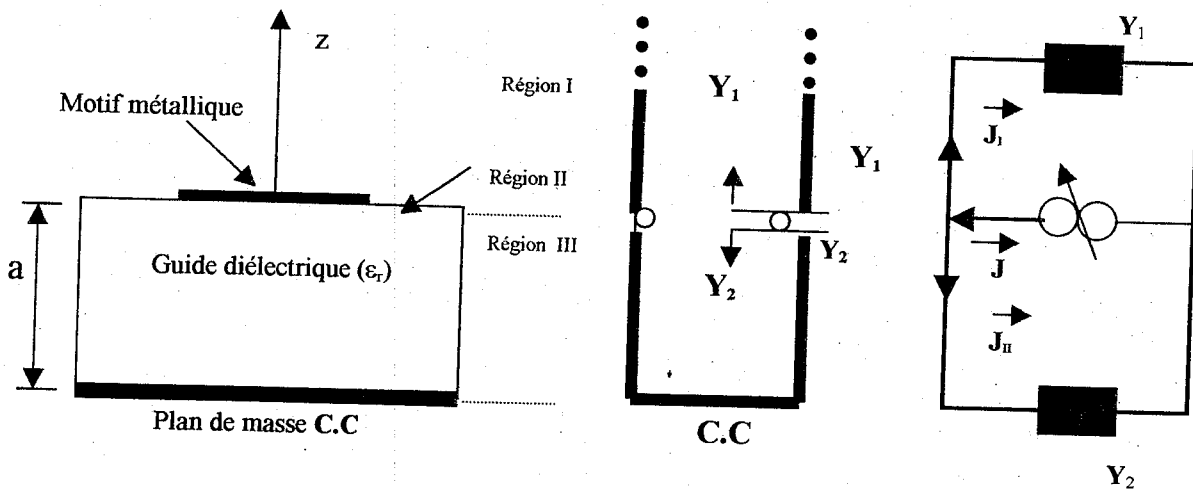


Figure V-3 : Schéma équivalent à la discontinuité

B-II Formulation du Problème:

B-II-1 Méthode de Résonance Transverse:

En considérant une cellule périodique (Cf. figure V-2) comme un guide rectangulaire à quatre murs périodiques où le plan de discontinuité est le plan (xoy) et puisque la structure est infinie selon l'axe (oz), la méthode d'analyse appliquée est celle de résonance transverse. On écrira par conséquent, l'équation traduisant la condition de continuité des composantes du champ électrique à l'interface par :

$$|E\rangle = (\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle \quad (V-1)$$

$$\hat{H}_M[|E_1\rangle] = 0 \Rightarrow \hat{H}_M[(\hat{Y}_1 + \hat{Y}_2)^{-1} |J\rangle] = 0 \Rightarrow \hat{H}_M[\hat{Z} |J\rangle] = 0 \quad (V-2)$$

avec \hat{Y}_1 et \hat{Y}_2 , opérateurs admittances définis à partir de leurs valeurs propres Y_1 et Y_2 (admittance de mode) par projection dans la base $\{e_{mn}\}$ (voir annexe 7), formée par les modes propres du guide rectangulaire vide à 4 murs périodiques.

B-I-2 Expressions en termes d'opérateurs admittances :

L'opérateur impédance \check{Z} est décomposé dans la base des fonctions d'expansion qu'on note ici $\{e_{mn}\}$ respectivement des modes TE et TM du guide à murs périodiques données par :

$$e_{mn}^{TE}(k_x, k_y) = \begin{cases} \frac{k_{yn}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \\ \frac{-k_{xm}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \end{cases} \quad (V-3-a)$$

$$e_{mn}^{TM}(k_x, k_y) = \begin{cases} \frac{k_{xm}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \\ \frac{k_{yn}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \end{cases} \quad (V-3-b)$$

avec

$$k_{xm} = k_x + \frac{2m\pi}{dx} \quad \text{et} \quad k_{yn} = k_y + \frac{2n\pi}{dy} \quad (V-3-c)$$

$$k_x = \beta_x - j\alpha_x \quad \text{et} \quad k_y = \beta_y - j\alpha_y \quad (V-3-d)$$

Les modes vérifient les relations d'orthogonalité :

$$\langle \mathbf{e}_{mn}^{\text{TE}}(k_x, k_y), \mathbf{e}_{mn}^{\text{TM}}(k_x, k_y) \rangle = 0 \quad (\text{V-4-a})$$

et,

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{e}_{mn}^{\text{TE}}(k_x, k_y), \mathbf{e}_{m'n'}^{\text{TE}}(k_x, k_y) \rangle &= \langle \mathbf{e}_{mn}^{\text{TM}}(k_x, k_y), \mathbf{e}_{m'n'}^{\text{TM}}(k_x, k_y) \rangle \\ &= \delta_{mm'} \cdot \delta_{nn'} \end{aligned} \quad (\text{V-4-b})$$

Les intégrales des produits scalaires se calculent sur tout l'espace délimité par une cellule périodique. Les admittances de modes du guide infini sont données par :

$$Y_{1mn}^{\text{TE}}(k_x, k_y) = \frac{\gamma_{1mn}(k_x, k_y)}{j\omega\mu} \quad \text{et} \quad Y_{1mn}^{\text{TM}}(k_x, k_y) = \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma_{1mn}(k_x, k_y)} \quad (\text{V-5})$$

$$Y_{2mn}^{\text{TE}}(k_x, k_y) = \frac{\gamma_{2mn}(k_x, k_y)}{j\omega\mu} \coth(\gamma_{2mn}(k_x, k_y) a) \quad (\text{V-6-a})$$

$$Y_{2mn}^{\text{TM}}(k_x, k_y) = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_r}{\gamma_{2mn}(k_x, k_y)} \coth(\gamma_{2mn}(k_x, k_y) a) \quad (\text{V-6-b})$$

avec,

$$\gamma_{1mn}^2(k_x, k_y) = \left(k_x + \frac{2m\pi}{dx}\right)^2 + \left(k_y + \frac{2n\pi}{dy}\right)^2 - K_0^2 \quad (\text{V-7-a})$$

$$= K_{c\,mn}^2 - K_0^2, \quad K_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu} \quad (\text{V-7-b})$$

$$\text{et,} \quad \gamma_{2mn}^2 = K_{c\,mn}^2 - \epsilon_r K_0^2 \quad (\text{V-7-c})$$

Ces expressions s'identifient aux paramètres du guide d'en haut tandis que pour le guide d'en bas, le guide court-circuité à une hauteur a s'identifie à Y_2 .

L'opérateur impédance total \tilde{Z} est décomposé selon :

$$\check{Z} = \sum_{m,n} |e'_{mn}(k_x, k_y)\rangle \frac{1}{Y_{1mn}(k_x, k_y) + Y_{2mn}(k_x, k_y)} \langle e_{mn}(k_x, k_y)| \quad (V-8)$$

$$\langle e'_{mn}(k_x, k_y) , e_{mn}(k_x, k_y) \rangle$$

Le problème formulé ainsi ne peut être résolu, que si l'on projette l'opérateur impédance sur une base des fonctions d'essai, où la densité de courant dans le domaine délimité par le ruban métallique s'exprime par conséquent, en combinaison linéaire des éléments de cette base. Ainsi, la densité de courant s'écrit :

$$|J\rangle = \sum_p^{N_0} X_p |g_p\rangle \quad (V-9)$$

En représentation matricielle, par projection sur les fonctions d'essai g_p et g_q , on obtient le système d'équations homogène suivant :

$$[Z(k_x, k_y)] [X] = [0] \quad (V-10)$$

où $[Z(k_x, k_y)]$ est la matrice de terme général:

$$Z_{pq} = \langle g_p | \check{Z} | g_q \rangle \quad (V-11)$$

B-III Fonctions d'essai : Motif carré ou rectangulaire

Le choix de la base des fonctions d'essai se présente comme le cas d'antenne à ondes de fuite unidimensionnelle. Le motif métallique étant toujours de forme rectangulaire ou carré, il est par conséquent systématique de prendre comme fonction d'essai, les expressions des champs transverses des modes TE et TM du guide dont la section transversale est de même forme et dimensions que le ruban métalliques imprimé sur le substrat diélectrique selon les périodes dx et dy . Leurs expressions sont déjà données en chapitre 2. Une étude de convergence dans ce cas est présentée sur la figure (V-8). Par ailleurs, la simplification du nombre de fonctions d'essai est proposée afin de réduire le temps de calcul.

B-IV Formulation du problème dans le cas simplifié d'une seule fonction d'Essai :

On présente dans cette partie, le cas où une seule fonction d'essai est choisie. L'expression de cette dernière est donnée analytiquement en fonction des dimensions transversales du ruban métallique. Son choix est par conséquent très judicieux dans la mesure où elle permet de reproduire fidèlement les variations du champ transverse en tenant compte des différentes conditions aux bords (fonctions en U). Par ailleurs, après une recherche bibliographique, notre choix est justifié.

$$|g(x,y)\rangle = \begin{cases} \frac{\sin(2\pi x/W_x)}{\sqrt{(W_x/2)^2 - x^2}} & \frac{\sin(\pi y/W_y)}{\sqrt{(W_y/2)^2 - y^2}} \\ 1 & \frac{\cos(\pi y/W_y)}{\sqrt{(W_y/2)^2 - y^2}} \end{cases} \quad (V-12)$$

Par conséquent la densité de courant électrique s'écrit :

$$|J\rangle = X(k_x, k_y) |g(x,y)\rangle \quad (V-13)$$

La fonction d'essai $|g(x,y)\rangle$ est un vecteur à deux composantes selon x et y et qui traduit précisément l'allure du courant électrique J sur les contours du ruban métallique (effets de bords).

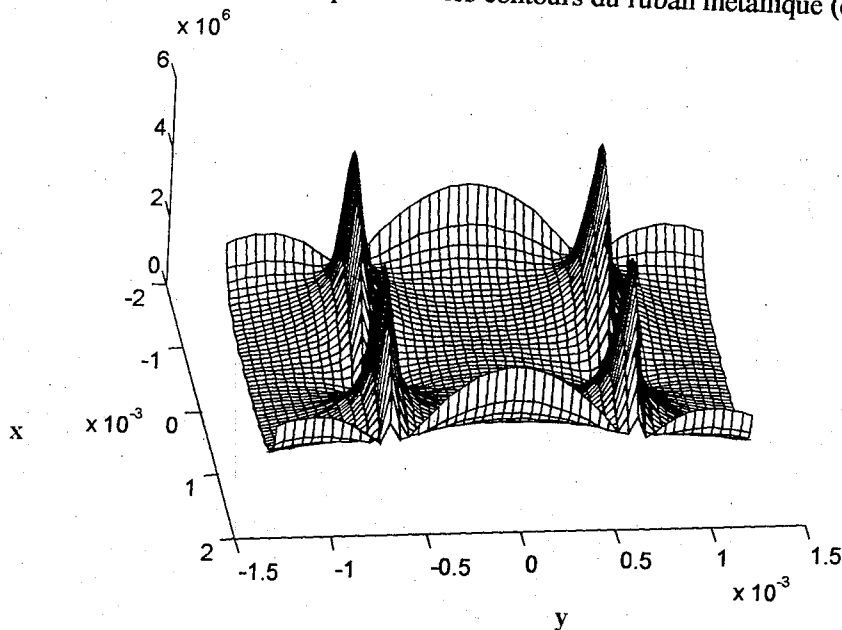


Figure V-4 : Représentation de la fonction d'essai $g(x,y)$.

B-V Phénomène d'aveuglement ou Scan Blindness ^[15,16] :

B-V-1 Modes de Floquet pour la structure (2-D) périodique :

La constante de propagation transverse est :

$$k_t^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (V-14)$$

Les modes de Floquet selon (ox) et (oy) sont :

$$k_{xm} = k_x + \frac{2m\pi}{dx} \quad \text{et} \quad k_{yn} = k_y + \frac{2n\pi}{dy} \quad (V-15)$$

avec

$$k_x = K_o \cdot u = K_o \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi \quad \Rightarrow \quad u = k_x / K_o \quad (V-16-a)$$

$$k_y = K_o \cdot v = K_o \cdot \sin \theta \cdot \sin \phi \quad \Rightarrow \quad v = k_y / K_o \quad (V-16-b)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{k_t}{K_o} \right)^2 &= \left(\frac{k_{xm}}{K_o} \right)^2 + \left(\frac{k_{yn}}{K_o} \right)^2 = \left(\frac{k_x}{K_o} + \frac{2m\pi}{dx \cdot K_o} \right)^2 + \left(\frac{k_y}{K_o} + \frac{2n\pi}{dy \cdot K_o} \right)^2 \\ &= \left(u + \frac{m \lambda_o}{dx} \right)^2 + \left(v + \frac{n \lambda_o}{dy} \right)^2 \end{aligned} \quad (V-16-c)$$

L'équation (V-16-c) représente l'équation d'une famille de cercles de rayon unité dans le plan (u,v) de centre $\left(-\frac{m \lambda_o}{dx} \right)$ et $\left(-\frac{n \lambda_o}{dy} \right)$.

Ces cercles représentés sur la figure (V-5) sont les cercles des lobes de la structure 2-D. Le cercle (0,0) est le lobe fondamental dans le domaine visible, correspondant à $|u|^2 + |v|^2 < 1$. Les cercles sont reproduits périodiquement avec la variation des couples (m,n) des modes discrets de Floquet. En

absence de lobes supérieurs, seulement le mode fondamental (0,0) peut se propager avec une énergie réelle.

B-V-2 Condition d'existence du phénomène d'aveuglement :

Ce phénomène associé aux structures périodiques à balayage angulaire, est lié à la condition qu'à certaines directions, une énergie non réelle est transmise ou reçue par l'antenne périodique. Ce phénomène est prédit théoriquement et vérifié expérimentalement pour certains types de structures périodiques et reflète en général un phénomène de résonance ou de couplage entre certains mode de surface. Il est désigné parfois par résonance « forcée » entre un mode de Floquet d'ordre (m,n) dans le domaine visible et un mode de surface de constante de propagation β_{sw} que peut supporter la structure diélectrique guidante. Si le substrat diélectrique est épais, l'angle pour lequel le phénomène d'aveuglement apparaît vers la position transversale ^[14,15]. Cet angle d'aveuglement limite l'angle d'ouverture de balayage de l'antenne. Ce mode de surface n'est autre que le mode fondamental (à constante de coupure nulle) du guide diélectrique chargé par les perturbations rayonnantes. Il s'agit bien sur du mode fondamental TM_0 du guide diélectrique non chargé à plan de masse. Cette approximation est vérifiée expérimentalement.

Ce phénomène est traduit par l'équation (V-17) :

$$\left(\frac{\beta_{sw}}{K_0} \right) = \left(u + \frac{m \lambda_0}{dx} \right)^2 + \left(v + \frac{n \lambda_0}{dy_0} \right)^2 \quad (V-17)$$

L'équation (V-17) représente une famille de cercles concentriques avec les cercles des lobes de l'antenne périodique (Cf. figure V-5) avec un rayon égal à (β_{sw} / K_0) . Un phénomène d'aveuglement apparaît à la direction angulaire d'intersection d'un cercle de lobe et un cercle relatif au mode de surface. Ceci est habituellement, le résultat d'intersection avec les modes supérieurs (0,-1) et (-1,0). Les cercles d'onde de surface sont par conséquent un moyen graphique utile pour mettre en évidence l'effet des périodes dx et dy et la constante de propagation de l'onde de surface sur la position de la direction d'aveuglement.

Le diagramme de la figure (V-5) prédit exactement la position relative à un coefficient unité. Il montre aussi que pour un espacement du réseau de $\lambda_0/2$, l'aveuglement est proche de la position transversale ($\theta=0$) dans le plan v après couplage avec le mode (0,-1) de Floquet. Si $(\beta_{sw} / K_0) > 1$, les positions d'aveuglement apparaissent toujours pour un espacement $\lambda_0/2$ et le spot d'aveuglement se dirige vers la position transversale tant que (β_{sw} / K_0) a tendance à accroître ^[14,15]. Si $(\beta_{sw} / K_0) = 2$, une résonance pour $\theta = 0$ est possible. Si deux ou plusieurs modes de surface existent dans le substrat (Cf. figure V-5), la présence de plusieurs cercles d'onde de surface existent dans le domaine visible résultant plusieurs régions d'aveuglement. Le diagramme peut montrer cette situation. Il peut aussi montrer le moyen d'éviter complètement l'aveuglement. Ceci consiste à utiliser un espacement inférieur à $\lambda_0/2$ et un substrat tel que (β_{sw} / K_0) ne permet pas le couplage avec un mode de Floquet.

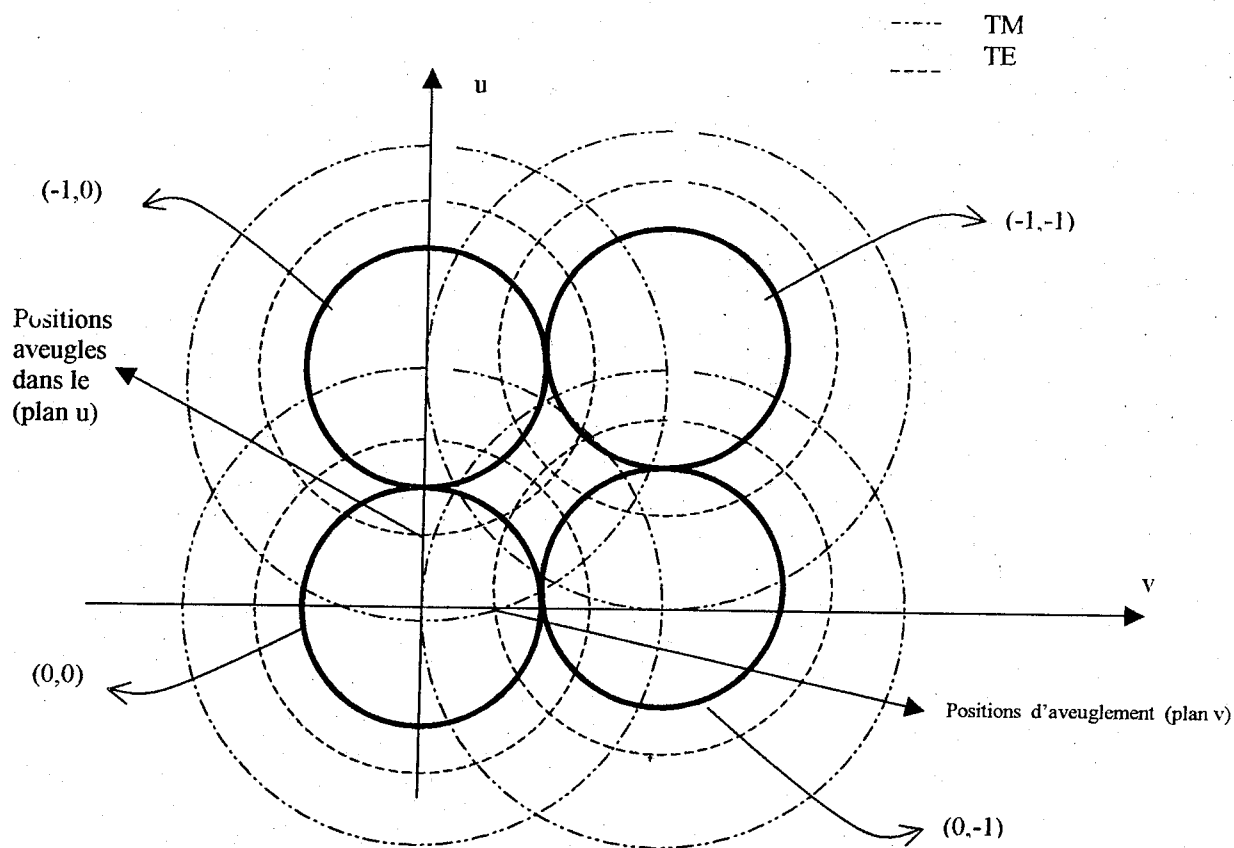


Figure V-5 : Modes de surface fondamental et d'ordre supérieur. Phénomène d'aveuglement.

B-VI Formulation du Problème dans le cas du maillage triangulaire :

Soit la structure (2-D) à éléments rayonnant disposées selon un maillage triangulaire sur la surface d'un réseau plan (Cf. figure V-6) .

Les modes sont donnés dans ce cas par :

$$k_{xm} = k_x + \frac{2.m.\pi}{dx} \quad (V-18-a)$$

$$k_{ynm} = k_y + \frac{2.n.\pi}{dy} - \frac{2.m.\pi}{dx \cdot \text{tg } \gamma} \quad (V-18-b)$$

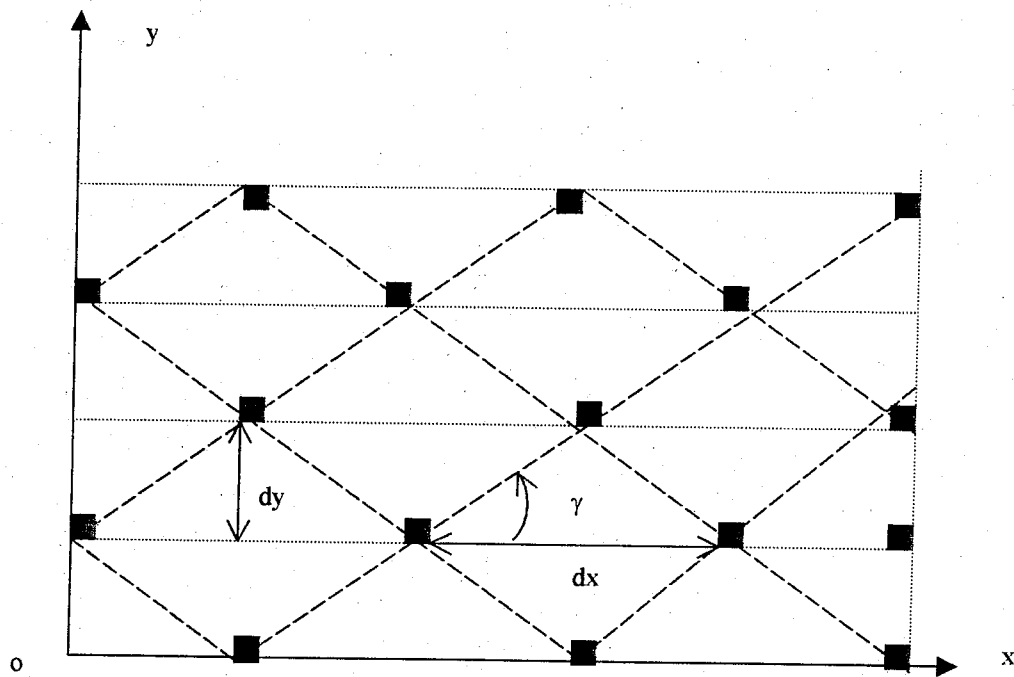


Figure V-6 : Structure (2-D) à maillage triangulaire.

γ est l'angle d'inclinaison du maillage triangulaire par rapport à la position de la direction horizontale, l'axe des x .

si $\gamma = 90^\circ$, le maillage triangulaire devient rectangulaire.

si $\gamma = 60^\circ$, le maillage triangulaire est équilatéral.

B-VII Expressions des champs :

B-VII-1 Expressions des composantes transversales du champ électrique à l'ouverture rayonnante :

Pour la détermination des composantes du champ électrique E à l'ouverture périodique, il faut résoudre le système matriciel homogène donné par l'équation (V-10). Par suite le champ E s'écrit en domaine spatial :

$$E(x,y) = \sum_p \sum_q Z_{pq} X_q(k_x, k_y) g_p(x,y) \quad (V-19-a)$$

Sur une cellule de l'ouverture rayonnante, le champ électrique est exprimée dans la base $\{e_{mn}\}$ du guide vide :

$$E(x,y) = \sum_{m,n} \sum_p \sum_q Z_{pq} X_q(k_x, k_y) \langle e_{mn}(x,y) | g_p(x,y) \rangle e_{mn}(x,y) \quad (V-19-b)$$

Dans le cas où on ne considérerait que le rayonnement de l'harmonique fondamental (0,0) à la constante de propagation complexe k_x et k_y , les expressions des champs sont :

$$E_{ouv\ x}(x,y) = B_{oo}^{TM}(k_x, k_y) e_{oo\ x}^{TM}(x,y) + B_{oo}^{TE}(k_x, k_y) e_{oo\ x}^{TE}(x,y) \quad (V-20-a)$$

$$E_{ouv\ y}(x,y) = B_{oo}^{TM}(k_x, k_y) e_{oo\ y}^{TM}(x,y) + B_{oo}^{TE}(k_x, k_y) e_{oo\ y}^{TE}(x,y)$$

avec

$$B_{oo}^{TE, TM}(k_x, k_y) = \sum_{m,n} \sum_p \sum_q Z_{pq} X_q(k_x, k_y) \langle e_{oo}^{TE, TM}(x,y) | g_p(x,y) \rangle \quad (V-20-b)$$

B-VII-2 Expressions du champ électrique lointain – Diagramme de rayonnement :

Le diagramme de rayonnement est donc :

$$\check{E}_{ray}(\theta, \phi) = \text{Trans. Fourier} (E_{ouv}(x,y)) \text{ sur un nombre fini de cellule}$$

Il est donné par suite :

$$\check{E}_{ray}(\theta, \phi) = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} E_{ouv}(x,y) \cdot e^{jK_0(\sin\theta \cos\phi x + \sin\theta \sin\phi y)} dx dy \quad (V-21-a)$$

Le champ rayonné en zone lointaine E_θ , transformée de Fourier du champ proche sur l'ouverture délimitant les dimensions de l'antenne est proportionnel à :

$$\propto \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} e^{-(\alpha_x x + \alpha_y y)} \cdot e^{-j K_0 (\sin \theta_x \cos \phi - \sin \theta \cos \phi) x} \cdot e^{-j K_0 (\sin \theta_y \sin \phi - \sin \theta \sin \phi) y} dx dy \quad (V-21-b)$$

Par conséquent, les angles θ_x et θ_y de balayage selon les directions (ox) et (oy) de l'harmonique (0,0) sont donnés par :

$$\sin \theta_x = \frac{\beta_x}{K_0} \quad \text{et} \quad \sin \theta_y = \frac{\beta_y}{K_0} \quad (V-21-c)$$

Les champs sont représentés dans deux principaux plans (xoz) et (yoz) s'identifient respectivement à $\phi = 0$ et $\phi = \pi/2$.

C- Détermination de la constante de propagation et les caractéristiques de rayonnement- Résolution Numérique :

C-I Description du programme de calcul de la constante de propagation complexe :

La résolution détaillée précédemment a été implémentée sur calculateur numérique afin de déterminer les constantes de propagation complexes (k_x, k_y) de la structure d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle. Le problème est maintenant à 4 variables ($\beta_x, \alpha_x, \beta_y, \alpha_y$) qui sont déterminées en 4 étapes. Pour la détermination des constantes de phase, on assume en premier lieu que, $k_x = \beta_x$, $k_y = \beta_y$, $\alpha_x = \alpha_y = 0$. Puis injectée en une deuxième étape pour la détermination de $k_x = \beta_x - j \alpha_x$ et $k_y = \beta_y - j \alpha_y$. Ainsi, un processus itératif est généré.

La procédure permettant de déterminer ces dernières est réduite à une recherche unidimensionnelle selon (ox) et (oy) permettant de vérifier le critère requis dans le test d'arrêt. Par ailleurs, le problème formulé en système matriciel par la méthode de Galerkin et de moindres carrées, réduit à un problème d'optimisation quadratique complexe consiste à la recherche des constantes de propagation complexes qui permettent de minimiser la plus petite valeur propre et la densité de courant inconnue est le vecteur propre correspondant de la matrice réaction $[Z]^t [Z]$ dans le cas de plusieurs fonctions d'essai.

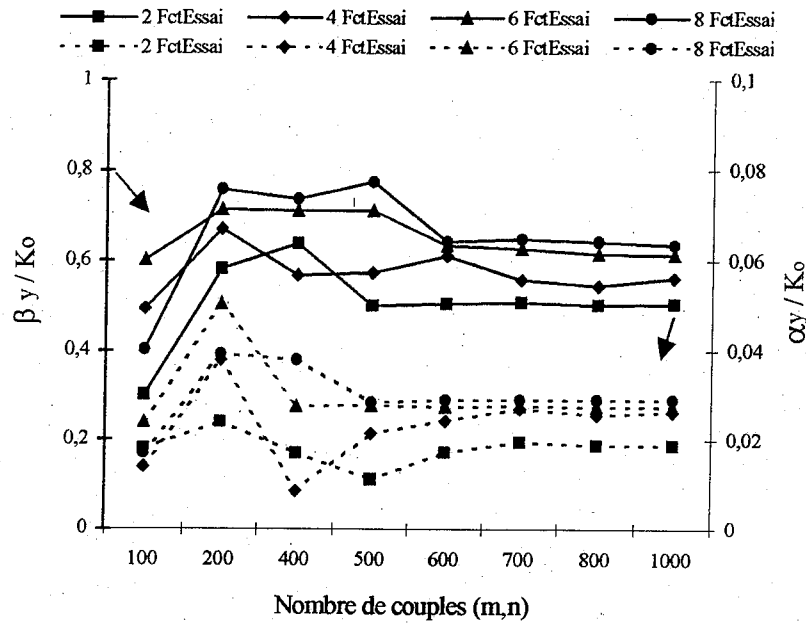


Figure V-7: Variations de β_y/K_0 et α_y/K_0 en fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai à $f=70\text{GHZ}$ pour $dx=dy=0.587 \lambda_0$, $W_x=W_y=0.294 \lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$).

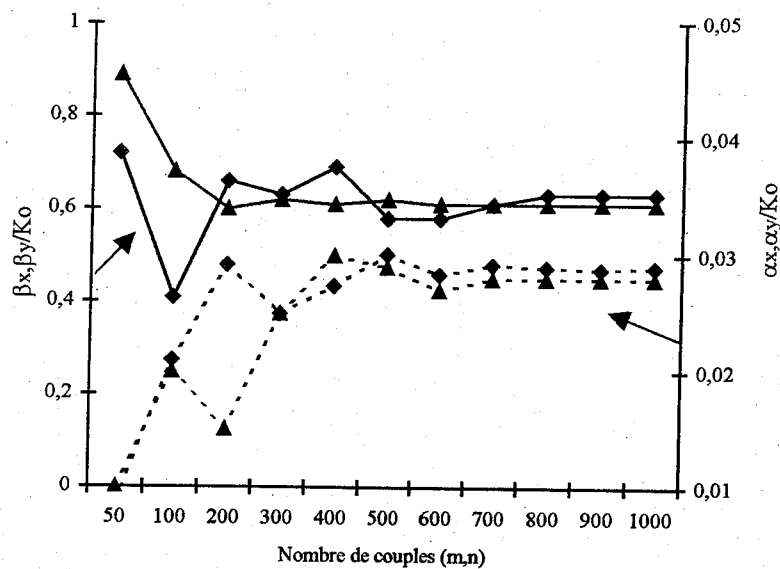


Figure V-8: Variations de K_x/K_0 et K_y/K_0 en fonction du nombre de couples (m,n) et une seule fonction d'essai pour $dx=dy=0.587 \lambda_0$, $W_x=W_y=0.294 \lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, $\lambda_0=3.75\text{mm}$ à $f=70\text{GHZ}$.

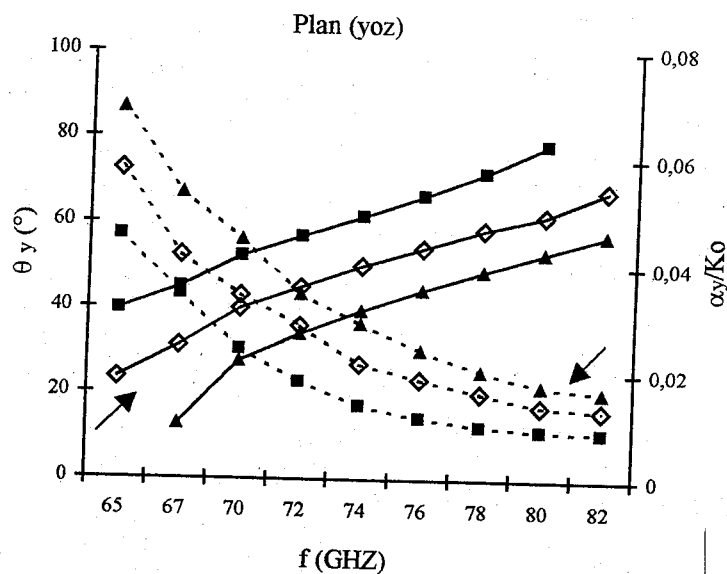
D- Résultats –interprétations ^[16] :

D-I Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage rectangulaire :

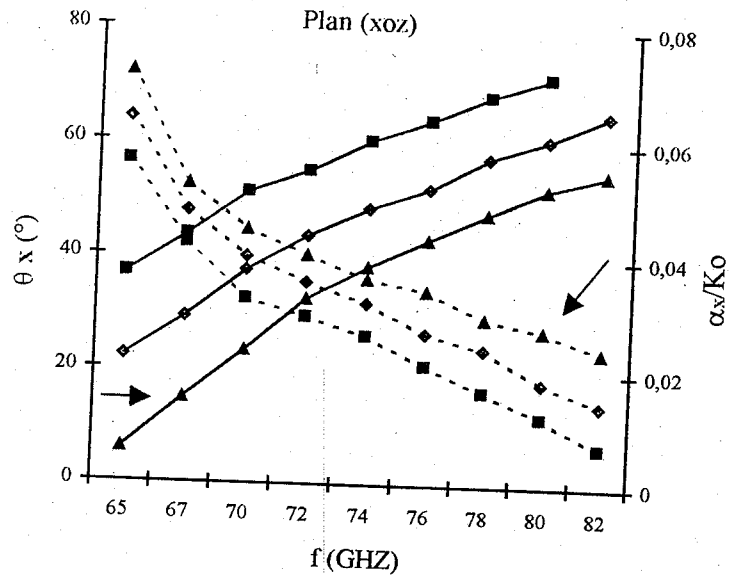
D-I-1 Etude de convergence :

Une étude de convergence est présentée sur les figures (V-7) et (V-8) dans les cas de plusieurs fonctions d'essai et une seule fonction . Les variations des constantes de phase et d'atténuation normalisée sont fonction du nombre de couples (m,n) et du nombre de fonctions d'essai. Dans le premier cas, une bonne convergence est obtenue pour 8 fonctions d'essai et 600 couples (m,n) tandis que dans le deuxième cas , la convergence est obtenue pour 1000 couples (m,n). Ainsi, notre choix pour une seule fonction d'essai est justifié.

Sur les figures (V-9), (V-10) (V-11) et (V-12) , l'application du balayage électronique du faisceau principal de directions θ_x et θ_y dans les plans (xoz) et (yoz) est représentée en bandes millimétrique, Ku , X et K. Ainsi, on constate qu'une ouverture angulaire est de 46.27° 38.59° et 34.93° respectivement pour les périodes $0.534 \lambda_0$, $0.587 \lambda_0$ et $0.667 \lambda_0$ en bande millimétrique. Un pas de 2GHZ entraîne par suite un saut de 6.04° . Une ouverture angulaire de 69.37° , 68.64° et 50.67° est aussi possible pour $0.277 \lambda_0$, $0.283 \lambda_0$ et $0.275 \lambda_0$ respectivement avec un pas de 0.1GHZ entraînant un saut de 18.42° dans la bande Ku. Dans la bande X, les ouvertures sont de 56.98° , 55.84° et 38.12° respectivement pour $0.172 \lambda_0$, $0.1717 \lambda_0$ et $0.1710 \lambda_0$ qui engendre un saut de 14.5° pour 0.1GHZ. Quant à la bande K, on remarque que les ouvertures angulaires sont de 41.8° , 43.64° et 30.12° pour $0.484 \lambda_0$, $0.4625 \lambda_0$ et 0.417_0 avec un pas de 1GHZ permettant un saut de 9.2° .

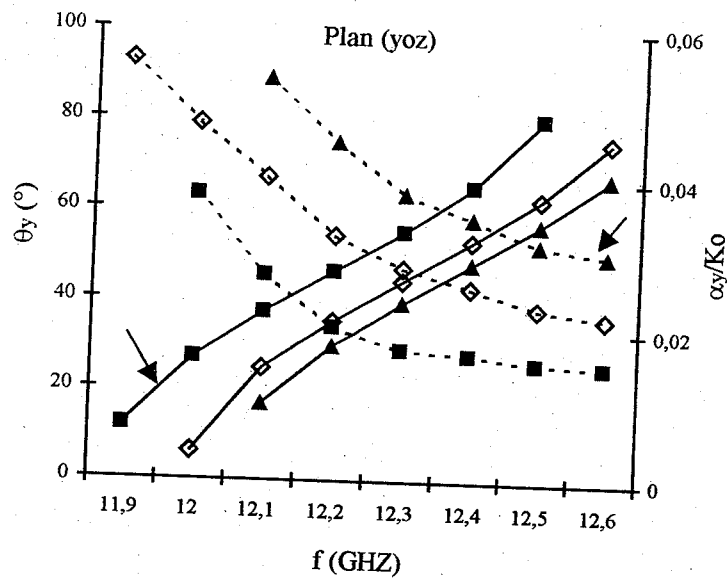


(a)



(b)

Figure V-9 : Variations de $\theta_x, \theta_y/K_0$ et $\alpha_x, \alpha_y/K_0$ en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) (a), (xoz) (b) pour $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$) en bande millimétrique.
 -■- $dx=dy=0.667\lambda_0$ -◇- $dx=dy=0.587\lambda_0$ -▲- $dx=dy=0.534\lambda_0$



(a)

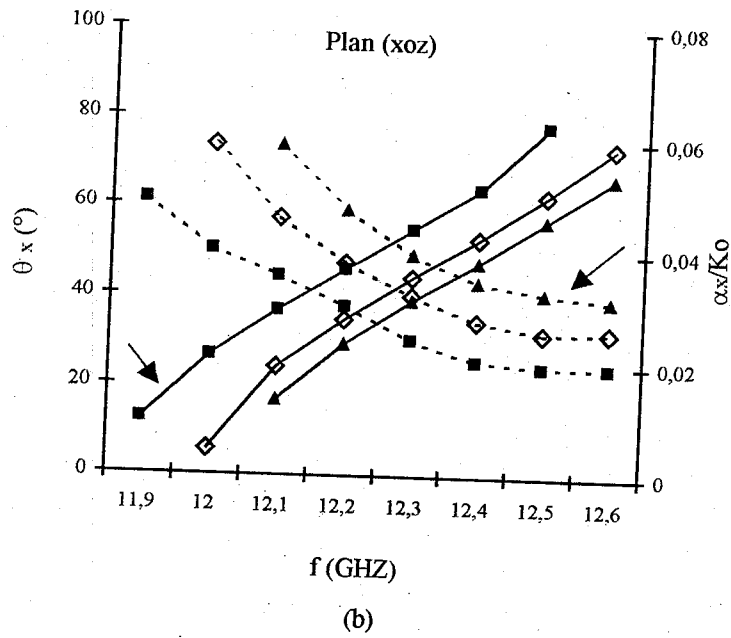
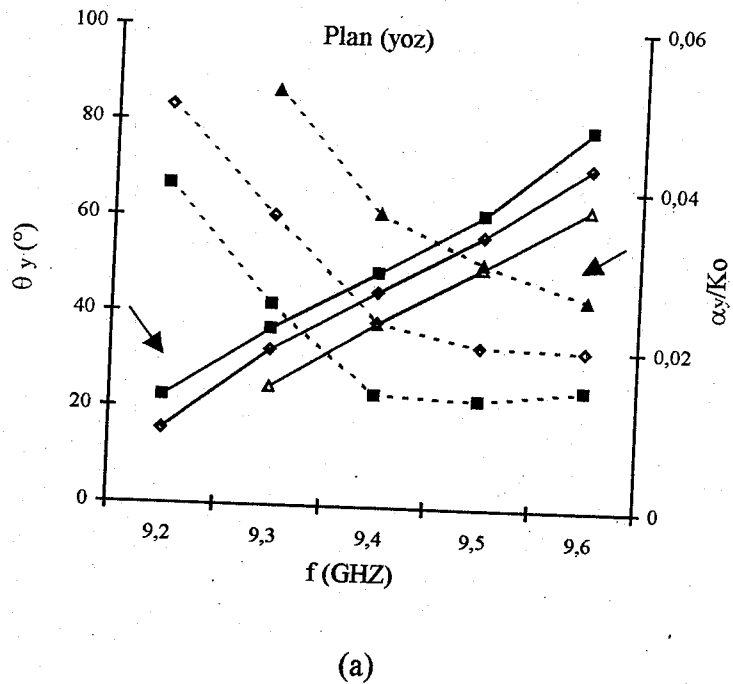


Figure V-10: Variations de $\theta_x, \theta_y/K_0$ et $\alpha_x, \alpha_y/K_0$ en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) (a), (xoz) (b) pour $W_x=W_y=0.15 \lambda_0$, $a=0.132\lambda_0$, $\epsilon_r=10.2$, ($\lambda_0=20\text{mm}$, $f=15\text{GHz}$) en bande Ku.
 \square - $dx=dy=0.283\lambda_0$ - \diamond - $dx=dy=0.277 \lambda_0$ - \blacktriangle - $dx=dy=0.275 \lambda_0$



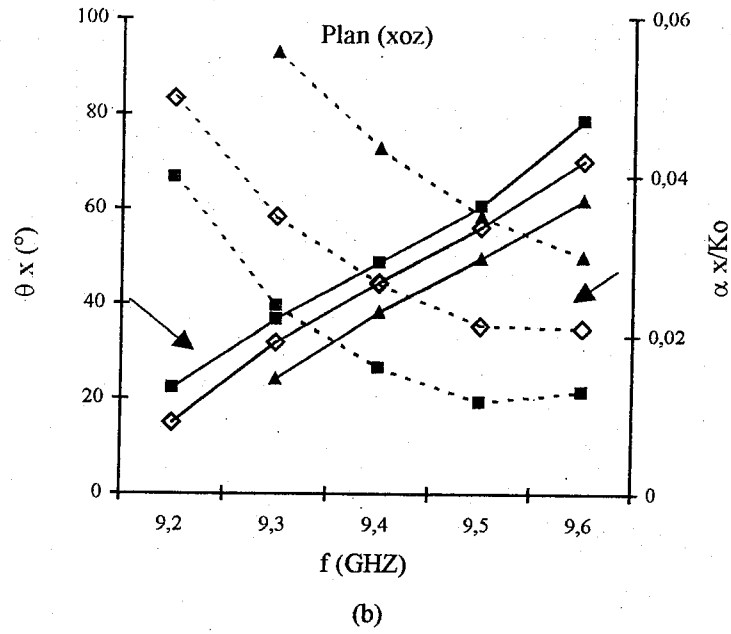
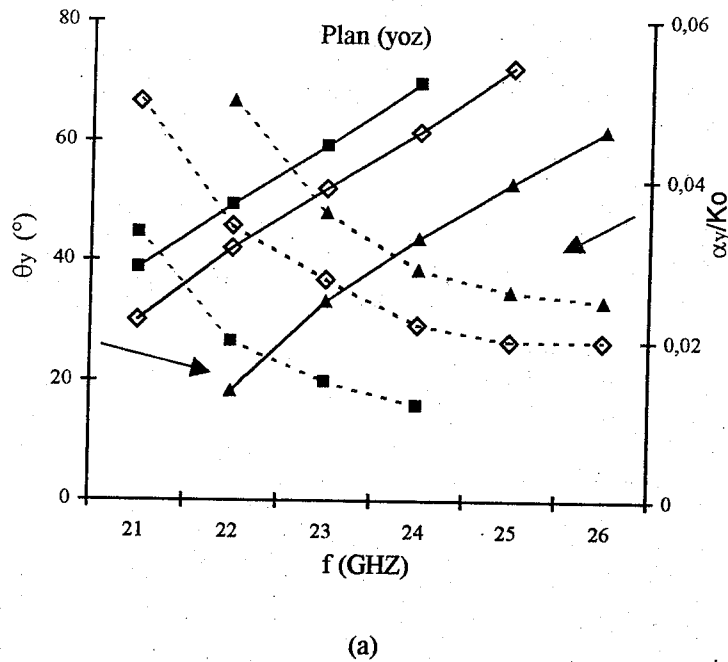


Figure V-11: Variations de $\theta_x, \theta_y/K_0$ et $\alpha_x, \alpha_y/K_0$ en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) (a), (xoz) (b) pour $W_x=W_y=0.167 \lambda_0$, $a=0.834 \lambda_0$, $\epsilon_r=10.2$, ($\lambda_0=30$ mm, $f=10$ GHz) en bande X.
 -■- $dx=dy=0.1720 \lambda_0$ -◇- $dx=dy=0.1710 \lambda_0$ -▲- $dx=dy=0.1717 \lambda_0$



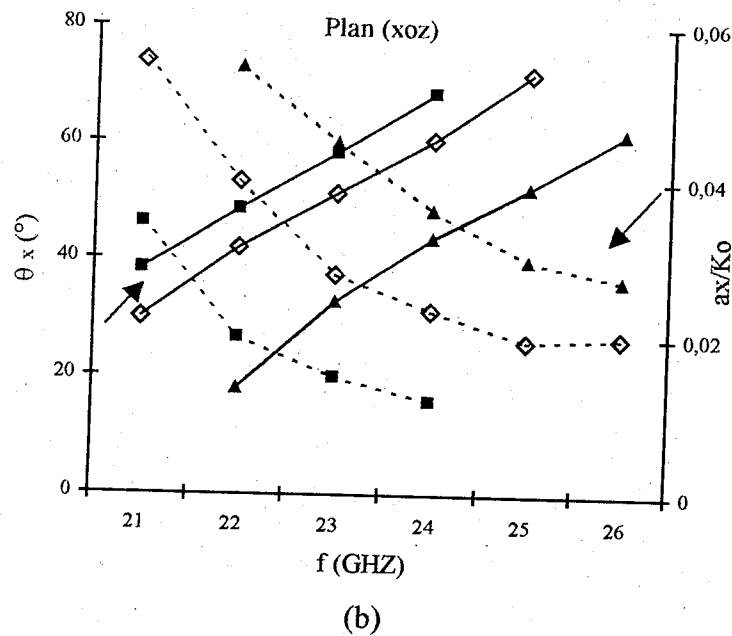


Figure V-12: Variations de $\theta_x, \theta_y/K_0$ et $\alpha_x, \alpha_y/K_0$ en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) (a), (xoz) (b) pour $W_x=W_y=0.142\lambda_0$, $a=0.313\lambda_0$, $\epsilon_r=2.55$, ($\lambda_0=12$ mm, $f=20$ GHz) en bande K.
 \square - $dx=dy=0.484\lambda_0$ - \diamond - $dx=dy=0.4625\lambda_0$ - \blacktriangle - $dx=dy=0.417\lambda_0$

Les NLS(dB), θ_{3dB} (°) et Gain(dB) sont représentés respectivement sur les figures (V-13-a), (V-13-b) et (V-13-c). Ces grandeurs diffèrent légèrement dans les principaux plans (yoz) et (xoz).

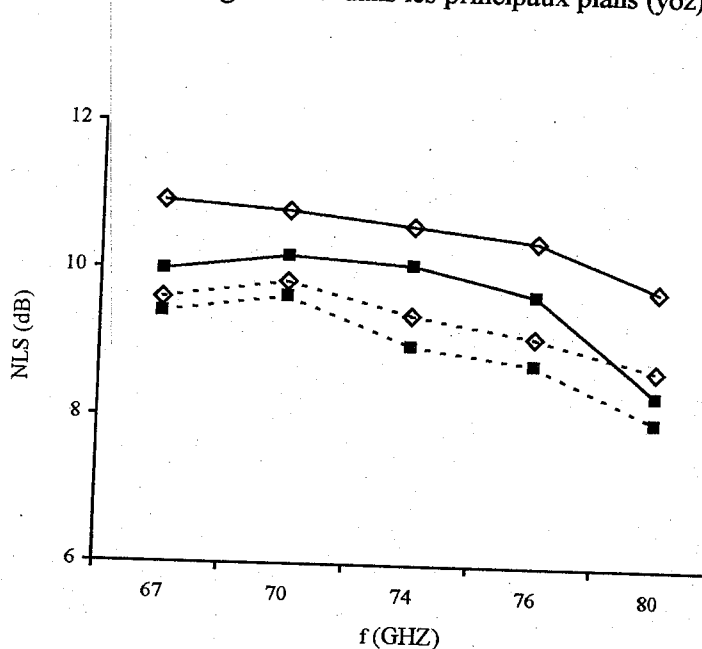


Figure V-13-a : Variation du NLS (dB) en fonction de la fréquence dans les plans (xoz) et (yoz) pour $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75$ mm, $f=80$ GHz)
 \square - $dx=dy=0.667\lambda_0$ - \diamond - $dx=dy=0.587\lambda_0$
 — plan (yoz) - - - plan (xoz)

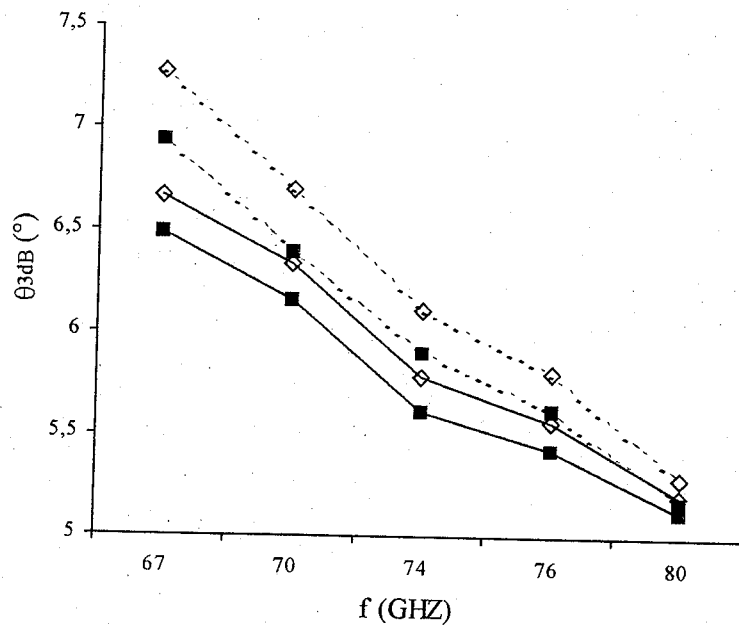


Figure V-13-b : Variation de la Largeur à mi-puissance θ_{3dB} (°) en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) et (xoz) pour pour $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$)
 -◇- $dx=dy=0.587 \lambda_0$ -■- $dx=dy=0.667 \lambda_0$
 — plan (yoz) - - - plan (xoz)

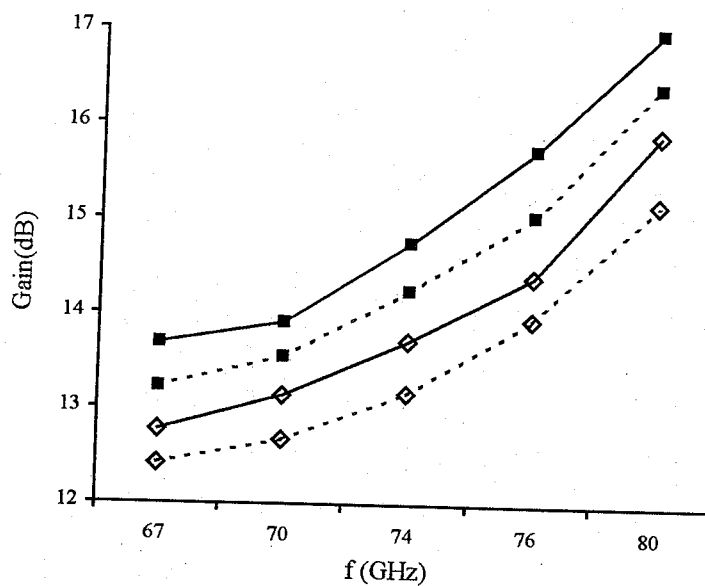


Figure V-13-c : Variation du Gain(dB) en fonction de la fréquence dans les plans (yoz) et (xoz) pour $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHz}$)
 -◇- $dx=dy=0.587 \lambda_0$ -■- $dx=dy=0.667 \lambda_0$
 — plan (yoz) - - - plan (xoz)

Sur la figure (V-14), une superposition des diagrammes de rayonnement dans les plans (xoz) et (yoz) est représentée pour une antenne opérant en bande millimétrique à $f=80\text{GHz}$ avec $L_x=10\lambda_0$, $L_y=12\lambda_0$, $dx=dy=0.587\lambda_0$, $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ $f=80\text{GHz}$)

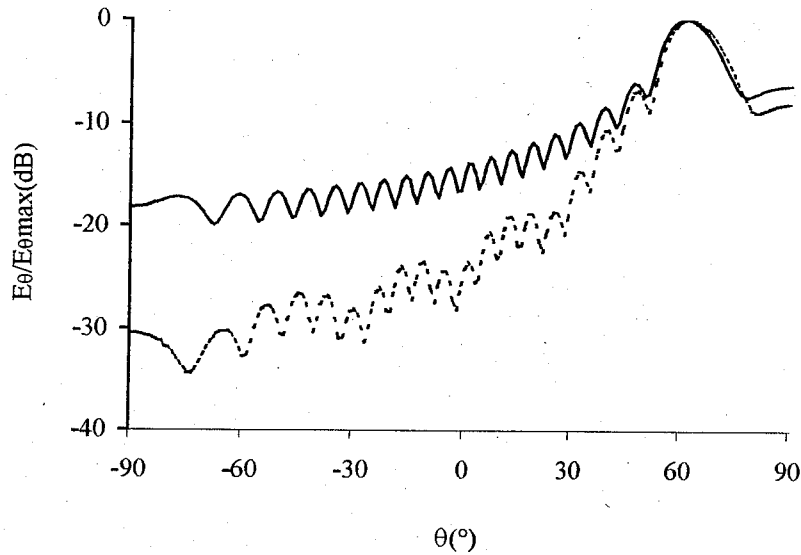


Figure V-14: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle dans les plans (xoz) et (yoz) à $f=80\text{GHz}$, pour $L_x=10\lambda_0$, $L_y=12\lambda_0$, $dx=dy=0.586\lambda_0$, $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ $f=80\text{GHz}$)
 ——— Plan (xoz) - - - - - Plan (yoz)

Sur la figure (V-15), une superposition des diagrammes de rayonnement dans les plans (xoz) et (yoz) est représentée pour la même antenne à $f=70\text{GHz}$ avec $L_x=10\lambda_0$ et $L_y=15\lambda_0$, $dx=0.534\lambda_0$, $dy=0.586\lambda_0$, $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ $f=80\text{GHz}$)

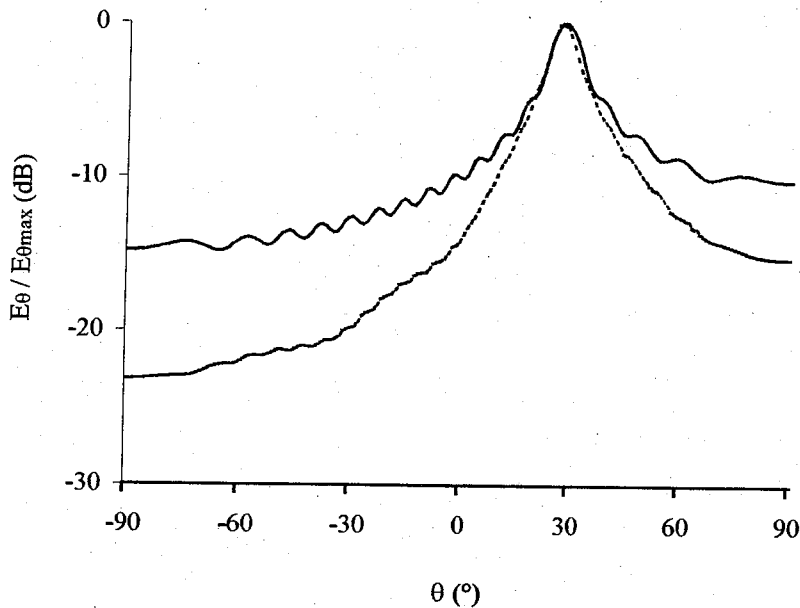


Figure V-15: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle dans les plans (xoz) et (yoz) à $f=70\text{GHz}$, pour $L_x=10\lambda_0$, $L_y=15\lambda_0$, $dx=0.534\lambda_0$, $dy=0.586\lambda_0$, $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$ $f=80\text{GHz}$)
 ——— Plan (xoz) - - - - - Plan (yoz)

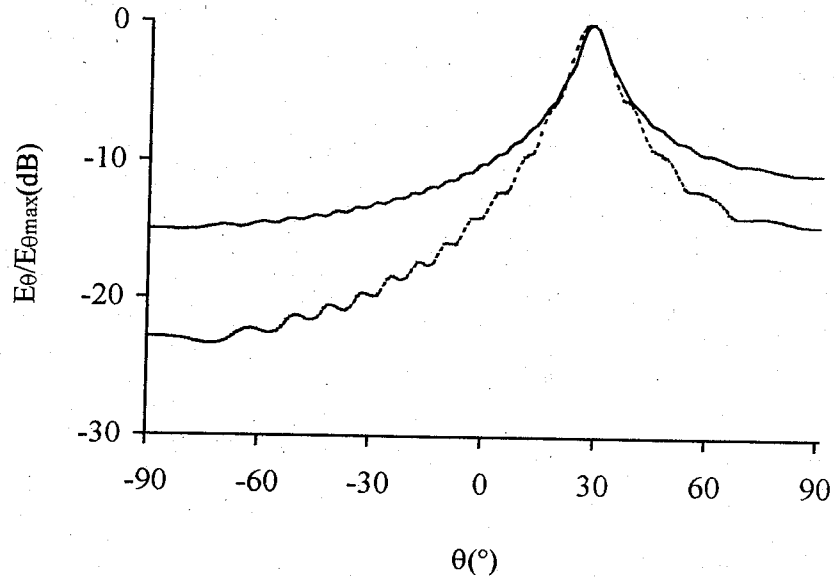


Figure V-16: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle dans les plans (xoz) et (yoz) à $f=70\text{GHz}$, pour $L_x=15\lambda_o$, $L_y=10\lambda_o$, $dx=0.534\lambda_o$, $dy=0.586\lambda_o$, $W_x=W_y=0.294\lambda_o$, $a=0.24\lambda_o$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_o=3.75\text{mm}$ $f=80\text{GHz}$)
 ----- Plan (xoz) ——— Plan (yoz)

Sur les figures (V-17) les diagrammes de rayonnement dans les plans (xoz) et (yoz) sont représentés pour une antenne opérant en bande X à $f=9.4\text{GHz}$.

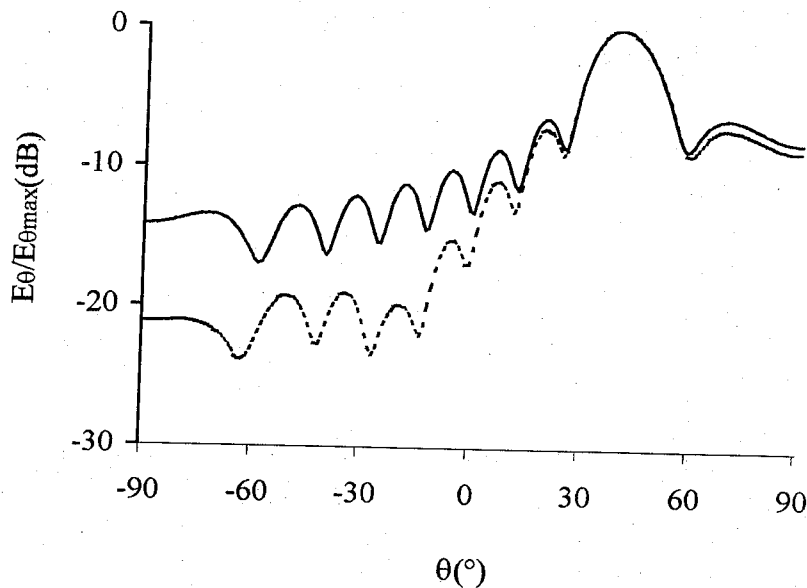


Figure V-17: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle dans les plans (xoz) et (yoz) à $f=9.4\text{GHz}$ pour $L_x=5\lambda_o$, $L_y=10\lambda_o$, pour $dx=dy=0.189\lambda_o$, $W_x=W_y=0.167\lambda_o$, $a=0.834\lambda_o$, $\epsilon_r=10.2$, ($\lambda_o=30\text{mm}$ $f=10\text{GHz}$) en bande X.
 ——— Plan (xoz) ----- Plan (yoz)

Sur les figures (V-18), les diagrammes de rayonnement dans les plans (xoz) et (yoz) sont représentés pour une antenne opérant en bande K à $f=22$ GHZ.

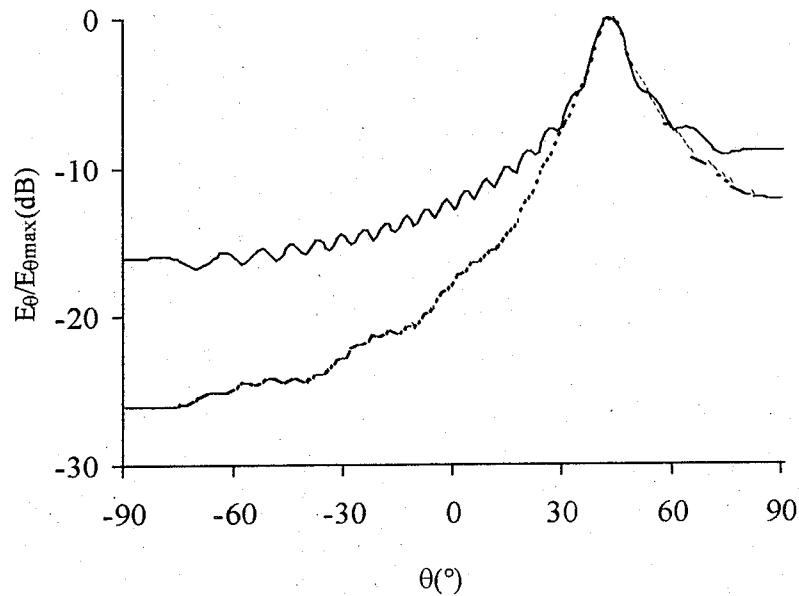


Figure V-18: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite bidimensionnelle dans les plans (xoz) et (yoz) à $f=22$ GHZ, pour $L_x=12\lambda_0$, $L_y=15\lambda_0$, $dx=dy=0.484\lambda_0$, $W_x=W_y=0.142\lambda_0$, $a=0.313\lambda_0$, $\epsilon_r=2.55$, ($\lambda_0=12$ mm $f=20$ GHZ) en bande K.

— Plan (xoz) - - - - - Plan (yoz)

Positions Aveugles (Blindness Spots) dans le cas du maillage rectangulaire:

Maillage rectangulaire		Freq(GHZ)	65	70	76	80
Plans xoz , yoz	$dx=dy=0.667\lambda_0$	θ_x	36.869°	51.260°	64.158°	71.805°
		θ_y	39.665°	52.382°	65.491°	72.401°
		(-1,0) et (0,-1)	46.297°	33.115°	21.997°	14.674°
Plans xoz , yoz	$dx=dy=0.587\lambda_0$	θ_x	22.333°	37.589°	52,187°	60.926°
		θ_y	23.515°	39.008°	53.291°	61.884°
		(-1,0) et (0,-1)	46.297°	33.115°	21.997°	14.674°

Table 1 : Positions aveugles en bande millimétrique ($\lambda_0=3.75$ mm).

Maillage rectangulaire		Freq(GHZ)	11,9	12,1	12,3	12,5
Plans xoz, yoz	$dx=dy=0.283\lambda_0$	θ_x	12.474°	36.87°	55.084°	78.521°
		θ_y	11.888°	37.337°	55.406°	80.575°
		(-1,0) et (0,-1)	Invisible	Invisible	Invisible	Invisible
Plans xoz, yoz	$dx=dy=0.275\lambda_0$	θ_x		16.858°	39.050°	57.140°
		θ_y		16.917°	39.449°	57.277°
		(-1,0) et(0,-1)	Invisible	Invisible	Invisible	Invisible

Table 2 : Positions aveugles en bande Ku ($\lambda_0=20\text{mm}$).

D-II Antenne bidimensionnelle à ondes de fuite à maillage triangulaire :

Dans ce partie , on étudie le maillage triangulaire dans le cas d'antenne à ondes de fuite. Sur la figure (V-20), l'influence de l'angle d'inclinaison sur le balayage électronique du faisceau principal est mise en évidence. Ainsi, un déplacement de la direction angulaire noté qui affecte le diagramme de rayonnement.

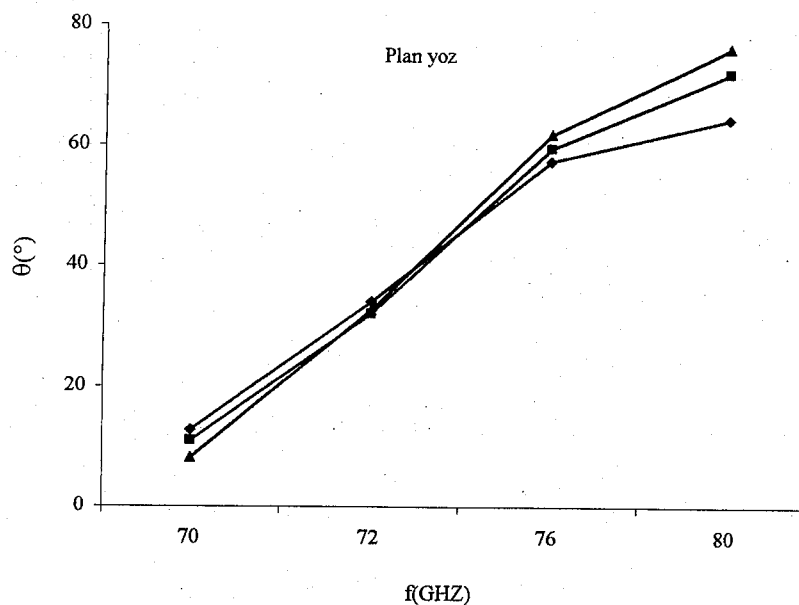


Figure V-20: Balayage électronique en bande millimétrique d'antenne à ondes de fuite 2-D à maillage triangulaire dans le plan (yoz) pour $dx=dy=0.584\lambda_0$, $W_x=W_y=0.294\lambda_0$, $a=0.24\lambda_0$, $\epsilon_r=2.2$, ($\lambda_0=3.75\text{mm}$, $f=80\text{GHZ}$). $\blacktriangle \gamma=75^\circ$ $\blacksquare \gamma=60^\circ$ $\blacklozenge \gamma=30^\circ$

Sur la figure (V-21), une superposition de diagrammes dans les plans (xoz) et (yoz) dans le cas de $\gamma=30^\circ$ et $\gamma=75^\circ$. Le déplacement du faisceau principal est évident. Pour l'inclinaison de 30° , la direction angulaire est de 53° et 55° respectivement dans les (xoz) et (yoz). Tandis pour l'inclinaison de 75° , elle est respectivement à 49° dans les deux plans.

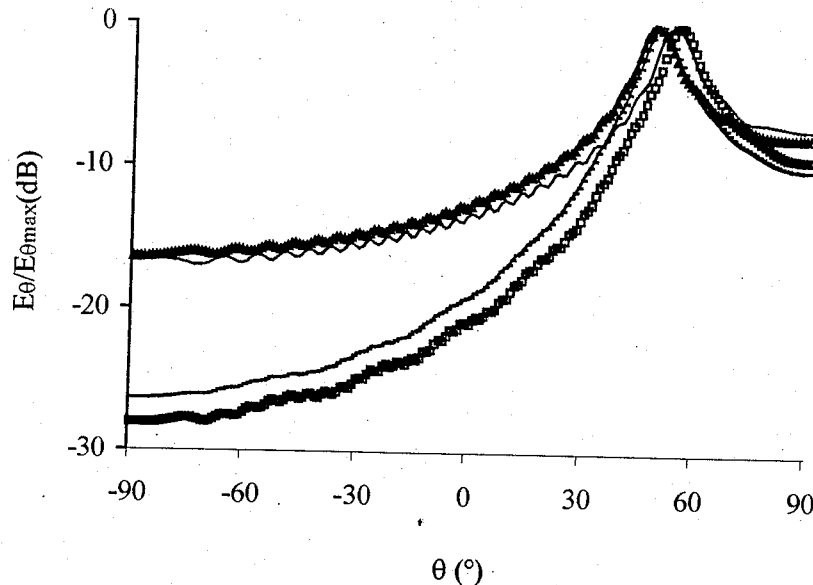


Figure V-21: Diagrammes de rayonnement d'antenne à ondes de fuite 2-D à maillage triangulaire dans les plans (xoz) et (yoz) pour $L_x=15\lambda_o, L_y=20\lambda, dx=dy=0.667\lambda_o, W_x=W_y=0.454\lambda_o, a=0.24\lambda_o, \epsilon_r=2.2$ à $f=74\text{GHZ}$, ($\gamma=30^\circ$ et $\gamma=75^\circ$), ($\lambda_o=3.75\text{mm}, f=80\text{GHZ}$).

$\gamma=30^\circ$: — Plan (xoz) □ Plan (yoz)
 $\gamma=75^\circ$: ▲ Plan (xoz) --- Plan (yoz)

Conclusion du chapitre 5

Dans ce chapitre 5, une antenne diélectrique microruban bidimensionnelle à ondes de fuite est décrite. Cette dernière a l'avantage d'éviter l'intégration de déphaseurs additifs pour performer un balayage dans tout l'espace (θ, ϕ) . Ce type d'antenne à ondes de fuite a une simple conception et permet d'exciter deux ondes de fuite selon les deux directions (ox) et (oy). Ainsi, le balayage électronique est induit dans les plans (yoz) et (xoz). Par ailleurs, les caractéristiques et performances de telles antennes en fonction de la fréquence de travail sont illustrées. Des résultats pour le phénomène d'aveuglement ont été notés et discutés en fonction de la fréquence de travail permettant de contourner les limites de balayage notamment pour les structures périodiques. Une extension au maillage triangulaire est aussi donnée. Plus loin le phénomène d'aveuglement (scan blindness) relatif aux structures périodiques est mis en évidence en fonction de l'angle balayé pour les deux types de maillage et dans plusieurs bandes de fréquence. Ainsi, une prédiction théorique des positions aveugles, permettra par un choix judicieux de la bi-périodicité de les rejeter hors du domaine d'exploration angulaire fixé par les dimensions de l'antenne à ondes de fuite et de la valeur de sa constante

diélectrique. Ainsi, l'étude en fonction de tous les paramètres géométriques permet de mieux optimiser les caractéristiques de l'antenne doublement périodiques.

Références du chapitre 5 :

1. **Oliner A.**, "New class of scannable millimetre wave antennas", 20th *European Microwave Conference Proceedings*, Septembre 1990, Budapest Hungary, pp. 95-104.
2. **Hu C.C., Wu J., Jou C.** "Two dimensional beam scanning linear active leaky-wave antenna array", *IEEE Trans. Microwave Guided Wave Letters* vol , n° 9, Septembre 1999, pp.102-104.
3. **York R., Compton R.**, "Quasi-optical power combining using mutually synchronized oscillator arrays", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 39 , n°, 1991, pp. 1000-1009.
4. **Liao P., York R.**, "A new phase-shifters beam scanning technique using arrays of couple oscillator", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques* vol 41 , n°, 1993, pp. 1810-1815.
5. **Wang C.J., Jou C.F., Wu J.J.**, "A novel two beam scanning active leaky-wave antenna", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 47, n°8, Aout 1999. pp 1314-1317.
6. **Tzuang C.K.C., Chen C.T., Wang T.P., Hu C.N., Hsu T.C.**, "An active integrated leaky-mode antenna array for radio frequency identification", 29th *European Microwave conference Proceedings*, Munich 1999, Allemagne, pp 130-133.
7. **Luxey C., Laheurte J.**, "Dual beam array of microstrip leaky-wave antennas", *Institute Electrical Engineering Electronic Letters* vol 34, 1998, pp. 1041-1042.
8. **Lin C.C., Tzuang C.K.C.**, "A dual beam micro CPW leaky mode antenna", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 48, n°2, Fevrier 2000. pp 310-316.
9. **Hu C.C., Jou C.F., Wu J.J.**, "An aperture coupled linear microstrip leaky-wave antenna array with two dimensional dual beam scanning capabilities", *IEEE Trans. Antenna and Propagation* vol 48, n° 6, Juin 2000, pp. 909-913.
10. **Hu C.N., Tzuang C.K.C.**, "Injection locked coupled microstrip leaky- mode antenna array", *IEE Proc. Microwave Antenna and Propagation* vol 147, n°5, Mai 2000, pp. 364-368.
11. **Kao N.A., Hu C.C., Wu J.J., Jou C.F.**, "Active aperture coupled leaky-wave antenna", *Electronics Letters* vol 34, n°23, 1998, pp. 2183-2184.
12. **Potharazu P., Jackson D.R.**, "Analysis and design of a leaky-wave EMC dipole array", *IEEE Trans. Antenna And Propagation* vol 40, n°8, Aout 1992, pp. 950-954.
13. **Lejay B., Ghomi M., Baudrand H., Amalric J.L.**, "Dielectric leaky-wave array antenna", *JINA '92 Proceedings*, Nice 1992, France.
14. **Pozar D.M., Schaubert D.**, "Scan blindness in infinite phased array of printed dipoles", *IEEE Trans. Antenna And Propagation* vol 32, n°6, Juin 1984, pp. 602-610.
15. **Pozar D.M., Schaubert D.**, "Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealizes probe feeds", *IEEE Trans. Antenna And Propagation* vol 32, n°10, Octobre 1984, pp. 1101-1107.
16. **Mekkioui Z., Baudrand H.**, "A bi-periodic microtrip leaky-wave antenna for two beams electronic scanning applications", Soumis.

Conclusion Générale

L'étude menée tout au long de cette thèse a consisté d'abord à développer une formulation intégrale rigoureuse pour analyser une structure d'antenne diélectrique microruban uniforme à ondes de fuite à plan de masse variable à motif simple. Après avoir formulé les équations de continuité au niveau de la discontinuité planaire par établissement de schéma équivalent où la fonction d'essai est prise en considération (méthode de résonance transverse), la méthode de Galerkin est particulièrement utilisée pour une résolution numérique. Ainsi, on met en évidence l'effet des paramètres géométriques de l'antenne sur les caractéristiques de rayonnement de l'antenne en bande millimétrique et Ku. Comparée à l'analyse spectrale en modes hybrides, des résultats sont en concordance.

Nous avons proposé ensuite à présenter l'analyse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite à plusieurs couches superposées en revêtement. L'intérêt de cette étude est consacré étant donné l'importance de la protection d'antennes de l'environnement qui s'avère une étape importante dans le processus de conception. Ainsi, l'introduction de revêtement sous forme de couches diélectriques a l'avantage de supprimer les radômes et réaliser des antennes planes. Cependant, ils peuvent affecter considérablement les caractéristiques et performances de rayonnement. Par ailleurs, une analyse théorique comparée à la littérature, pour montrer les effets de couches diélectriques superposées en revêtement pour les antennes uniformes à ondes de fuite est présentée. Elle est identique à la formulation précédente et tient compte de la présence des couches diélectriques. L'étude porte à plusieurs types d'antennes en bande millimétrique, Ku et X. Dans un premier temps, l'effet d'une seule couche diélectrique montée sur l'antenne uniforme microruban est présentée. Les variations de la constante complexe de propagation, le balayage électronique en fonction de la fréquence, les performances tel que la largeur à mi-puissance, gain en directivité, niveau des lobes secondaires et le rendement sont illustrés en fonction des paramètres de l'antenne tel que (la hauteur de la couche diélectrique, la largeur des rubans métalliques, la fréquence, la période, le nombre de rubans rayonnant, etc...) pour différentes ϵ_n . Dans un second temps, on présente quelques exemples de revêtement d'antennes par une superposition de lame d'air entre les couches diélectriques. Le rôle de ces lames consiste à compenser systématiquement le déplacement de la direction angulaire vers la droite (endfire). Un résultat meilleur et acceptable est obtenu pour une seule lame surmontée d'une couche diélectrique. Une augmentation de ces lames et par suite le nombre de couches diélectriques engendre un déplacement progressif de la direction de pointage vers la gauche (backfire), qui n'est pas nécessaire dans notre cas dont le but consiste à la stabilisation de cette direction le plus proche du cas d'antennes sans revêtement. Par ailleurs, considérer plusieurs couches peut faire l'objet d'une possibilité de balayage de faisceau indépendamment de la fréquence de travail.

Afin d'étudier des antennes diélectriques microruban à ondes de fuite à motif quelconque, une formulation du problème est présentée. Par une réduction d'intégrale de surface en intégrale de contour, les produits scalaires sont simplement déterminés pour des formes de plus en plus complexes. Ainsi, la base de fonctions d'essai décrivant la densité de courant sur la surface transverse, inconnue du problème est déterminée numériquement. Par conséquent une étude de convergence est élaborée dans la mesure où elle permet de fixer le nombre de modes TE et TM permettant la convergence et le nombre de segments considéré pour discrétiser le contour d'intégration. Par ailleurs une vérification de l'orthogonalité des modes générés est requise. Des résultats et leurs comparaisons avec ceux de la littérature sont présentés où une bonne concordance est notée. Par ailleurs, l'investigation et l'optimisation de formes nouvelles est élaboré dans la mesure où elle permet de performer les caractéristiques d'antennes à ondes de fuite. Ainsi, comme il a été noté, l'introduction de motifs variés permet de prédéterminer la forme du diagramme de rayonnement (diagrammes conformés) selon la forme du motif périodique. Une étude peut être étendue pour d'autres formes spécifiques à certaines exigences du cahier de charge.

En dernier lieu, une antenne dispersive diélectrique microruban bidimensionnelle à ondes de fuite est décrite. Cette dernière a l'avantage d'éviter l'intégration de déphaseurs additifs pour performer un balayage dans tout l'espace (θ, ϕ) . Ce type d'antenne à ondes de fuite a une simple

conception comparé aux structures (2-D) trouvées dans la littérature. Ainsi, une excitation d'ondes progressives selon les deux directions (ox) et (oy) permet de réaliser le balayage électronique de la direction du faisceau par simple excursion de fréquence dans les deux plans perpendiculaires (xoz) et (yoz). Les diagrammes sont directifs dans ces derniers. Plusieurs résultats sont présentés dans le cas où le maillage est rectangulaire pour plusieurs valeurs des périodes dx et dy . Tandis que pour le maillage triangulaire, des résultats sont présentés en fonction de l'angle d'inclinaison γ . Plus loin le phénomène d'aveuglement (scan blindness) relatif aux structures périodiques est mis en évidence en fonction de l'angle balayé pour les deux types de maillage et dans plusieurs bandes de fréquence. Ainsi, une prédiction théorique des positions aveugles, permettra par un choix judicieux de la bi-périodicité de les rejeter hors du domaine d'exploration angulaire fixé par les dimensions de l'antenne à ondes de fuite et de la valeur de sa constante diélectrique.

A la suite de ce travail, les perspectives peuvent être diverses. D'une part, il serait intéressant de poursuivre l'effort entrepris pour améliorer les formulations présentées dans ce travail.

Perspectives

Le travail élaboré tout ce cette thèse a abouti à la proposition de plusieurs perspectives. On en cite :

Une amélioration de la formulation proposée est possible par la modélisation du type d'excitation. Ceci n'ajoutera rien dans un premier temps, au calcul des constantes de propagation complexes puisque le problème est toujours homogène. Par contre il contribuera au calcul exact des amplitudes des champs rayonnés. Tenir compte de l'excitation et l'établissement d'un schéma équivalent adéquat varie d'un problème à un autre selon le type (par ligne microruban, par sonde coaxiale ou par transition par cornet rayonnant à l'entrée). Par ailleurs, l'étude de l'impédance d'entrée et les problèmes d'adaptation sont systématiques dans certaines bandes de fréquence.

Le problème de modélisation et la proposition de méthodes numériques nouvelles, simples et fiables tel que les nouvelles méthodes itératives appliquées pour la formulation du problème dans le cas d'antennes à ondes de fuite peut faire l'objet d'une éventuelle étude qui permet de mieux approcher la résolution de tels problèmes. Une étude comparative est par suite évidente.

L'étude d'un motif quelconque optimisé peut faire l'objet d'une étude très détaillée quant à ses dimensions géométriques et son association dans une antenne bi-dimensionnelle.

Le souci de concevoir de nouvelles structures bi-dimensionnelles à double faisceaux d'antennes à ondes de fuite alimentées à travers une fente et l'intégration de modules actifs a connu un grand intérêt ces dernières années.

Le problème de modélisation et conception d' antenne diélectrique microruban à ondes de fuite reste une perspective très intéressante à développer et à mettre à jour étant donné les applications majeures du balayage électronique dans tous les systèmes de communication récents et de futur, spécialement dans la bande millimétrique où les structures assurant plusieurs fonctions sont plus miniaturisées et plus intégrées.

Publications

Publications

1. **Z. Mekkioui & H. Baudrand & B. Benyoucef**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite. Application au balayage électronique," JNVER Tlemcen 1999.
2. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite. Application au balayage électronique," Numerical methods in Electromagnetism Proceedings. Numelec 2000, pp. 158-159, Poitiers, France.
3. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Full-wave analysis of microstrip leaky-wave antenna," Micro-wave Symposium MC'2000, Tetuan. Maroc.
4. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Analyse rigoureuse d'antennes diélectrique microruban à ondes de fuite," *Annales des Télécommunications*, vol. 57, n°5-6, pp. 540-560., 2002.
5. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Contribution to dielectric microstrip leaky-wave antenna analysis," AMSE Press, *Journal on Modelling, Measurement and Control*, vol A 76, N°2, pp 21-31, 2003, France.
6. **Z. Mekkioui & H. Baudrand & B. Benyoucef**, "Caractéristiques de Rayonnement et Performances d'Antennes Microruban à Ondes de Fuite à Couches Diélectriques Superposées en Revêtement", *Conférence Internationale sur les Systèmes de Télécommunications, d'Electronique Médicale et d'Automatique CISTEMA '2003*. Tlemcen 2003.
7. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Effects of multi-layers superstrates on microstrip leaky-wave antennas radiating characteristics and performances", *Accepté à Electromagnetics Journal (Francis and Taylor Journals USA)*. A paraître.
8. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "Analysis of microstrip leaky-wave antennas with arbitrary metallic shape", Soumis.
9. **Z. Mekkioui & H. Baudrand**, "A bi-periodic microstrip leaky-wave antennas for two beams electronic scanning applications", Soumis.

Annexes

Annexe N° 1

Calcul des éléments de la base $\{e_{mn}\}$ de décomposition de l'opérateur admittance, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à murs magnétiques et périodiques.

Le champ électromagnétique dans un guide d'ondes homogène peut être considéré comme la superposition de deux ondes : ondes TE et ondes TM. Le champ électromagnétique doit satisfaire les conditions aux limites (parois magnétiques et parois périodiques).

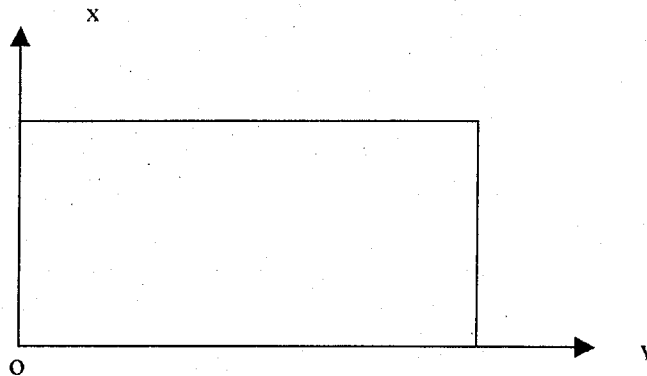


Figure A1-1 : Guide à murs périodiques et magnétiques.

Les équations de Maxwell sont :

$$\text{Rot } E = -j \omega \mu \cdot H \quad (\text{A1-1-a})$$

$$\text{Rot } H = j \omega \varepsilon E \quad (\text{A1-1-b})$$

On aura les équations suivantes :

Modes TE

$$E_t = \frac{j \omega \mu_0}{K_c^2} (e_z \times \nabla H_z)$$

$$H_t = \frac{-\gamma}{K_c^2} \nabla H_z$$

Modes TM

$$E_t = \frac{-\gamma}{K_c^2} \nabla E_z$$

$$H_t = \frac{-j \omega \varepsilon_0}{K_c^2} (e_z \times \nabla E_z)$$

(A1-2)

$K_c^2 = \gamma^2 + K_0^2$: où γ est la constante de propagation du mode considéré.

$K_0 = \omega \mu_0 \varepsilon_0$: constante de propagation en espace libre.

E_z et H_z sont les composantes longitudinales, solutions de l'équation de propagation avec les conditions aux limites appropriées.

$$\Delta \begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} + K_0 \begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} = 0 \quad (\text{A1-3})$$

dont les expressions sont :

$$\frac{\partial E_z}{\partial n} = 0 \text{ sur C pour les modes TM} \quad \text{et} \quad H_z = 0 \text{ sur C pour les modes TE}$$

$$\text{D'où} \quad H_z = H_0 \sin \left(\frac{m \pi x}{c} \right) \exp(-\tau_n y) \quad (\text{A1-4-a})$$

$$\text{et} \quad E_z = E_0 \cos \left(\frac{m \pi x}{c} \right) \exp(-\tau_n y) \quad (\text{A1-4-b})$$

$$\text{Avec } \tau_n = j \left(k_y + \frac{2 n \pi}{d} \right) \quad \text{et} \quad k_y = \beta_y - j \cdot \alpha \quad (\text{A1-4-c})$$

Des équations (A1-1) on peut déduire les composantes des vecteurs de la base normalisée $\{e_{mn}\}$:

$$e^{TM}_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{c \cdot d}} \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m \pi}{c} \sin \frac{m \pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{c \cdot d}} \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \cos \frac{m \pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \end{cases}$$

$$e^{TE}_{mn} = \begin{cases} \sqrt{\frac{\sigma_m}{c \cdot d}} \frac{\tau_n}{Kc_{mn}} \sin \frac{m \pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \\ \sqrt{\frac{\sigma_m}{c \cdot d}} \frac{1}{Kc_{mn}} \frac{m \pi}{c} \cos \frac{m \pi}{c} x \exp(-\tau_n y) \end{cases}$$

$$\sigma_m = \begin{cases} 2 & m \neq 0 \\ 1 & m = 0 \end{cases} \quad Kc_{mn}^2 = \left(\frac{m \pi}{c} \right)^2 - \tau_n^2$$

(A1-5)

Les modes TE_{00} n'existent pas.

Détermination de la base duale $\{e'_{mn}\}$:

la base $\{e_{mn}\}$ n'est pas orthogonale puisque $\langle e_{mn}^{TE} | e_{pq}^{TM} \rangle \neq 0$

la base duale $\{e'_{mn}\}$ est construite en prenant la constante de propagation $k'_y = \beta_y + j\alpha$ et

$$\tau'_n = j \left(k'_y + \frac{2n}{d} \right)$$

Admittances des modes :

(A1-6)

L'admittance d'un mode dans un guide de longueur infini vide est le rapport

$$\frac{H_t}{E_t}$$

$$Y_{\infty}^{TE} = \frac{\gamma}{j\omega\mu} \quad \text{et} \quad Y_{\infty}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma} \quad (\text{A1-7-b})$$

Dans le cas d'un guide fini, l'admittance de mode varie de la même manière que pour une ligne de transmission d'admittance caractéristique Y_c . A une cote z , l'admittance de mode est donnée par :

$$Y_z^{TE, TM} = Y_{\infty}^{TE, TM} \frac{Y_0^{TE, TM} + Y_{\infty}^{TE, TM} \operatorname{th}(\gamma z)}{Y_{\infty}^{TE, TM} + Y_0^{TE, TM} \operatorname{th}(\gamma z)} \quad (\text{A1-7-b})$$

Y_0 : admittance à $z = 0$.

Dans le cas particulier d'un guide court-circuité à une distance l , on a :

$$Y_l^{TE, TM} = Y_{\infty}^{TE, TM} \operatorname{coth}(\gamma l) \quad (\text{A1-7-c})$$

Annexe N° 2

Calcul des éléments de la base des fonctions d'essai $\{g_{kl}\}$, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à murs magnétiques

Les fonctions d'essai forment une base pour décrire une grandeur d'essai (champ électrique ou densité de courant) dans un sous-domaine D' d'une section droite D .

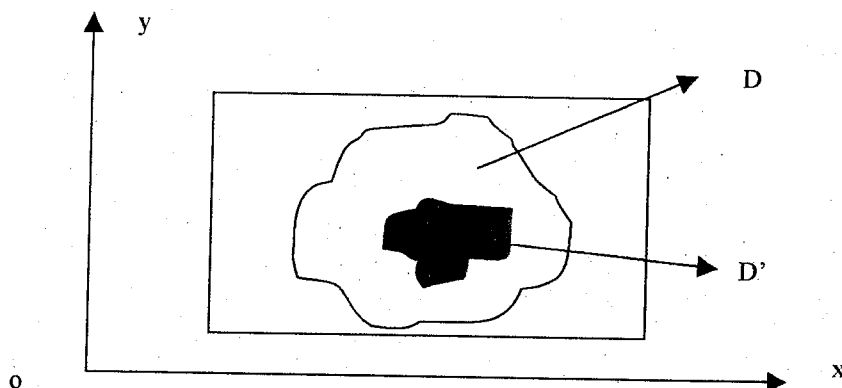
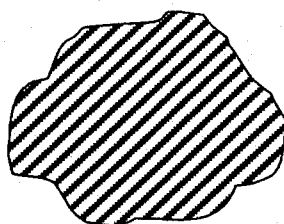


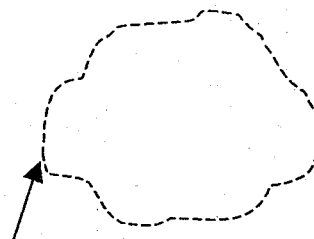
Figure A2-1 : Vue transverse de l'antenne.

Une règle générale pour le choix des fonctions d'essai peut s'exprimer ainsi :

1. Le domaine D peut être le grand guide à parois magnétiques et périodiques et le domaine D' est le guide à parois magnétiques dont la section droite est le ruban métallique (peut être de forme quelconque).
2. Les fonctions d'essai sont les champs électriques des modes TE et TM du guide de section droite D' . La section droite D' est limitée par un mur électrique ou magnétique selon les conditions aux limites vérifiées par la grandeur d'essai.
3. Si la grandeur d'essai est un courant, D' est alors métallique et le courant normal aux bords est nul.



$$J_n = 0$$

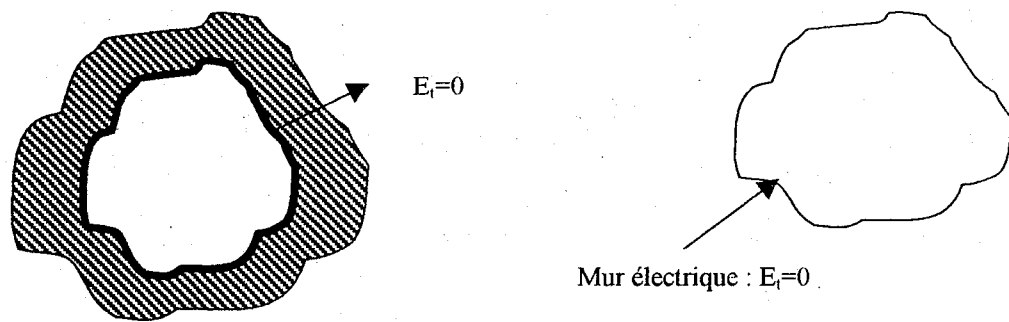


Mur magnétique

$$E_n = 0$$

Les limites du domaine doit être un mur magnétique, le champ normal aux limites est nul.

Si la grandeur d'essai est un champ électrique, le champ tangentiel est nul, on prendra donc aux limites du domaine un mur électrique.



Dans des cas particuliers, il est préférable d'aménager cette règle afin de tenir compte des effets de bords.

Expressions des fonctions d'essai :

Dans le cas où le ruban métallique est de forme rectangulaire, il est plus aisé d'écrire les fonctions $\{g_{kl}\}$: se sont les champs transverses TE et TM dans un guide rectangulaire à parois magnétiques.

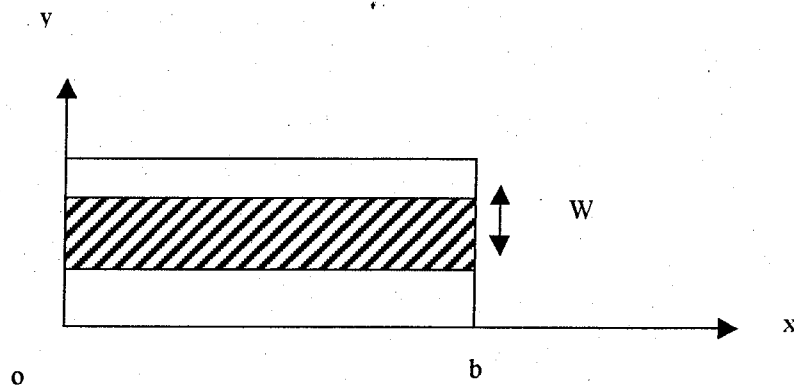


Figure A2-2 : guide diélectrique à murs magnétiques.

Comme il a été déjà détaillé à l'annexe 1, à partir des équations de Maxwell, on peut écrire la base des fonctions d'essai s'identifiant aux champs électriques transverses des modes TE et TM d'un guide à parois magnétiques dont les composantes normales et tangentielles de la densité de courant vérifiant les conditions aux limites sont :

$$H_z = H_0 \sin\left(\frac{k \pi x}{b}\right) \sin\left(\frac{l \pi y}{W}\right) \quad \text{Mode TE}$$

$$E_z = E_0 \cos\left(\frac{k \pi x}{b}\right) \cos\left(\frac{l \pi y}{W}\right) \quad \text{Mode TM}$$

d'où on peut écrire, les expressions des éléments de la base $\{g_{kl}\}$

$$g^{TM}_{kl} = \begin{cases} \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{b \cdot W}} \frac{k\pi}{b} \sin \frac{k\pi}{b} x \cdot \cos \frac{l\pi}{W} y \\ \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{b \cdot W}} \frac{l\pi}{W} \cos \frac{k\pi}{b} x \cdot \sin \frac{l\pi}{W} y \end{cases}$$

$$g^{TE}_{kl} = \begin{cases} \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{b \cdot W}} \frac{l\pi}{W} \sin \frac{k\pi}{b} x \cdot \cos \frac{l\pi}{W} y \\ - \frac{1}{K_{kl}} \sqrt{\frac{\sigma_{kl}}{b \cdot W}} \frac{k\pi}{b} \cos \frac{k\pi}{b} x \cdot \sin \frac{l\pi}{W} y \end{cases}$$

$$\sigma_{kl} = \begin{cases} 4 & \text{si } k \neq 0 \text{ et } l \neq 0 \\ 2 & \text{si } k=0 \text{ ou } l=0 \end{cases} \quad \gamma_{kl}^2 = (K_{kl}^2 - \epsilon_r K_0^2)$$

$$K_{kl}^2 = \left(\frac{k\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{W}\right)^2$$

Annexe N° 3

*Calcul des composantes du Champ
électrique proche à l'ouverture
 $E_x(x,y)$, $E_y(x,y)$*

1-Expressions du champ électrique dans la base des fonctions d'essai $\{g_p\}$:

$$|E\rangle = \check{Z} |J\rangle \quad \text{avec} \quad |J\rangle = \sum_q X_q |g_q\rangle \quad (\text{A3-1-a})$$

$$\Rightarrow |E\rangle = \sum_q \check{Z} X_q |g_q\rangle = \sum_p a_p |g_p\rangle \quad (\text{A3-1-b})$$

$$\text{avec } a_p = \langle g_p | E \rangle = \sum_q X_q \langle g_p | \check{Z} | g_q \rangle \quad (\text{A3-1-c})$$

$$\Rightarrow a_p = \sum_q X_q Z_{pq} \Rightarrow |E\rangle = \sum_p \left[\sum_q X_q Z_{pq} \right] |g_p\rangle \quad (\text{A3-1-d})$$

Sur le ruban métallique

$$\Rightarrow E_x(x,y) = \sum_p^{NfTM} A_p g_{px}^{TM} + \sum_p^{NfTE} A_p g_{py}^{TE} \quad (\text{A3-2-a})$$

et

$$E_y(x,y) = \sum_p^{NfTM} A_p g_{py}^{TM} + \sum_p^{NfTE} A_p g_{px}^{TE} \quad (\text{A3-2-b})$$

$$\text{avec } A_p = \sum_q X_q Z_{pq}$$

2- Expressions du champ électrique dans la base des fonctions de décomposition $\{e_{mn}\}$:de même dans la base $\{e_{mn}\}$:

$$|E\rangle = \sum_{m,n} \sum_p \left[\sum_q X_q Z_{pq} \right] \langle e_{mn} | g_p \rangle |e_{mn}\rangle \quad (\text{A3-3})$$

Sur l'ouverture périodique de longueur d , le champ est :

$$E_x(x,y) = \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} e_{mnx}^{TM} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} e_{mny}^{TE} \quad (A3-4-a)$$

$$E_y(x,y) = \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} e_{mny}^{TM} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} e_{mnx}^{TE} \quad (A3-4-b)$$

avec
$$B_{mn}^{TE, TM} = \sum_p \left[\sum_q X_q Z_{pq} \right] \langle e_{mn}^{TE, TM} | g_p^{TE, TM} \rangle \quad (A3-4-c)$$

avec le produit scalaire défini par : $\langle e_{mn} | g_p \rangle = \int_S e_{mnx}^* g_{px} + e_{mny}^* g_{py} \, dx \, dy$

S représente la surface du ruban métallique où $0 \leq x \leq b$ et $0 \leq y \leq W$

Annexe N° 4

*Calcul des composantes du champ
électrique lointain (diagramme de
rayonnement) : $E_\theta(\theta, \phi)$, $E_\phi(\theta, \phi)$*

Pour déterminer les composantes des champs lointains (E_θ, E_ϕ), on utilise la méthode classique de la phase stationnaire :

$$E_\theta \propto [\check{E}_x \cos \phi + \check{E}_y \sin \phi] \quad (\text{A4-1})$$

$$\text{et, } E_\phi \propto [-\check{E}_x \sin \phi + \check{E}_y \cos \phi] \cos \theta \quad (\text{A4-2})$$

avec $(\check{E}_x, \check{E}_y)$ transformées de Fourier des composantes du champ proche sur la fenêtre délimitant les dimensions de l'antenne sont:

$$\check{E}_{xy}(\theta, \phi) = \text{Trans. Fourier} \{ E_{\text{ouv}}(x, y) \} \quad (\text{A4-3})$$

$$\check{E}_{xy}(\theta, \phi) = \int_{-c/2}^{+c/2} \left\{ \int_0^{L_0} E_{\text{ouv}}(x, y) e^{-j K_0 \sin \theta \cos \phi \cdot x} dx \right\} e^{-j K_0 \sin \theta \sin \phi \cdot y} dy \quad (\text{A4-4})$$

avec

$$E_{\text{ouv}}(x, y) = \begin{cases} \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} e_{mnx}^{TM} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} e_{mny}^{TE} = E_x(x, y) & (\text{A4-5-a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} e_{mny}^{TM} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} e_{mny}^{TE} = E_y(x, y) & (\text{A4-5-b}) \end{cases}$$

$$\text{et } B_{mn}^{TE, TM} = \sum_p \left[\sum_q X_q Z_{pq} \right] \langle e_{mn}^{TE, TM} | g_p^{TE, TM} \rangle \quad (\text{A4-5-c})$$

Ainsi,

$$\check{E}_{xy}(\theta, \phi) = \begin{cases} \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} \text{TF} \{ e_{mnx}^{TM} \} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} \text{TF} \{ e_{mny}^{TE} \} = \text{TF} \{ E_x(x, y) \} & (\text{A4-6-a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \sum_{m,n}^{NmTM} B_{mn}^{TM} \text{TF} \{ e_{mny}^{TM} \} + \sum_{m,n}^{NmTE} B_{mn}^{TE} \text{TF} \{ e_{mny}^{TE} \} = \text{TF} \{ E_y(x, y) \} & (\text{A4-6-b}) \end{cases}$$

$$\text{TF}\{e_{m n x}^{\text{TM}}\} \text{ et } \text{TF}\{e_{m n y}^{\text{TE}}\} \propto \text{TF}\left\{\frac{\sin \frac{m \pi (x+c/2)}{c}}{c} \cdot e^{-\tau_n y}\right\}$$

$$\text{TF}\{e_{m n y}^{\text{TM}}\} \text{ et } \text{TF}\{e_{m n x}^{\text{TE}}\} \propto \text{TF}\left\{\frac{\cos \frac{m \pi (x+c/2)}{c}}{c} \cdot e^{-\tau_n y}\right\}$$

$$\text{Avec } \tau_n = j \left[\left(\beta_y + \frac{2n\pi}{d} \right) - j\alpha \right] \quad (\text{A4-6-c})$$

Ces dernières sont données par les intégrales suivantes :

$$\int_{-c/2}^{+c/2} \frac{\cos \frac{m \pi (x+c/2)}{c}}{c} e^{-j K_o \sin \theta \cos \phi x} dx = \begin{cases} -j \sin \theta \cos \phi e^{-j K_o \sin \theta \cos \phi (c/2)} \frac{1 - \cos(m\pi) e^{j K_o \sin \theta \cos \phi C}}{(m\pi/c)^2 - K_o^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} & m \neq 0 \text{ et } \sin \theta \neq 0 \text{ et } \cos \phi \neq 0 \\ C & m=0 \text{ et } \sin \theta = 0 \text{ ou } m=0 \text{ et } \cos \phi = 0 \end{cases} \quad (\text{A4-7-a})$$

$$\int_{-c/2}^{+c/2} \frac{\sin \frac{m \pi (x+c/2)}{c}}{c} e^{-j K_o \sin \theta \cos \phi x} dx = \begin{cases} (m\pi/c) e^{-j K_o \sin \theta \cos \phi (c/2)} \frac{1 - \cos(m\pi) e^{j K_o \sin \theta \cos \phi C}}{(m\pi/c)^2 - K_o^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi} & m \neq 0 \text{ et } \sin \theta \neq 0 \text{ et } \cos \phi \neq 0 \\ 0 & m=0 \text{ et } \sin \theta = 0 \text{ ou } m=0 \text{ et } \cos \phi = 0 \end{cases} \quad (\text{A4-7-b})$$

$$\text{pour } n = -1 \quad \tau_{-1} = j \left(\beta_y - \frac{2\pi}{d} \right) + \alpha = j \beta_{y-1} + \alpha \quad \text{et } \sin \theta_{-1} = \frac{\beta_{y-1}}{K_o}$$

$$\left[\int_0^{L_o} e^{-\tau_{-1} y} \cdot e^{-j K_o \sin \theta \sin \phi y} dy \right]^2 = \frac{1 - 2e^{-\alpha L_o} \cos(K_o L_o [\sin \phi \cdot \sin \theta - \sin \theta_{-1}]) + e^{-2\alpha L_o}}{(\alpha L_o)^2 + (K_o L_o [\sin \phi \cdot \sin \theta - \sin \theta_{-1}])^2} \quad (\text{A4-7-c})$$

Annexe N° 5

*Discrétisation du contour d'intégration
(ζ) en éléments de frontière*

Soit le contour (ζ) donné sur la figure suivante :

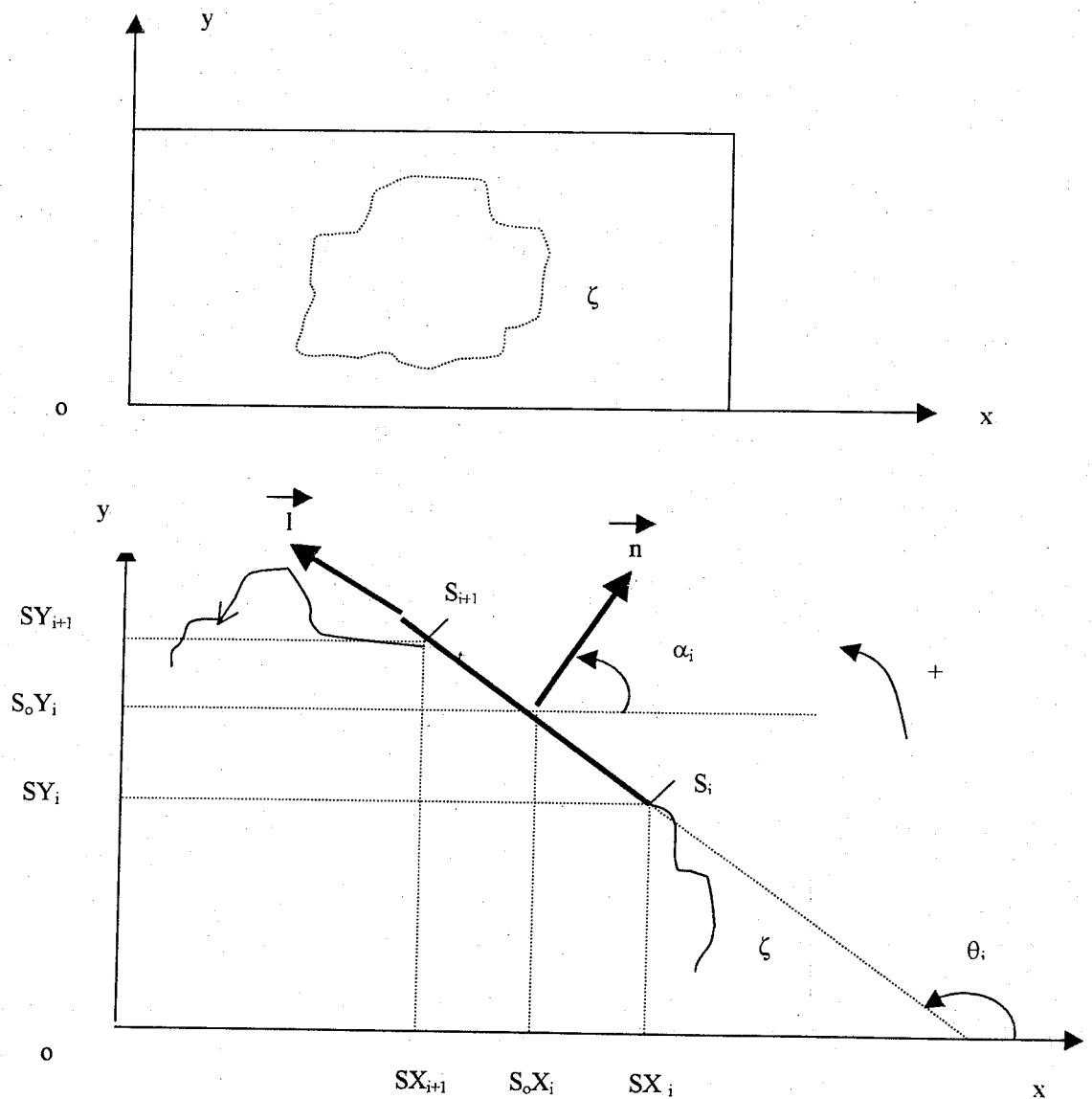


Figure A5-1 : Discretisation du contour d'intégration

l'angle θ_i est défini par :

$$\text{or } \alpha_i = \theta_i - \pi/2 \Rightarrow \cos \alpha_i = \sin \theta_i \text{ et } \sin \alpha_i = -\cos \theta_i$$

$$\cos \theta_i = (SX_{i+1} - SX_i) / d_i \quad \text{et} \quad \sin \theta_i = (SY_{i+1} - SY_i) / d_i \quad (\text{A5-1-a})$$

$$\text{et} \quad d_i = \sqrt{(SX_{i+1} - SX_i)^2 + (SY_{i+1} - SY_i)^2} \quad (\text{A5-1-b})$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} x = l \cos \theta_i \\ y = l \sin \theta_i \end{cases} \quad \text{et} \quad \begin{cases} x = n \cos \alpha_i = n \sin \theta_i \\ y = n \sin \alpha_i = -n \cos \theta_i \end{cases} \quad (\text{A5-1-c})$$

et par suite les dérivées partielles sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial g / \partial n = (\partial g / \partial x) \cdot (\partial x / \partial n) + (\partial g / \partial y) \cdot (\partial y / \partial n) = \sin \theta_i (\partial g / \partial x) - \cos \theta_i (\partial g / \partial y) \\ \partial g / \partial l = (\partial g / \partial x) \cdot (\partial x / \partial l) + (\partial g / \partial y) \cdot (\partial y / \partial l) = \cos \theta_i (\partial g / \partial x) + \sin \theta_i (\partial g / \partial y) \end{array} \right.$$

(A5-1-d)

Annexe N° 6

*Réduction d'une intégrale de surface à
une intégrale de contour*

Dans cette annexe on présente la réduction d'une intégrale de surface à une intégrale de contour.

Soit la surface (S) limitée par une courbe (ξ) :

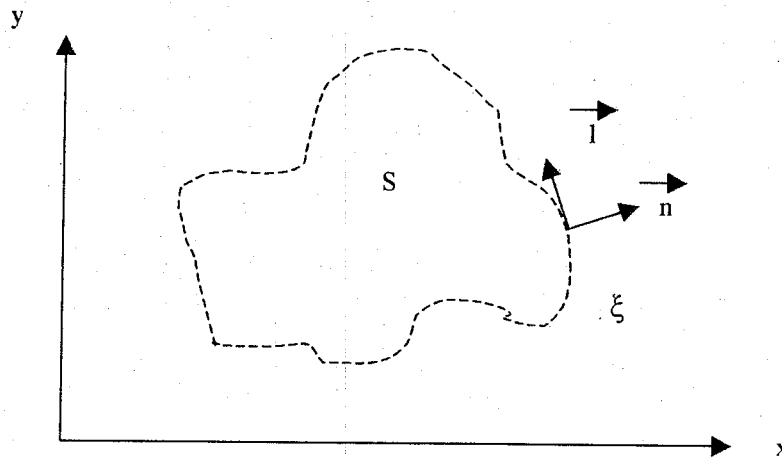


Figure A6-1 : Contour d'intégration.

Le but est de calculer le produit scalaire I d'une fonction f à deux variables par le conjugué d'une fonction g à deux variables :

$$I = \iint_{(S)} f^* g \, dS \quad (\text{A6-1-a})$$

On suppose que ces fonctions (f,g) dérivent de fonctions génératrices respectivement { E,H} et {e,h}.
On peut écrire :

$$f_x = \partial_x E - \partial_y H \quad f_y = \partial_y E + \partial_x H \quad (\text{A6-1-b})$$

$$g_x = \partial_x e - \partial_y h \quad g_y = \partial_y e + \partial_x h \quad (\text{A6-1-c})$$

On suppose que ces fonctions génératrices vérifient les équations différentielles suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = \lambda \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} \\ \Delta \begin{pmatrix} e \\ h \end{pmatrix} = \mu \begin{pmatrix} e \\ h \end{pmatrix} \end{array} \right. \quad (\text{A6-1-d})$$

où λ et μ sont des valeurs réelles telles que $\lambda \neq \mu$.

Le calcul de l'intégrale I définie par l'équation (A6-1-a) revient à calculer :

$$I = \iint_{(s)} (f_x^* g_x + f_y^* g_y) dS \quad (\text{A6-1-e})$$

En remplaçant les composantes de f et g par leurs expressions données par les relations (A6-1-b) et (A6-1-c), on obtient l'expression suivante de l'intégrale I :

$$I = \iint_{(s)} \left(\begin{array}{c} \text{I}_1 \\ \hline \partial_x E \partial_x e + \partial_y E \partial_y e + \partial_x H \partial_x h + \partial_y H \partial_y h \\ \hline \text{I}_2 \\ \hline - \partial_x E \partial_y h + \partial_y E \partial_x h - \partial_y H \partial_x e + \partial_x H \partial_y e \\ \hline \text{I}_3 \qquad \qquad \qquad \text{I}_4 \end{array} \right) dS \quad (\text{A6-1-f})$$

Pour simplifier cette expression, on écrit l'intégrale I en fonction des intégrales I_1 , I_2 , I_3 et I_4 , tel que :

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + I_4 \quad (\text{A6-1-g})$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1 = \iint_{(s)} (\partial_x E \partial_x e + \partial_y E \partial_y e) dS \\ I_2 = \iint_{(s)} (\partial_x H \partial_x h + \partial_y H \partial_y h) dS \\ I_3 = \iint_{(s)} (-\partial_x E \partial_y h + \partial_y E \partial_x h) dS \\ I_4 = \iint_{(s)} (-\partial_y H \partial_x e + \partial_x H \partial_y e) dS \end{array} \right. \quad (\text{A6-1-h})$$

Considérons les quantités vectorielles suivantes où A est un vecteur et V une fonction scalaire :

$$\iint_{(s)} A \cdot \nabla V dS = \iint_{(s)} \nabla (A \cdot V) dS - \iint_{(s)} (\nabla \cdot A) \cdot V dS \quad (\text{A6-2-a})$$

$$\iint_{(s)} \nabla (A \cdot V) dS = \int_{(\xi)} V (A \cdot n) dl \quad (A6-2-b)$$

En substituant la relation (A6-2-b) précédente dans l'expression (A6-2-a), on aura :

$$\iint_{(s)} A \nabla V dS = \int_{(\xi)} V (A \cdot n) dl - \iint_{(s)} \nabla (A \cdot V) dS \quad (A6-2-c)$$

D'autre part, en posant $V = e^*$ et $A = \nabla E^*$, la relation précédente nous permet de déduire l'intégrale I_1 :

$$I_1 = \iint_{(s)} (\nabla E) (\nabla e^*) dS = \int_{(\xi)} e^* (\nabla E \cdot n) dl - \iint_{(s)} (\nabla E) \cdot e^* dS \quad (A6-3-a)$$

En utilisant la relation (A6-2-c), l'expression (A6-3-a) devient :

$$I_1 = \int_{(\xi)} e^* (\nabla E \cdot n) dl - \lambda \iint_{(s)} E \cdot e^* dS \quad (A6-3-b)$$

De la même manière en posant $V = E$ et $A = \nabla e^*$, on obtient une autre expression de l'intégrale I_1 :

$$I_1 = \int_{(\xi)} E (\nabla e^* \cdot n) dl - \mu \iint_{(s)} E \cdot e^* dS \quad (A6-3-c)$$

L'élimination de l'intégrale de surface dans les équations (A6-3-b) et (A6-3-c) permet d'écrire I_1 sous forme d'une simple intégrale de contour :

$$I_1 = \int_{(\xi)} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda - \mu} (E \nabla e^*) - \frac{\mu}{\mu - \lambda} \right\} (e^* \nabla E) \cdot n dl \quad (A6-3-d)$$

D'une manière similaire et en posant successivement ($V = h^*$, $A = \nabla H$) et ($V = H$, $A = \nabla h^*$), nous obtenons l'expression suivante de I_2 :

$$I_2 = \int_{(\xi)} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda - \mu} (H \nabla h^*) - \frac{\mu}{\mu - \lambda} \right\} (h^* \nabla H) \cdot n dl \quad (A6-4)$$

Pour obtenir l'intégrale I_3 , on pose $v = e$ et $A = z \times \nabla H$ qui entraîne $\nabla A = 0$. En substituant ensuite ces trois relations dans l'équation (A6-2-c), on obtient une expression de I_3 sous forme d'une simple intégrale de contour :

$$I_3 = \int_{(\xi)} e^* (\nabla H \times z) \cdot n \, dl \quad (\text{A6-5})$$

En suivant le même raisonnement que précédemment, on obtient l'expression de l'intégrale I_4 en posant $V = e^*$ et $A = z \times \nabla h^*$ (qui entraîne encore $\nabla A = 0$). L'équation (A6-2-c) devient :

$$I_4 = \int_{(\xi)} E (\nabla h^* \times z) \cdot n \, dl \quad (\text{A6-6})$$

En utilisant la relation (A6-1-g), l'intégrale de surface I qui présente la définition du produit scalaire est réduite à l'intégrale de contour suivante :

$$I = \int_{(\xi)} \left\{ \frac{\lambda}{\lambda - \mu} (E \nabla e^* + H \nabla h^*) - \frac{\mu}{\mu - \lambda} (e^* \nabla E + h^* \nabla H) + (e^* \nabla H + E \nabla h^*) \times z \right\} \cdot n \, dl \quad (\text{A6-7})$$

Annexe N° 7

Calcul des éléments de la base $\{e_{mn}\}$ de décomposition de l'opérateur admittance, orthonormée et complète : modes propres TE et TM du guide vide à 4 murs périodiques.

On présente dans cette annexe les expressions des champs électromagnétiques des modes TE et TM qui satisfont les conditions aux limites dans le cas d'un guide d'onde à quatre parois périodiques.

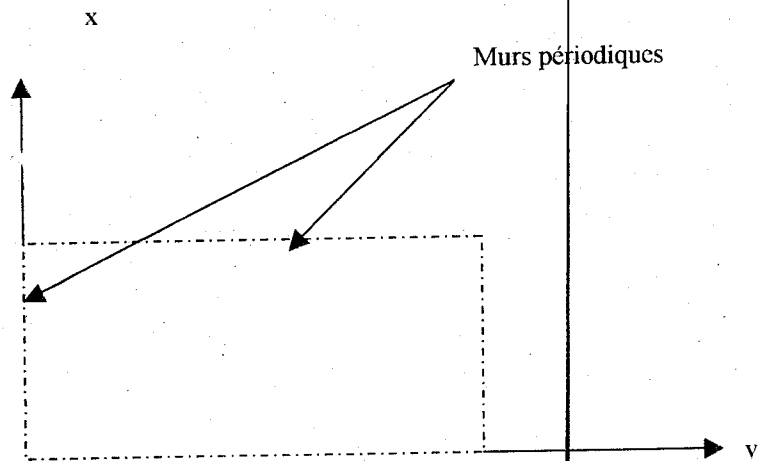


Figure A7-1 : Guide d'onde à 4 murs périodiques

En appliquant les expressions des champs transverses déjà données en annexe 1 et selon les expressions des composantes longitudinales E_z et H_z , solutions de l'équation de propagation avec les conditions aux limites appropriées sont :

$$H_z = H_0 \exp [- j (k_{xm} x + k_{yn} y)] \quad (A7-1-a)$$

et
$$E_z = E_0 \exp [- j (k_{xm} x + k_{yn} y)] \quad (A7-1-b)$$

Avec
$$k_{xm} = \left(k_x + \frac{2 m \pi}{dx} \right) \quad \text{et} \quad k_y = \beta_x - j \cdot \alpha_x \quad (A7-2-a)$$

et
$$k_{yn} = \left(k_y + \frac{2 n \pi}{dy} \right) \quad \text{et} \quad k_x = \beta_y - j \cdot \alpha_y \quad (A7-2-b)$$

Les composantes transversales respectivement des modes TE et TM du guide à murs périodiques sont données par :

$$e_{mn}^{TE}(x,y) = \begin{cases} \frac{k_{yn}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \\ \\ \frac{-k_{xm}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \end{cases} \quad (A7-3-a)$$

$$e_{mn}^{TM}(x,y) = \begin{cases} \frac{k_{xm}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \\ \\ \frac{k_{yn}}{\sqrt{|k_{xm}|^2 + |k_{yn}|^2}} \exp[-j(k_{xm}x + k_{yn}y)] \end{cases} \quad (A7-3-b)$$

Les modes vérifient les relations d'orthogonalité :

$$\langle e_{mn}^{TE}(kx,ky), e_{m'n'}^{TM}(kx',ky') \rangle = 0 \quad (A7-3-a)$$

et,

$$\begin{aligned} \langle e_{mn}^{TE}(kx,ky), e_{m'n'}^{TE}(kx',ky') \rangle &= \langle e_{mn}^{TM}(kx,ky), e_{m'n'}^{TM}(kx',ky') \rangle \\ &= \delta_{mm'} \delta_{nn'} \delta(k_x - k_{x'}) \delta(k_y - k_{y'}) \end{aligned} \quad (A7-3-b)$$

L'intégrale se fait sur tout l'espace de dimensions (dx, dy) .