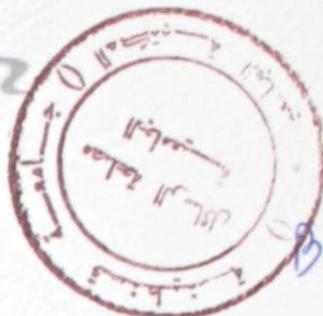


5
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique



Université de Constantine
Institut d'Electronique



BOU
30/4

THESE DE MAGISTER

Option: MICRO-ONDES

Thème :

*Etude Des Problèmes d'Excitation et de
Caractérisation Des Antennes à Structure
Planaire de Formes Régulières*

Présentée par Mr. : *BOUTTOUT Farid*

Soutenue le *09/07/1997*.

Examinée par le jury :

Mr. A. SAID

Président

Pr. U. Constantine

M^{me} F. BENABDELAZIZ

Rapporteur

M. C. U. Constantine

Mr. A. BENGHALIA

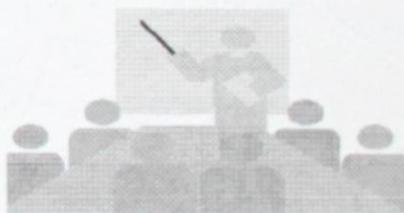
Examineur

M. C. U. Constantine

Mr. A. KHELLAF

Examineur

M. C. U. Setif



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Constantine
Institut d'Electronique

THESE DE MAGISTER

Option: MICRO-ONDES

Thème :

*Etude Des Problèmes d'Excitation et de
Caractérisation Des Antennes à Structure
Planaire de Formes Régulières*

Présentée par Mr. : *B*OUTTOUT *F*arid

Soutenue le : .. / .. / 1997.

Examinée par le jury :

Mr. A. SAID	Président	Pr. U. Constantine
M ^{me} F. BENABDELAZIZ	Rapporteur	M. C. U. Constantine
Mr. A. BENGHALIA	Examineur	M. C. U. Constantine
Mr. A. KHELLAF	Examineur	M. C. U. Setif

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Constantine
Institut d'Electronique

THESE DE MAGISTER

Option: MICRO-ONDES

Thème :

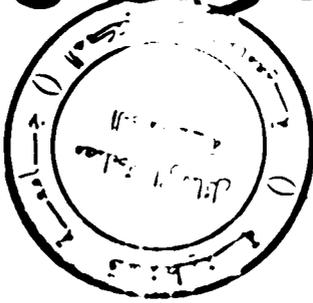
*Etude Des Problèmes d'Excitation et de
Caractérisation Des Antennes à Structure
Planaire de Formes Régulières*

Présentée par Mr. : *BOUTTOUT Farid*

Soutenu le : ... / ... / 1997.

Examinée par le jury :

Mr. A. SAID	Président	Pr. U. Constantine
M ^{me} F. BENABDELAZIZ	Rapporteur	M. C. U. Constantine
Mr. A. BENGHALIA	Examineur	M. C. U. Constantine
Mr. A. KHELLAF	Examineur	M. C. U. Setif



Dédicace



*A la mémoire de âmi Messaoud, El hadja et âmi Mostopha,
qu'allah leurs accorde Errahma et El maghsira.*

*A mon exemple, le grand père El Hadj Ali et mes parents pour
leurs sacrifices et les privations qu'ils ont endurés.*

Allah les bénit.

*A tous mes frères et soeurs : Abdelghani, Mourad, Samir,
Salima, Dalila, Naïma et Hamza, mes amis et mes collègues.*

Adjamel, Mahfoud, Fayçal.....

Je dédie ce travail.



FARID



Remerciements



J'exprime ma gratitude à M^{me} **Benabdelaziz F.** qui a suivi de près ce travail et a accepté d'en être rapporteur. Je la dois beaucoup de respect.

Je tiens à remercier très sincèrement Messieurs **A. Said**, **A. Benghalia** de l'université de Constantine et **A. Khellaf** de l'université de Setif d'avoir accepté de juger mon travail.

Toute ma gratitude va aux professeurs **W. C. Chew** à qui je dois beaucoup d'estime, **D. M. Pozar** et **C. T. Tai** pour la documentation qu'ils m'ont envoyé.

Âmi **El-Hadi** responsable de la P. G. a toujours témoigné sa sympathie. Je tiens à lui exprimer mes respects.

Un salut amical à **Riadh, Mourad, Salim** et **Said**. Ces collègues ont veillé sur la présentation de cette thèse.

Je ne saurai oublier les amis : **Zoheir, Abdesslem, Bachir, Brahim, Ilyès, Mourad** et autres. Les bons souvenirs qu'on a vécu ensemble restent en mémoire.

Les responsables de la bibliothèque de l'électronique et des maths. sont remerciés pour leurs collaborations.



SOMMAIRE

PAGE DU TITRE.

DEDICACE.

REMERCIEMENTS.

SOMMAIRE.

RESUME.

ABSTRACT.

CHAPITRE I : INTRODUCTION GENERALE.

I.1. HISTORIQUE	2
I.2. PRESENTATION DU MANUSCRIT.....	3

CHAPITRE II : GENERALITES SUR LES ANTENNES MICRO-RUBANS.

II.1. DESCRIPTION DE L'ANTENNE MICRO-RUBAN.....	6
II.2. MISE EN EVIDENCE ET ANALYSE DU PHENOMENE DE RAYONNEMENT DES STRUCTURES PLANAIRES.....	7
II.3. DENSITES SURFACIQUES EQUIVALENTES DES COURANTS ELECTRIQUES ET MAGNETIQUES	10
II.4. CHAMPS LOINTAINS	12
II.5. TECHNIQUES UTILISEES POUR L'EXCITATION D'UNE ANTENNE MICRO-RUBAN.....	13
II.6. AUTRES TECHNIQUES D'EXCITATION D'UNE ANTENNE MICROBANDE	15
II.7. MODELISATION DE LA SOURCE	17
II.8. CONCLUSION DU CHAPITRE II	19

CHAPITRE III : EFFET DES DIFFERENTS PARAMETRES SUR LES PERFORMANCES DES ANTENNES MICROBANDES.

III.1. INTRODUCTION.....	21
III.2. EFFET DES DIFFERENTS PARAMETRES	21
<i>III.2.A. EFFET DE LA FORME GEOMETRIQUE ET DES DIMENSIONS DE LA PLAQUE RAYONNANTE.....</i>	<i>21</i>
<i>III.2.B. EFFET DE L'EPaisseur ET DE LA CONSTANTE DIELECTRIQUE DU SUBSTRAT.....</i>	<i>22</i>
<i>III.2.C. EFFET DES DIMENSIONS FINIES DU PLAN DE MASSE.....</i>	<i>22</i>
<i>III.2.D. EFFET DU "COVER"</i>	<i>23</i>
<i>III.2.E. EFFET DE L'ANISOTROPIE DU SUBSTRAT</i>	<i>23</i>
<i>III.2.F. EFFET DE LA POSITION DE L'ALIMENTATION</i>	<i>24</i>
III.3. ANTENNES MICRO-ONDES.....	24
<i>III.3.A. PREMIERE CLASSE : ANTENNES DE TYPE DIPOLES IMPRIMES</i>	<i>24</i>
<i>III.3.B. DEUXIEME CLASSE : ANTENNES MICROBANDES</i>	<i>25</i>
<i>III.3.C. COMPARAISON ENTRE LES CARACTERISTIQUES D'UNE ANTENNE DE TYPE DIPOLE IMPRIME ET UNE ANTENNE MICROBANDE.....</i>	<i>25</i>
<i>III.3.D. TROISIEME CLASSE : ANTENNES A FENTES</i>	<i>26</i>
III.4. CONCLUSION DU CHAPITRE III.....	27

CHAPITRE IV : CARACTERISATION DE L'ANTENNE MICROBANDE PAR LES MODELES DE LA CAVITE ET DE LA LIGNE DE TRANSMISSION.

IV.1. INTRODUCTION.....	29
IV.2. RESULTATS ET DISCUSSIONS.....	30
IV.3. CONCLUSION DU CHAPITRE IV	52

**CHAPITRE V : LA METHODE SPECTRALE POUR LES ANTENNES
MICROBANDES. FORMULATION DU PROBLEME DE
L'ANTENNE CIRCULAIRE.**

V.1. INTRODUCTION.....	54
V.2. TECHNIQUES UTILISEES POUR LA DETERMINATION DU TENSEUR SPECTRAL DE GREEN	55
<i>V.2.A. TECHNIQUE BASEE SUR LA DECOMPOSITION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE EN SES COMPOSANTES TANGENTIELLES ET NORMALES</i>	55
<i>V.2.B APPROCHE DE L'IMMITTANCE</i>	56
<i>V.2.C. METHODE DES TRANSFORMEES VECTORIELLES</i>	57
<i>V.2.D. TECHNIQUE PROPOSEE PAR D. M. POZAR</i>	57
<i>V.2.E. TECHNIQUE RECENTE PROPOSEE PAR A. DREHER.....</i>	58
V.3. EQUATION INTEGRALE DU CHAMP ELECTRIQUE (EFIE).....	59
V.4. RESOLUTION DE L'EQUATION INTEGRALE DU CHAMP ELECTRIQUE	61
<i>V.4.A. LE CHOIX DES FONCTIONS DE BASE DANS LA PROCEDURE DE GALERKIN.....</i>	63
<i>V.4.B. EQUATION CARACTERISTIQUE - FREQUENCE DE RESONANCE - FACTEUR DE QUALITE - LARGEUR DE BANDE</i>	63
<i>V.4.C. CHAMPS RAYONNES EN ZONE LOINTAINE.....</i>	64
V.5. L'ANTENNE MICROBANDE CIRCULAIRE EXCITEE PAR UN CABLE COAXIAL	65
<i>V.5.A. FONCTION DE GREEN ET EQUATION INTEGRALE DU CHAMP ELECTRIQUE.....</i>	66
<i>V.5.B. EQUIVALENCE DES FORMALISMES DES (VHT) ET DES (HT).....</i>	70
V.6. CONCLUSION DU CHAPITRE V	72

CHAPITRE VI : CONCLUSION GENERALE.

ANNEXES.

ANNEXE I : <i>EQUIVALENCE DU RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE CARREE ET CELLE CIRCULAIRE, PAR DIFFERENTS FORMALISMES.....</i>	76
ANNEXE II : <i>CALCUL DES ELEMENTS DU SYSTEME LINEAIRE ASSOCIE A LA METHODE DE GALERKIN.....</i>	79
ANNEXE III : <i>CALCUL DU CHAMP LOITAIN DE L'ANTENNE CIRCULAIRE PAR LA METHODE DE LA PHASE STATIONNAIRE.....</i>	82

BIBLIOGRAPHIE.

RESUME

La synthèse générale sur les antennes micro-rubans et autres types d'antennes à structures planaires, avec un développement de certains modèles utilisés dans la littérature nous ont permis de caractériser les antennes microbandes. En effet, par une étude du modèle de la ligne de transmission et de la cavité, nous avons pu prédire quant aux caractéristiques et performances de ces antennes, à savoir : la distribution des courants surfaciques sur l'ouverture de l'antenne en utilisant le principe de Huygens, le champ électromagnétique rayonné en zone lointaine et les courbes de résonance ont permis ainsi de situer la bande de fréquence convenable pour un fonctionnement optimal de l'antenne. Comme il a été montré que ces modèles simples offrent une assez bonne estimation des caractéristiques des antennes et sont essentiellement orientés pour la C.A.O, leurs limitations et domaines de validité ont été présentés. L'effet de certains paramètres sur les performances des antennes microbandes fût aussi remarqué.

L'application d'une méthode basée sur les équations intégrales permet une caractérisation plus rigoureuse de l'antenne. Cependant, exprimée dans le domaine spectral la fonction tensorielle de Green sera déterminée par plusieurs procédés pour aboutir à une relation linéaire entre les composantes tangentielles spectrales du champ électrique dans le plan de la plaque métallique et celles du courant électrique. La condition aux limites sur ce dernier permet d'exprimer l'équation intégrale du champ électrique et ce, via la transformation inverse (retour au domaine spatial), ensuite la méthode des moments / procédure de Galerkin est utilisée pour discrétiser cette équation intégrale pour la ramener à un système linéaire d'équations algébriques. Quant à la densité de courants électriques surfaciques, elle est directement déduite par simples opérations matricielles après établissement de l'équation caractéristique. Une formulation stationnaire de l'impédance d'entrée de l'antenne a permis de définir la fréquence de résonance et le facteur de qualité. En appliquant la technique du point d'inflexion avec le théorème de la phase stationnaire, le champ électromagnétique en zones lointaines est exprimé en fonction des composantes tangentielles spectrales du

circulaire via le formalisme des transformées vectorielles de Hankel. L'équivalence entre ce formalisme et celui basé sur les transformées simples de Hankel est montrée. Un système de fonctions de base issu du modèle de la cavité est utilisé dans la procédure de Galerkin pour résoudre l'équation intégrale du champ électrique. La source d'excitation étant le câble coaxial et est incluse dans la formulation. Les problèmes rencontrés lors de cette recherche sont discutés et des suggestions sont faites pour des études complémentaires.

in the Galerkin procedure of the moments method to solve the electric field integral equation.

Finally, the faced problems were discussed and suggestions for further future studies were made.

in the Galerkin procedure of the moments method to solve the electric field integral equation.

Finally, the faced problems were discussed and suggestions for further future studies were made.

CHAPITRE I

Introduction générale.

1.1. Historique

Les microbandes rayonnantes ont été proposées par Deschamps en 1953 aux U.S.A et en 1955 par Gutton et Baissinot en France. Un peu plus tard, en 1960 Lewin étudia le rayonnement provenant des discontinuités dans les striplines.

Des recherches supplémentaires portant sur les formes rectangulaires et carrées ont été menées par Kaloi en fin 1960. En 1970, Byron a décrit la structure planaire qui se constitue d'une bande conductrice séparée d'un plan de masse par un substrat diélectrique. Peu après, en 1973, Munson a mis au point un élément micro-ruban, et des résultats concernant les géométries rectangulaires et circulaires ont été présentés par Howell et Sanford qui ont prouvé que l'élément micro-ruban peut être utilisé pour la conception de réseaux d'antennes servant à la communication entre le "KC-135 aircraft" et le "ATS-6 satellite" et bien d'autres travaux relatifs aux plaques microbandes ont été publiés par Garwin *et al.* en 1975, Howell, Weinschell et James et Wilson.

Les premiers travaux, dûs à Munson, concernant le développement des antennes microbandes pour l'utilisation sur les rockettes et les missiles ont montré que cela était très pratique dans divers problèmes de systèmes d'antennes [1]. Depuis les premières applications des antennes microbandes, on espérait élever leur fréquence d'opération, donc une miniaturisation des dimensions de ces dernières [2], cela a conduit à l'utilisation de substrats à constantes diélectriques élevées [3].

Les recherches ont abouti à la conception d'antennes à plusieurs couches diélectriques [4], [5], réalisées sur des substrats Ferrimagnétiques [6], anisotropes [7], [8] et avec un métal supraconducteur [9].

Et l'évolution de la technologie micro-ruban a beaucoup facilité la réalisation de ces structures; cependant, les réseaux bidimensionnels infinis furent aussi étudiés [10]-[14].

Durant cette décennie, de nouvelles techniques d'excitation sont introduites (paragraphe II.6.). L'analyse et la modélisation sont devenues plus précises. Il faut remarquer que les premiers modèles proposés s'appliquent encore, mais, on s'intéresse de plus en plus aux méthodes intégrales qui sont plus rigoureuses [15] (chapitre V).

1.2. Présentation du manuscrit

L'ensemble de notre travail est une exploration théorique de quelques méthodes de modélisation des antennes microbandes, puis, l'estimation de quelques caractéristiques de ces antennes.

Notre manuscrit consiste en cinq chapitres, trois annexes et une bibliographie.

Il est présenté ainsi :

- Le chapitre I : on donnera un aperçu historique sur l'apparition et l'évolution des antennes micro-rubans et les méthodes d'analyse. On trouve aussi une présentation de ce travail.
- Le chapitre II : on présentera la structure de l'antenne microbande. Le rayonnement sera expliqué comme une conséquence directe des champs de dispersion sur le bord de la plaque conductrice constituant l'élément rayonnant de l'antenne microbande. Pour cela, on présentera les modèles des deux et des quatre fentes adoptés pour les champs dispersés sur les extrémités de la plaque.

Pour évaluer les champs lointains, on adoptera des sources équivalentes électriques et / ou magnétiques. Ces dernières pondérées par la fonction de Green dans l'espace libre permettront de déterminer les potentiels vecteurs électriques et / ou magnétiques et par la suite les champs rayonnés.

En plus des circuits d'excitation par lignes coaxiale et micro-ruban classiques, d'autres techniques d'excitation seront données. Les différents modèles de sources seront discutés.

- Le chapitre III : les avantages des antennes microbandes et leurs limitations seront rappelées. Une synthèse portant sur l'effet de la variation des paramètres de l'antenne microbande sera faite. En effet, les conséquences sur les caractéristiques de l'antenne microbande par la variation des dimensions de l'élément rayonnant, de l'épaisseur et l'anisotropie du substrat, les dimensions finies du plan de masse, la superposition d'une couche diélectrique protectrice sur la plaque et la position de l'alimentation sur la plaque rayonnante seront rapportées. Une telle synthèse sera mise à profit pour commenter les résultats obtenus au (chapitre IV).

Enfin, parmi les antennes micro-ondes existantes, trois classes seront discutées.

Ce sont, les antennes dipôle, les antennes microbandes et les antennes à fentes.

- Le chapitre IV : on présentera les résultats obtenus par l'application des modèles de la cavité et celui de la ligne de transmission. Le premier modèle sera utilisé pour estimer les champs d'une antenne microbande circulaire et le second pour une antenne rectangulaire excitée par un câble coaxial. Les diagrammes de rayonnement et les courbes de résonance seront exécutés pour différentes valeurs des paramètres d'une antenne microbande (constante diélectrique, épaisseur du substrat et dimensions de la plaque rayonnante). Les résultats obtenus seront commentés par les travaux de la littérature dont une synthèse est faite au (chapitre III).
- Le chapitre V : la méthode spectrale sera présentée comme étant une technique basée sur les équations intégrales. Ces dernières sont : l'équation intégrale du champ électrique (EEIE) et celle du courant électrique. Pour exprimer l'EEIE, on fera appel au tenseur spectral de Green qui sera déterminé par différentes techniques. Il sera montré aussi que les sources excitatrices introduisent un second membre dans l'EEIE. La procédure de Galerkin sera utilisée pour la ramener à un système d'équations algébrique. La résolution de l'équation caractéristique du système linéaire déterminera les fréquences de résonance complexes, les autres caractéristiques de l'antenne seront directement obtenues. La formulation pour l'antenne microbande circulaire sera faite via les transformées vectorielles de Hankel et l'équivalence entre ces dernières et les transformées usuelles sera mise en évidence.
- Le chapitre VI : les problèmes rencontrés seront rapportés et des suggestions pour des études supplémentaires concernant notre thème seront faites dans ce chapitre.
 - Pour améliorer le contenu du mémoire et pour plus de clarté du thème traité, trois annexes seront rajoutées et une liste de références bibliographiques dont le lecteur pourra s'en servir pour plus de détails sur n'importe quel sujet évoqué au cours de notre étude.

- Le chapitre IV : on présentera les résultats obtenus par l'application des modèles de la cavité et celui de la ligne de transmission. Le premier modèle sera utilisé pour estimer les champs d'une antenne microbande circulaire et le second pour une antenne rectangulaire excitée par un câble coaxial. Les diagrammes de rayonnement et les courbes de résonance seront exécutés pour différentes valeurs des paramètres d'une antenne microbande (constante diélectrique, épaisseur du substrat et dimensions de la plaque rayonnante). Les résultats obtenus seront commentés par les travaux de la littérature dont une synthèse est faite au (chapitre III).

Le chapitre V : la méthode spectrale sera présentée comme étant une technique basée sur les équations intégrales. Ces dernières sont : l'équation intégrale du champ électrique (EEIE) et celle du courant électrique. Pour exprimer l'EEIE, on fera appel au tenseur spectral de Green qui sera déterminé par différentes techniques. Il sera montré aussi que les sources excitatrices introduisent un second membre dans l'EEIE. La procédure de Galerkin sera utilisée pour la ramener à un système d'équations algébrique. La résolution de l'équation caractéristique du système linéaire déterminera les fréquences de résonance complexes, les autres caractéristiques de l'antenne seront directement obtenues. La formulation pour l'antenne microbande circulaire sera faite via les transformées vectorielles de Hankel et l'équivalence entre ces dernières et les transformées usuelles sera mise en évidence.

- Le chapitre VI : les problèmes rencontrés seront rapportés et des suggestions pour des études supplémentaires concernant notre thème seront faites dans ce chapitre.
- Pour améliorer le contenu du mémoire et pour plus de clarté du thème traité, trois annexes seront rajoutées et une liste de références bibliographiques dont le lecteur pourra s'en servir pour plus de détails sur n'importe quel sujet évoqué au cours de notre étude.

- Le chapitre IV : on présentera les résultats obtenus par l'application des modèles de la cavité et celui de la ligne de transmission. Le premier modèle sera utilisé pour estimer les champs d'une antenne microbande circulaire et le second pour une antenne rectangulaire excitée par un câble coaxial. Les diagrammes de rayonnement et les courbes de résonance seront exécutés pour différentes valeurs des paramètres d'une antenne microbande (constante diélectrique, épaisseur du substrat et dimensions de la plaque rayonnante). Les résultats obtenus seront commentés par les travaux de la littérature dont une synthèse est faite au (chapitre III).

Le chapitre V : la méthode spectrale sera présentée comme étant une technique basée sur les équations intégrales. Ces dernières sont : l'équation intégrale du champ électrique (EEIE) et celle du courant électrique. Pour exprimer l'EEIE, on fera appel au tenseur spectral de Green qui sera déterminé par différentes techniques. Il sera montré aussi que les sources excitatrices introduisent un second membre dans l'EEIE. La procédure de Galerkin sera utilisée pour la ramener à un système d'équations algébrique. La résolution de l'équation caractéristique du système linéaire déterminera les fréquences de résonance complexes, les autres caractéristiques de l'antenne seront directement obtenues. La formulation pour l'antenne microbande circulaire sera faite via les transformées vectorielles de Hankel et l'équivalence entre ces dernières et les transformées usuelles sera mise en évidence.

- Le chapitre VI : les problèmes rencontrés seront rapportés et des suggestions pour des études supplémentaires concernant notre thème seront faites dans ce chapitre.
- Pour améliorer le contenu du mémoire et pour plus de clarté du thème traité, trois annexes seront rajoutées et une liste de références bibliographiques dont le lecteur pourra s'en servir pour plus de détails sur n'importe quel sujet évoqué au cours de notre étude.

CHAPITRE II

Généralités sur les antennes micro-rubans.

II.1. Description de l'antenne micro-ruban

Une antenne micro-ruban (ou microbande), dans sa configuration la plus simple (Fig. II.1), se compose d'une plaque rayonnante et d'un plan de masse, séparés par un substrat diélectrique ($\epsilon_r \leq 10$). Les conducteurs, généralement en cuivre ou en or (à cause de leurs conductivités élevées) peuvent avoir une forme arbitraire, mais les formes régulières sont les plus utilisées à fin de faciliter leurs analyse et modélisation.

Pour rendre les champs de dispersion puissants, la constante diélectrique ϵ_r du substrat doit être faible, ainsi le rayonnement serait plus amélioré. Cependant, parfois, l'augmentation des performances de certains cas de structures imposent l'utilisation de substrats à constantes diélectriques supérieures [16, pp. 2]. En effet, il existe plusieurs types de substrats ayant une large gamme de variation de la constante diélectrique.

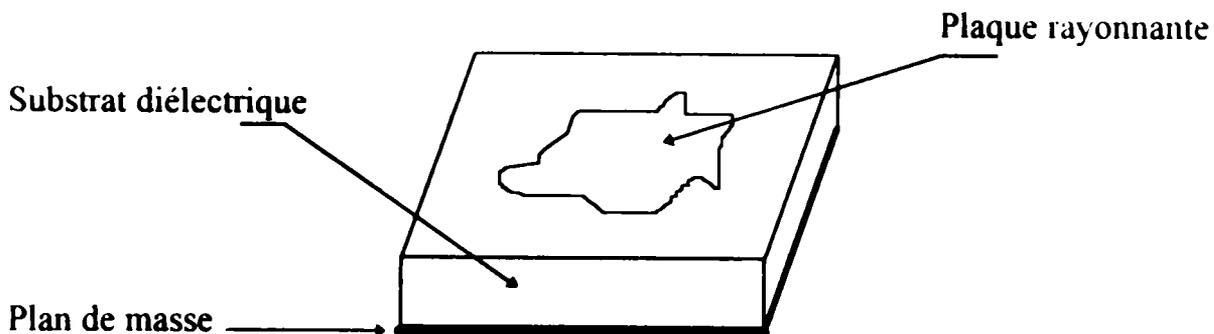


Fig. II.1 : Structure de l'antenne micro-ruban.

II.2. Mise en évidence et analyse du phénomène de rayonnement des structures planaires

Le phénomène de rayonnement des structures microbandes fût observé et analysé en étudiant les discontinuités des lignes micro-rubans, où l'étude était basée sur le flux des courants dans le conducteur. En assimilant l'antenne microbande à un tronçon de ligne de dimension finie, ce qui constitue un résonateur (cavité résonnante) à extrémités ouvertes, la méthode d'analyse appliquée aux lignes micro-rubans fût aussi utilisée pour l'étude des antennes microbandes. Ce qui permet de déterminer, pour ces dernières, la distribution des champs sur les extrémités ouvertes de la cavité. Les résultats théoriques et expérimentaux ont montrés qu'aux hautes fréquences, les pertes par rayonnement sont relativement importantes à celles provoquées par diélectrique. Comme il a été confirmé aussi que les lignes microbandes à extrémités ouvertes, imprimées sur substrat diélectrique épais et de faible constante ϵ_r rayonnent plus d'énergie [16, pp. 5].

Le rayonnement des antennes microbandes provient des champs dispersés à travers le bord du conducteur qui constitue l'élément rayonnant de l'antenne et le plan de masse. Le phénomène en question peut être mis en évidence en considérant le cas simple d'une plaque conductrice rectangulaire, distante du plan de masse d'une faible fraction de la longueur d'onde (Fig. II.2.a). En tenant compte des petites dimensions de l'antenne, on suppose qu'il n'y a pas de variation du champ électrique à travers la largeur et l'épaisseur de la structure microbande (Fig. II.2.b), mais varie seulement suivant sa longueur qui est de l'ordre d'une demi-longueur d'onde. Les champs de dispersion au niveau des ouvertures que présente la structure seront à l'origine du rayonnement en zone lointaine et peuvent être décomposés en composantes normales et tangentielles par rapport au plan de masse. Donc, du fait que la longueur de la plaque conductrice est de $\lambda/2$, les composantes normales sont en opposition de phase, par contre les tangentielles seront en phase. Ces composantes se combinent pour donner un champ rayonné maximal normal à la surface de la structure (orientation du lobe principal). Par conséquent, la structure de l'antenne peut être représentée par

deux fentes distantes de $\lambda/2$ (Fig. II.2.c), excitées en phase et rayonnent dans le demi-espace situé au dessus du plan de masse [14], [16, pp. 6], [17], [18]. J. Huang [19] propose les dimensions suivantes pour ces deux fentes : ses largeurs égales à l'épaisseur du substrat diélectrique et ses longueurs correspondent à la largeur physique de la plaque rayonnante à laquelle on rajoute l'épaisseur du substrat (Fig. II.3).

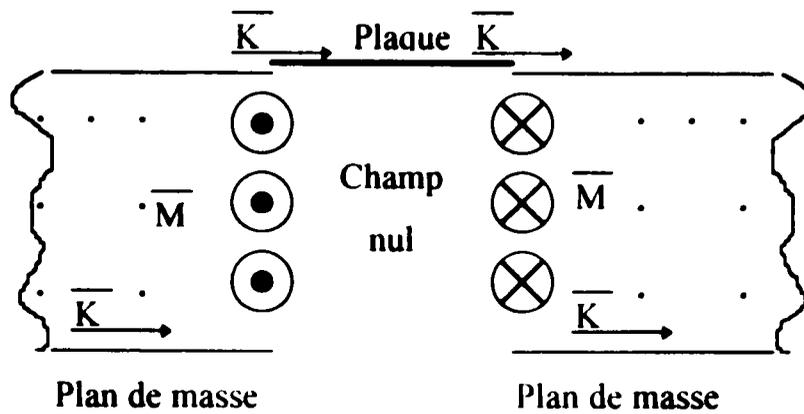
On peut considérer aussi la variation des champs de dispersion à travers la longueur de la plaque conductrice, dans ce cas la structure microbande peut être représentée par quatre fentes fictives (Fig. II.4). D'autres dimensions et expressions correspondantes sont discutées dans [20]. Dans [19], on trouve une représentation de la forme du champ électrique sur les frontières de la plaque pour les deux modes TM_{10} et TM_{02} (Fig. II.5) inspirée du modèle de la cavité avec source [1], [21].

Comme mentionné précédemment, la présence des champs de dispersion sur les frontières de la plaque a pour effet d'introduire un décalage entre la fréquence de résonance mesurée et celle calculée théoriquement, cela a été constaté et analysé d'une manière empirique [21]. Ainsi qu'une interprétation basée sur le fait que la présence des champs de dispersion augmente l'effet de capacitance entre la plaque rayonnante et le plan de masse, ce qui diminue la fréquence de résonance, a été donnée par J. S. Dahele *et al.* [22]. Pour calculer cette fréquence, on introduit des grandeurs effectives à la place de celles physiques [1], [9], [22]-[30].

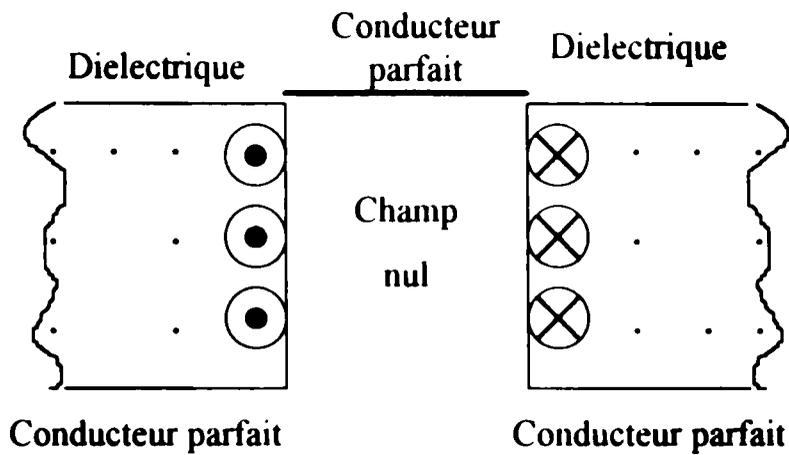
II.3. Densités surfaciques équivalentes des courants électriques et magnétiques

A fin de déterminer les caractéristiques d'une antenne microbande, il faut connaître au préalable et avec exactitude la distribution des courants surfaciques sur cette structure, sinon les remplacer par des courants équivalents en utilisant le principe de Huygens [31], [32].

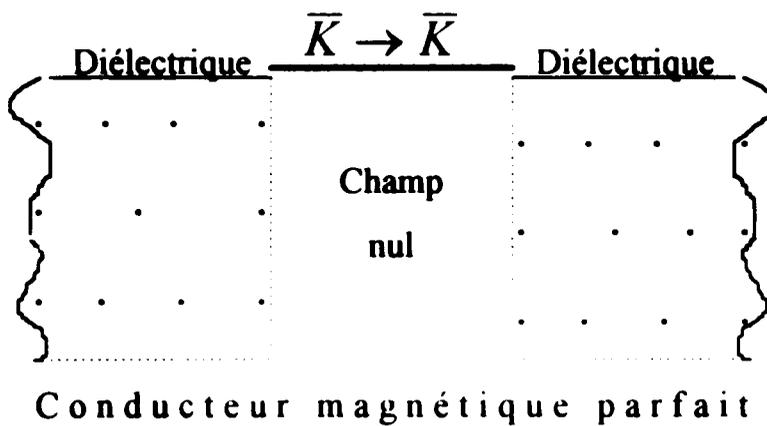
I. J. Bahl *et al.* [16] ont proposé trois modèles de courant qui produisent le même champ lointain que les distributions réelles. Ainsi, le champ lointain peut être calculé en considérant soit un courant magnétique \bar{M} seul dans un conducteur électrique parfait, à partir d'un courant électrique \bar{K} seul dans un conducteur magnétique parfait ou à partir des deux types de courant pris ensemble (Fig. II.6). Les formulations pour ces sources de courants surfaciques produisent le même champ lointain.



(a)



(b)



(c)

Fig. II.6 : a) \bar{K} et \bar{M} pris ensemble.
 b) \bar{M} seul dans un conducteur électrique parfait.
 c) \bar{K} seul dans un conducteur magnétique parfait.

II.4. Champs lointains

Une fois la répartition des courants sur la structure est connue (généralement, on fait appel aux principes d'équivalence du paragraphe II.3.), on établit les vecteurs potentiel associés à ces courants par des relations intégrales liant à la fois les sources et la fonction de Green dans l'espace libre, les champs lointains seront ensuite déduits en fonction des composantes des vecteurs potentiel et des directions de rayonnement (θ, ϕ) suivant les étapes [32] :

α - Choix d'une surface fermée sur laquelle la densité de courant J ou les densités de courant équivalentes J et \bar{M} existent et les exprimer par l'intermédiaire du champ électromagnétique sur cette surface via les conditions de discontinuité.

β - Détermination des potentiels vecteur \bar{A} et \bar{F} par des intégrations sur la surface des sources pour aboutir à une forme asymptotique de cette intégrale, exploitant la présence du point d'observation à une distance très grande du point source.

γ - Déduction du champ électromagnétique en zone lointaine en fonction de \bar{A} et \bar{F} trouvés dans (β).

Rappelons que dans les applications sus-citées, la fonction de Green dans l'espace libre est utilisée pour évaluer les champs rayonnés. Pour les antennes microbandes planaires, il a été montré [33] que l'équivalence entre les courants électriques sur la plaque conductrice et les courants magnétiques présents sur le mur magnétique n'est exacte que si la fonction de Green associée au milieu stratifié de la structure (Fig. II.7.) est utilisée.

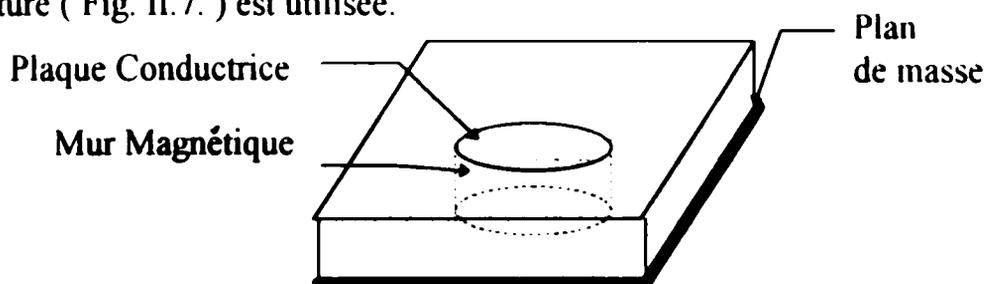


Fig. II.7. : Configuration géométrique de l'antenne.

Par conséquent, les résultats relatifs à l'antenne microbande circulaire ont montré que cette formulation par les deux types de fonctions de Green mène au même résultat pour les champs rayonnés, à condition de considérer des épaisseurs faibles et des constantes diélectriques petites pour les substrats utilisés [34] (Annexe I). Les deux dernières contraintes sont très souvent respectées et ce, pour les raisons discutées dans le paragraphe III.2.b., cela justifie l'utilisation du formalisme de la fonction de Green dans l'espace libre dans la littérature [29], [35]-[39], car celui-ci est moins compliqué comparativement à celui traitant la fonction de Green du milieu stratifié.

Une autre technique pour estimer les champs rayonnés est donnée en (Annexe III), elle est utile lorsque la formulation est dans le domaine spectral.

II.5. Techniques utilisées pour l'excitation d'une antenne micro-ruban

Du moment que les antennes micro-rubans ont des éléments rayonnant sur l'extrémité du substrat diélectrique, pour cela elles sont alimentées par une ligne microbande ou coaxiale. L'adaptation est souvent nécessaire entre la ligne d'excitation et l'antenne, car l'impédance d'entrée de cette dernière diffère généralement de celle de la ligne (qui est habituellement de 50Ω). Cela peut être assuré par le choix convenable de la position de la ligne d'excitation sur la plaque. Cependant, les caractéristiques de rayonnement de l'antenne seront affectées et dépendront de l'emplacement du point d'excitation [16]. Les remarques suivantes s'avèrent nécessaires:

- Dans le cas d'une excitation par ligne microbande, la connexion entre la source d'alimentation et l'antenne est en principe réalisée par une ligne coaxiale dont la sonde est fixée sur la ligne micro-ruban à une distance de quelques longueurs d'onde, du bord de contact antenne-ligne microbande [4]. Quant au problème d'adaptation, il est résolu par le choix convenable de la longueur du tronçon de ligne microbande servant à l'excitation [38]. Les courants de la ligne d'alimentation sont copolarisés avec ceux de la plaque rayonnante (Fig. II.8.a).
- La ligne d'excitation est mise en contact direct sur le côté non rayonnant de l'antenne microbande (Fig II.8.b) et les courants d'excitation dans ce cas sont orthogonaux à ceux de la plaque résonante [40].

La position du point d'alimentation peut être ajustée le long de cette frontière pour avoir une adaptation d'impédance à la résonance.

- La plaque rayonnante peut être couplée capacitivement ou électromagnétiquement à la ligne micro-ruban insérée dans le substrat. Il a été montré que pour ce cas de configuration (Fig. II.8.c), l'utilisation de substrats différents entre ligne d'excitation et antenne peut améliorer la largeur de la bande passante de l'antenne [4], [17], [25], [41]-[43].

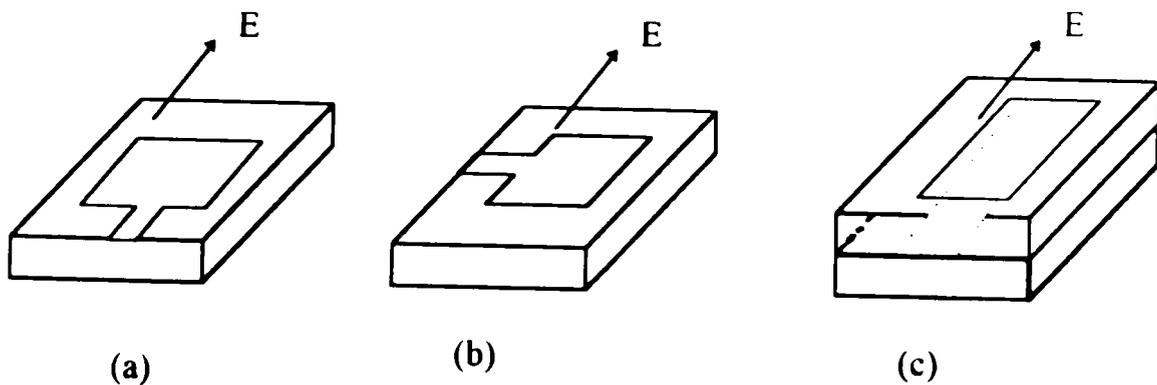


Fig. II.8 :

- Plaque alimentée à travers une frontière rayonnante.
- Plaque alimentée à travers une frontière non rayonnante.
- Plaque couplée capacitivement à une ligne micro-ruban.

La géométrie présentée dans la (Fig. II.8.c) offre des avantages relatives à une excitation réalisée par contact direct avec une ligne microbande et la frontière de la plaque rayonnante (Fig. II.8.a, b) ou par une excitation à l'aide d'un câble coaxial, parmi ces avantages on cite :

- La possibilité de placer le réseau d'alimentation proche au plan de masse diminue ainsi le rayonnement à partir des discontinuités dans la ligne de transmission.
- L'écart du plan de masse par rapport au plan conducteur peut être augmenté pour obtenir une largeur de bande plus grande.
- L'adaptation entre la plaque conductrice et la ligne d'excitation est réalisée par un choix convenable de la pénétration de la ligne d'excitation.
- L'absence de contacts entre le résonateur et la ligne rend parfois la fabrication de l'antenne plus facile [4], [17].

- ♦ Dans certains cas, il sera avantageux d'utiliser une constante diélectrique élevée dans le but de réduire les dimensions du réseau d'excitation. d'autre part, l'excitation des ondes de surface augmente avec la permittivité du diélectrique. Cet effet indésirable est atténué en utilisant un substrat de faible permittivité diélectrique pour la plaque rayonnante, donc, on réduit la constante dielectrique effective du substrat composite supportant la plaque [4], [44].

II.6. Autres techniques d'excitation d'une antenne microbande

II.6.a. Antenne microbande couplée à distance à travers une ouverture avec une alimentation perpendiculaire

La plaque rayonnante est imprimée sur le substrat vertical d'épaisseur d_v et de permittivité ϵ_{rv} , tandis que le substrat contenu dans le plan horizontal de l'alimentation a une épaisseur d_f et une permittivité ϵ_{rf} . Le substrat de l'alimentation est placé de telle manière qu'il soit au milieu de l'ouverture localisée à l'arrière de la plaque. La ligne microbande d'excitation passe près de cette ouverture et se termine par un stub en circuit ouvert, utilisé comme moyen d'adaptation. Les deux plans de masse (respectivement de l'antenne et du système d'alimentation) sont reliés à la jonction, sauf à proximité de l'ouverture qui assure le couplage, où la partie de ce plan de masse qui se trouve sous la ligne d'excitation est supprimée (Fig. II.9). Ceci protège bien l'ouverture d'être fermée par cette partie du plan de masse qui se trouve en dessous de la ligne d'excitation. En effet, cela peut augmenter le couplage ligne microbande-ouverture en concentrant les lignes de champ venant de la ligne d'excitation via l'ouverture qui doit être centrée sur le plan arrière de la plaque rayonnante dans le but d'obtenir le maximum de couplage [45].

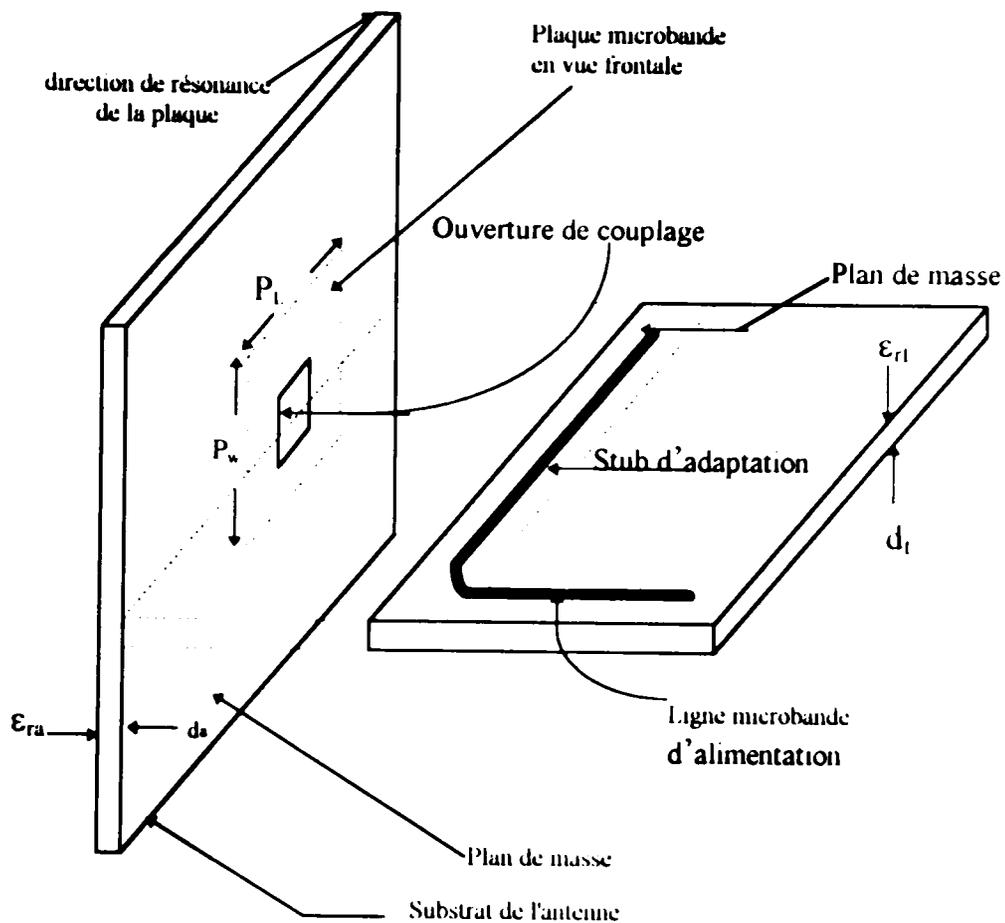


Fig. II. 9 : Géométrie de l'antenne microbande couplée à travers une ouverture avec une alimentation perpendiculaire à distance.

II.6.b. Antenne microbande excitée à travers une ouverture

Dans ce cas d'excitation, on utilise deux substrats parallèles : le substrat supérieur contient l'élément rayonnant de faible constante diélectrique ϵ_{ra} . Quant au substrat inférieur, il peut avoir une constante diélectrique élevée. Le couplage s'effectue à travers une ouverture de faibles dimensions, localisée dans le plan de masse. Ce dernier se situe en dessous de la plaque rayonnante d'une telle structure (Fig. II.10). Il est à remarquer que dans ce cas de structure, deux substrats différents ont été utilisés [45].

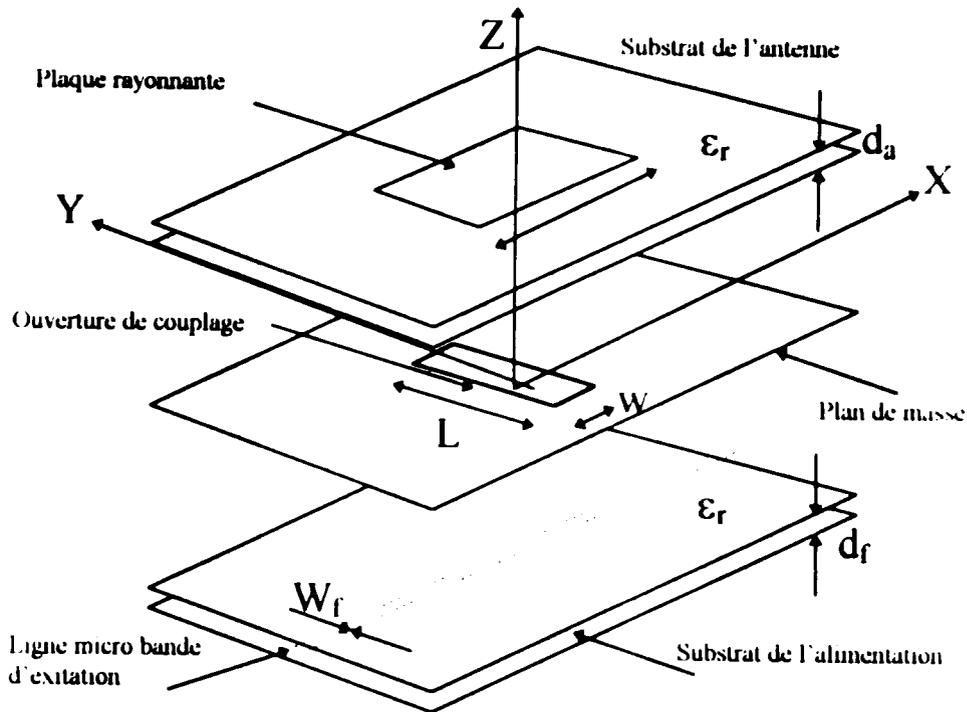


Fig. II.10 : Configuration de l'antenne microbande excitée à travers une ouverture.

Pour avoir une émission des champs à polarisation circulaire par ce type d'antenne, on lui rajoute une autre ouverture dans le plan de masse, qui soit perpendiculaire à la première et un autre ruban parallèle au premier et situé dans le même plan du premier ruban [46].

II.7. Modélisation de la source

Certaines formulations ne tiennent pas compte de la source d'excitation [16], [47], alors que dans [19], [21], [48], on modélise la ligne coaxiale par une source ponctuelle présente au point de contact sonde-plaque rayonnante. Quant à la ligne micro-ruban d'excitation, elle est remplacée par un courant ruban de largeur identique à celle de la ligne microbande utilisée [21]. Parfois, on introduit des dimensions effectives pour ces sources. En effet, dans les références [5], [13], [49], on prend un courant uniforme sur les parois latérales du conducteur central de la coaxiale. Pour la ligne microbande on

utilise dans [49] un courant ruban de largeur égale à la largeur de la ligne à laquelle on rajoute le double de la distance séparant le plan de masse et la plaque. Alors que K. F. Lee *et al.* [50] prennent une largeur effective pour le courant ruban issu d'une ligne microbande utilisée comme moyen d'excitation. Cette largeur est fixée d'une manière empirique pour produire une meilleure correspondance entre la théorie et les mesures, sa valeur correspond à un angle d'ouverture situé entre $\pi/10$ et $\pi/20$. Comme, on utilise parfois un courant ruban même pour la coaxiale, avec une largeur égale à 2.24 le diamètre de cette dernière [51]. Notons aussi que la direction des courants est telle que l'écoulement de ces derniers s'effectue de la base (plan de masse) vers la plaque rayonnante et tangentiellement aux parois qui, parfois, sont considérés comme des murs magnétiques, [16], [21]. E. H. Newman *et al.* [48] affirment que la complexité des courants, au niveau de la jonction ligne-plaque, peut être ignorée dans l'analyse, alors que ces courants servent d'excitation pour les courants surfaciques de la plaque [10].

Cependant, l'analyse basée sur le fait de considérer un courant uniforme, au niveau de la jonction ligne-plaque, est en fait loin de la réalité physique, mais cette approximation a donné des résultats satisfaisants, car d'une part, l'épaisseur du substrat diélectrique était faible (de l'ordre de $0.01\lambda_0$ et n'excède pas $0.02\lambda_0$) et d'autre part, sa permittivité était faible (ϵ_r de l'ordre de 2.55). Dans le cas contraire, ces modèles auraient échoué pour donner des impédances raisonnables. La raison pour laquelle on a aussi des résultats convaincants est que la valeur du facteur de qualité Q était élevée, donc le courant surfacique sur la plaque était dû principalement à cette valeur très grande de Q et n'étant pas perturbé par les petites variations du courant d'alimentation. Cependant, lorsque le substrat devient épais, le facteur Q à la résonance devient petit et les variations du courant d'excitation deviennent significatives pour le courant total de la plaque. Il serait difficile dans ce cas, de modéliser ces courants au niveau de la jonction à cause de leurs variations rapides dans cette région du métal. Une solution à ce problème est que dans le domaine spectral et par la méthode des moments, on développe les courants en série à l'aide de trois types

de fonctions de base :

- sur la plaque,
- sur la ligne et,
- sur la zone de transition.

Ce dernier type de fonctions de base s'appelle mode d'attachement existant sur la ligne et sur la plaque rayonnante, il assure la continuité des courants entre la ligne et la plaque et modélise leurs variations rapides au voisinage de la discontinuité [10]-[12], [41], [42], [44].

II.8. Conclusion du Chapitre II

Un aperçu historique sur l'évolution des antennes microbandes a été donné au début de ce chapitre, le phénomène du rayonnement de ces structures a été analysé et les différents modèles sont discutés. La notion des courants équivalents a été donnée, ainsi que la méthode à suivre pour estimer les champs lointains, dans cette dernière on fait appel à la fonction de Green dans l'espace libre :

$$\overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ik_0|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad \text{et aux vecteurs potentiels } \overline{\overline{A}} \quad \text{et} \quad \overline{\overline{F}}.$$

Plusieurs techniques d'excitation des antennes microbandes ont été aussi rapportées, ainsi que les modèles proposées pour la source.

CHAPITRE III

Effet des différents paramètres sur les performances des antennes microbandes.

III.1. Introduction

Les antennes microbandes trouvent un vaste domaine d'application car elles présentent beaucoup d'avantages par rapport aux antennes classiques [2], [5], [6], [8], [17], [35], [37]-[39], [48], [52]-[60]. Malheureusement, ces dispositifs n'ont pas que des avantages, ils sont parfois limités et parmi les inconvénients qui ont été constatés, on peut citer : le rayonnement faible [55], [61], la bande passante étroite [52], [54], [56], [60], [62]-[67], le coût élevé pour la réalisation des réseaux phasés [11], [14], la perturbation due aux ondes de surface [36], [54], [67], [68], les pertes dans la ligne microbande excitation et le rayonnement de fuite à travers les connections et les transitions [2].

Malgré leurs avantages et inconvénients, plusieurs recherches ont été menées sur différentes structures d'antennes dans le but de les perfectionner encore plus tout en réduisant leurs inconvénients. Dans ce chapitre, nous exposons la dépendance des caractéristiques des antennes en fonction de leurs paramètres physiques. Notre objectif n'est pas de citer tous les types d'antennes micro-ondes existantes, mais nous nous sommes intéressés principalement aux antennes de type dipôle imprimé, aux antennes microbandes et aux antennes à fentes, alors que d'autres types seront cités à titre d'exemple.

III.2. Effet des différents paramètres

III.2.a. Effet de la forme géométrique et des dimensions de la plaque rayonnante

La structure planaire est très conseillée actuellement dans le sens où la plaque rayonnante peut prendre une forme arbitraire [16]. Ainsi la fréquence de résonance diminue avec l'augmentation des dimensions de la plaque résonnante et vice versa [8], [26], [28], [48], [65], [69], ce qui justifie le fait que la forme circulaire n'est pas utilisée dans la gamme des basses fréquences de l'UHF, à cause de ses dimensions encombrantes [6]. Pour ces raisons, la structure microbande (antenne ou ligne de transmission) est plus exploitée en miniaturisation pour pouvoir opérer à des fréquences plus élevées. Par conséquent, certaines difficultés apparaissent sur le plan

technologique lors de la fabrication de l'antenne. En effet, les circuits deviennent plus fragiles et génèrent des pertes qui augmentent en fréquences élevées [2], [70]. La résistance à la résonance diminue avec la diminution des dimensions de la plaque [48]

III.2.b. Effet de l'épaisseur et de la constante diélectrique du substrat

L'augmentation de l'épaisseur du substrat diélectrique a comme effet la diminution de la fréquence de résonance de l'antenne [21], [22], [26], [65] et l'élargissement de la bande passante de l'impédance d'entrée de l'antenne [22], [65], [66], [69].

Les deux importants effets qui risquent d'altérer les caractéristiques des antennes à épaisseur élevée du diélectrique sont : les ondes de surface et le couplage. Cependant, le mode TM_0 de ces ondes possède une fréquence de coupure nulle [58],[71], [72] ce qui le rend toujours propagatif, même pour les substrats de très faibles épaisseurs. Si ces derniers deviennent plus élevés, d'autres modes peuvent exister. Par conséquent, l'énergie couplée entre ces modes sera d'autant plus grande [67], [68] et l'excitation supplémentaire due aux ondes de surface qui naissent aura les inconvénients suivants :

- L'efficacité du rayonnement de l'antenne peut être dégradée à des niveaux inacceptables.
- Le rayonnement dû aux ondes de surface peut engendrer de sérieuses perturbations sur le rayonnement de l'antenne.
- Possibilité d'un couplage d'énergie, indésirable, dans le cas de réseaux [36].

Pour miniaturiser les circuits micro-ondes, on peut sélectionner, lors de la fabrication, un substrat à constante diélectrique élevée [3], mais tout en essayant d'avoir un compromis entre ces améliorations et l'effet des ondes de surface [2].

III.2.c. Effet des dimensions finies du plan de masse

La plupart des recherches faites sur les antennes microbandes étaient basées sur l'approximation que le plan de masse avait des dimensions infinies. Cependant, de telles dimensions pour une antenne commercialisée ne peuvent pas l'être et la connaissance des caractéristiques de rayonnement associées à une antenne avec un plan de masse fini s'est avérée indispensable. L'étude d'un modèle théorique d'une

III.2.f. Effet de la position de l'alimentation

Une variation de la position de la sonde coaxiale servant à l'excitation d'une plaque rectangulaire à travers la frontière n'affecte pas la largeur de bande de l'antenne [74] ni son impédance d'entrée [61]. Par contre, on constate une légère variation de cette dernière si la ligne d'excitation est la microbande [41], alors qu'une variation de la position de l'alimentation sur la plaque conductrice, tout en se déplaçant en profondeur affecte l'impédance d'entrée à la résonance, ce qui reste à exploiter en cas d'adaptation de la plaque rayonnante avec la ligne d'excitation à la résonance [42], [59].

III.3. Antennes micro-ondes

III.3.a. Première classe : Antennes de type dipôles imprimés

Un dipôle est constitué par un élément conducteur de largeur très petite, imprimé sur un substrat diélectrique déposé sur un plan de masse. En pratique, l'alimentation du dipôle peut être une ligne qui se constitue de deux fils imprimés sur le substrat et connectés au centre du dipôle (Fig. III.1 a). Cette ligne d'excitation sert à transporter la puissance RF ou la puissance IF. Si un détecteur se trouve placé au milieu du dipôle dans les deux cas, ce type d'alimentation reste oscillant par rapport au plan de masse, ce qui constitue un cas très défavorable dans certaines applications. L'utilisation des lignes microbandes parallèles pour le couplage du dipôle rayonnant [1], [43], peut alléger cette difficulté, l'inconvénient est que le système d'excitation sera peu compliqué, nécessitant éventuellement des conducteurs imprimés sur deux niveaux du substrat [67].

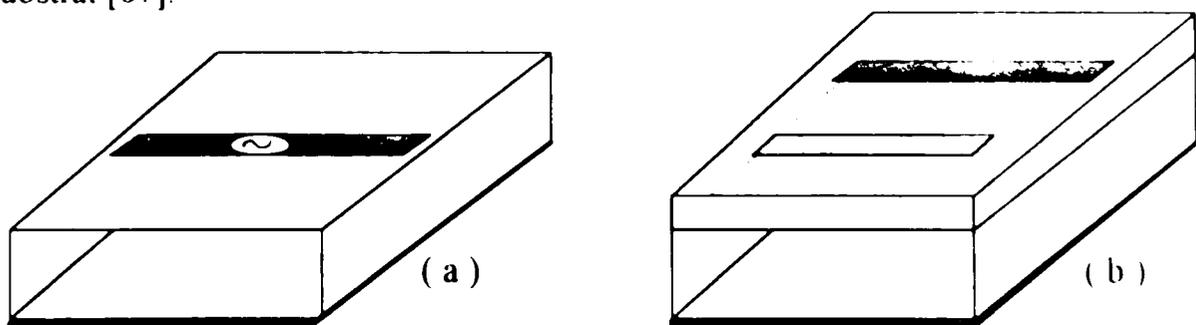


Fig. III.1 : a) Dipôle imprimé alimenté par le centre.
b) Ligne d'excitation à un niveau intermédiaire dans le substrat.

Les deux structures ont d'autre part des caractéristiques communes. Cependant, elles possèdent la même distribution des courants, donc, des champs rayonnés identiques. Ces antennes cessent de résonner à partir d'une certaine épaisseur du substrat diélectrique [67].

III.3.d. Troisième classe : Antennes à fentes

Les antennes à fentes sont très utilisées dans beaucoup d'applications à cause de leurs nature conforme, le fonctionnement à haute puissance et facilité de fabrication. Elles peuvent être montées sur les "aircrafts" et les "spacecrafts". Le rayonnement et l'impédance caractéristique de l'antenne à fente doivent, au préalable, être étudiés avant de l'introduire dans n'importe quelle application. Dans le cas pratique, la fente est "backed" par une sorte de cavité. Ce type de structure constitue un mécanisme de rayonnement de l'énergie dans l'espace. L'analyse d'une telle structure débute toujours par la détermination du champ à l'intérieur de la cavité, (ligne de transmission ou guide d'onde), sur la fente et à l'intérieur de la cavité. On distingue trois types d'antennes à fentes selon le type du dispositif sur lequel est réalisée la fente

- Antennes à fentes réalisées sur des cavités :

Un exemple de cette catégorie est l'antenne à fente sur une cavité cylindrique dont l'étude de la variation de l'impédance donne une courbe ayant deux résonances, interprétées comme étant :

- ♦ une résonance de la fente (la fréquence de cette résonance est contrôlée par les dimensions de la fente).
- ♦ l'autre résonance est due à celle de la cavité [78].

- Antennes à fentes réalisées sur des guides d'ondes :

Deux techniques sont présentées pour caractériser ce type d'antennes ce sont la méthode du schéma électrique équivalent pour la fente et celle des équations intégrales. L'analyse permet la prédiction de la distribution du champ sur la fente ainsi que sa longueur de résonance [79].

- Antennes à fentes réalisées sur des lignes de transmission microbandes :

L'analyse était souvent basée sur la supposition quasi-TEM, car la largeur de la fente est toujours prise très faible devant la longueur d'onde du fonctionnement tel que le champ électrique n'a aucune composante transversale à l'ouverture. Cela conduit à proposer un schéma électrique équivalent pour cette fente en utilisant la technique de la puissance complexe [80] ou par la méthode des équations intégrales [81]. Le traitement permet aussi de déterminer la répartition du champ électrique ainsi qu'une étude de la variation de l'impédance, au niveau de la fente. Cette variation a l'allure d'une courbe de résonance usuelle.

Remarque :

Il existe aussi d'autres types d'antennes ayant une structure planaire, présentées dans la littérature; telles que : les antennes à ondes atténuées [82]-[84] qui présentent certaines améliorations quant à la largeur de bande et la possibilité du balayage du faisceau directif.

III.4. Conclusion du Chapitre III

Un exposé de quelques types d'antennes micro-ondes qui relatent les antennes microbandes est présenté dans ce chapitre avec une investigation de l'effet des différents paramètres des antennes microbandes (soient les dimensions de ses constituants et les caractéristiques électriques et magnétiques des couches diélectriques utilisées). Chaque type d'antenne n'est, en principe, mis en réalisation que pour y remédier à une certaine limitation ou surmonter certains problèmes apparaissant lors de l'utilisation des premières générations d'antennes microbandes.

Bien entendu, les structures proposées introduisent aussi d'autres problèmes en plus des améliorations qu'ils portent. Par conséquent le choix d'un type d'antenne est imposé par la nature de l'application, ses exigences et les performances souhaitées.

CHAPITRE IV

**Caractérisation de l'antenne microbande
par les modèles
de la cavité et de la ligne de transmission.**

IV.1. Introduction

Les méthodes et les modèles proposés pour analyser les antennes microbandes peuvent être classés en deux groupes :

- Le premier groupe part de certaines suppositions physiques qui aboutissent généralement à des formules analytiques simples, très demandées pour une compréhension du phénomène physique et pour la CAO. Ces modèles sont souvent appelés modèles de la ligne de transmission [17], [18], [20], [23], [26], [28], [61]. L'inconnu à déterminer serait la constante de propagation [48]; les pertes par rayonnement sont bien entendu incluses dans le coefficient d'atténuation de la constante de propagation [25]. La structure microbande plaquée à extrémités ouvertes peut être conçue pour jouer le rôle d'un résonateur ou d'une antenne. dans le premier type, la conception est faite de sorte à confiner les champs sous la plaque conductrice, alors que dans la seconde on veille à ce que les champs dispersés à proximité des frontières de la plaque soient maximums [16], [85]. Par conséquent, le modèle dit de la cavité est également conseillé. Dans ce cas, l'inconnu serait le système des modes propagatifs et leurs fréquences de résonance [1], [16], [21], [50], [51]. Les inconvénients spécifiques à ce groupe de méthodes sont : leurs inaptitudes pour prédire toutes les caractéristiques de l'antenne, et les conditions considérées de l'épaisseur faible du substrat diélectrique et d'une constante diélectrique petite rendent la caractérisation, en quelque sorte limitée. Ce qui nous contraint à utiliser des formules de correction.
- Le deuxième groupe est basé sur un problème électromagnétique de valeurs aux frontières, qui aboutit à une équation intégrale dont la résolution pour déterminer l'inconnu qui est dans ce cas la distribution des courants surfaciques sur la plaque. Une variante de méthode appartenant à ce groupe est présentée au (Chapitre V).

IV.2. Résultats et discussions

Nous avons étudié le rayonnement d'une antenne carrée de côté a par le modèle de J. W. Mink [1], (Annexe I), les courbes représentant les diagrammes de rayonnement sont rapportées aux figures (Fig. IV.2), puis l'antenne circulaire de rayon a par le modèle de la cavité et par le modèle de Chew [34], les diagrammes de rayonnement sont (Fig. IV.3).

Les deux antennes étudiées (carrée et circulaire) travaillent à une fréquence choisie proche de la fréquence de résonance du mode fondamental de la circulaire soit TM_{11} , avec $k_1 a = 1.84118$, qui est proche de la fréquence du mode TM_{10} du carrée avec $k_1 a = 1.77245$. Les diagrammes obtenus sont exécutés pour différentes valeurs de ϵ_r selon [1] et d/a selon [34] et sont tous normalisés par le facteur $\frac{1 - \cos(\beta a)}{\beta a}$ [34].

La deuxième série de courbes (Fig. IV.4 - Fig. IV.7) représente la variation de l'impédance d'entrée (partie réelle et imaginaire) en fonction de la fréquence d'opération et ce, pour différentes valeurs des paramètres ϵ_r , W , L , H , d_0 , x_0 pour une antenne rectangulaire excitée par un câble coaxial via une sonde (Fig. IV.1). Le modèle adapté est celui de Abboud [26]. Pareil, pour les impédances, les paramètres de l'antenne rectangulaire sont choisis de la littérature [1], [26], [34], [86].

Par la suite, on donne uniquement les constatations sur les diagrammes et les courbes. Les explications sont discutées dans (Chapitre II et la théorie de l'Annexe I).

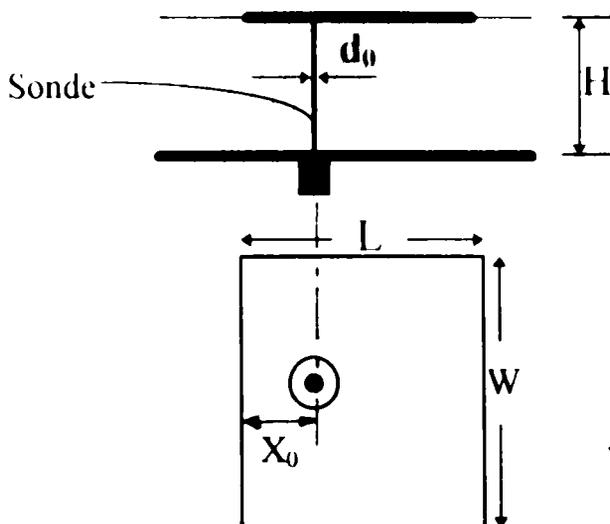
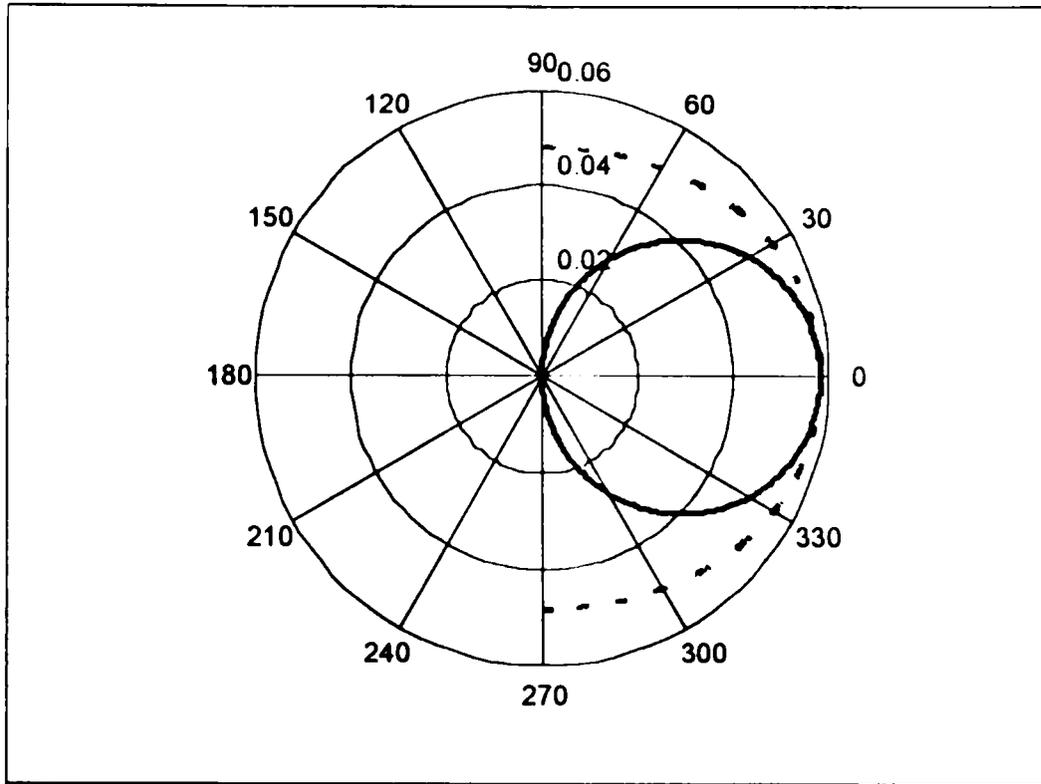
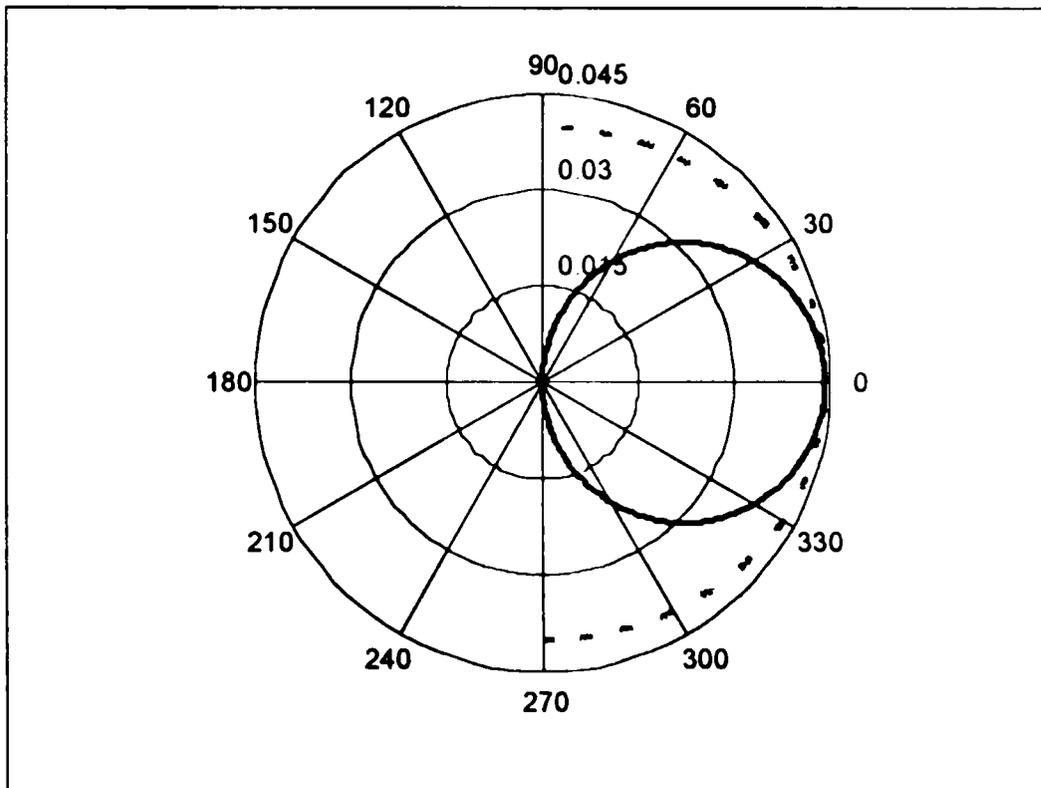


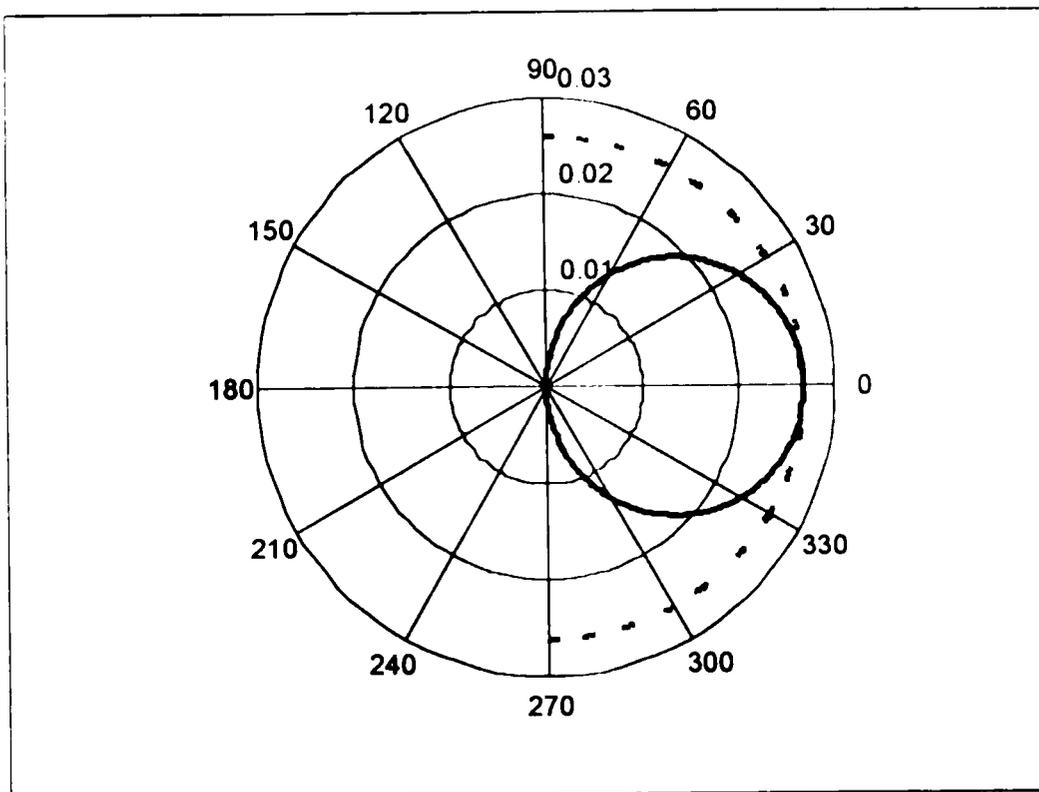
Fig. IV.1 : Antenne microbande rectangulaire excitée par un câble coaxial via une sonde.



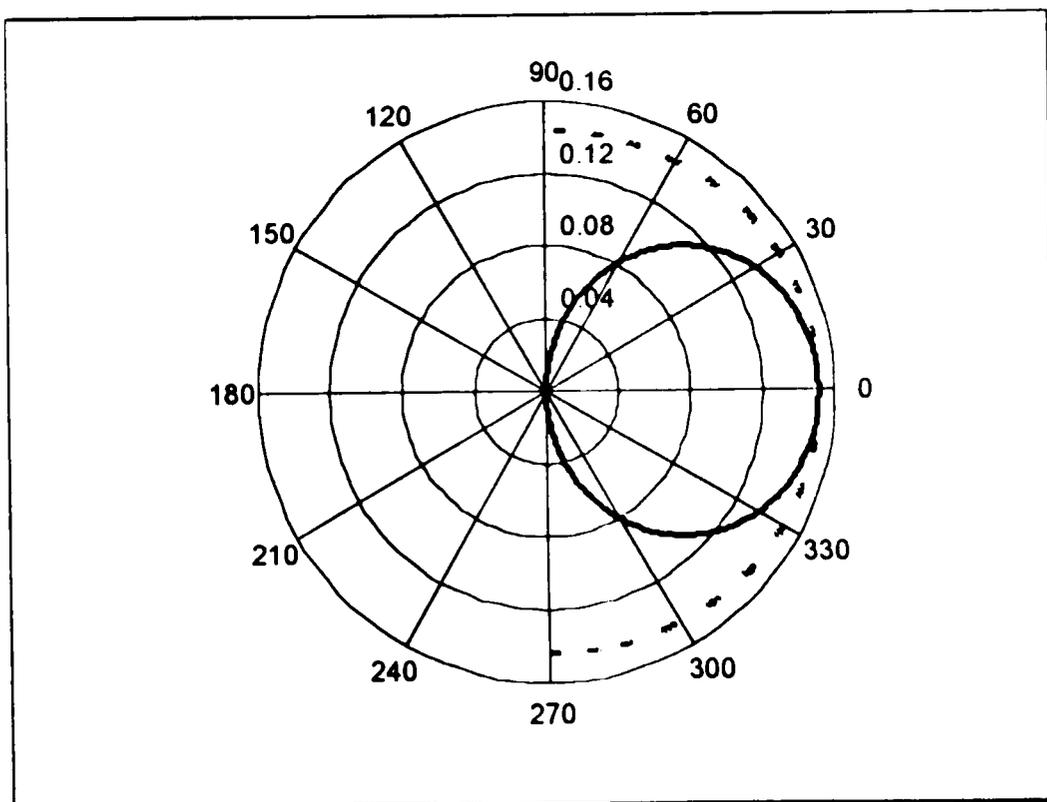
(a)



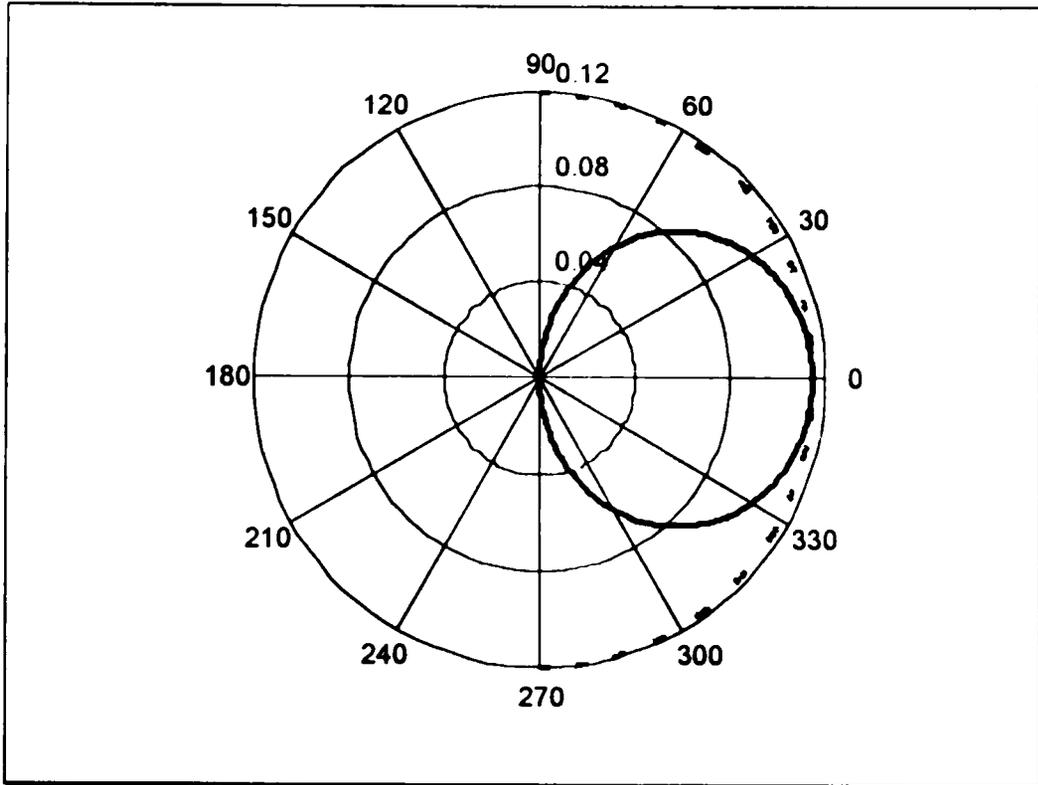
(b)



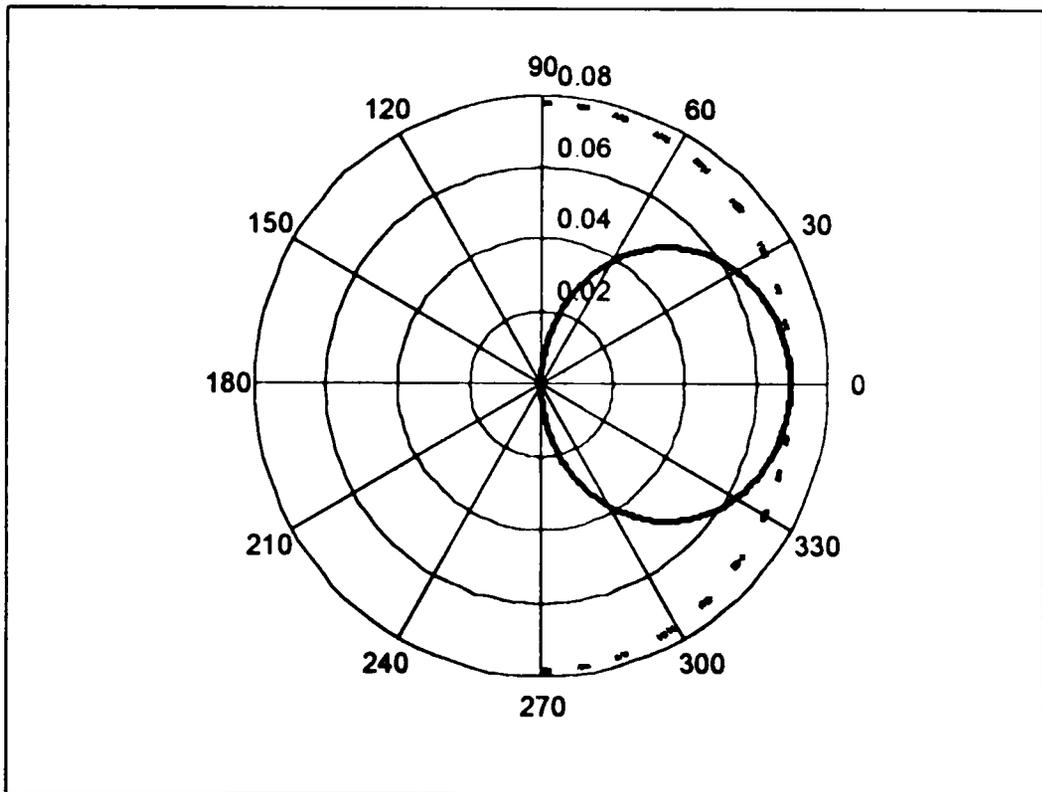
(c)



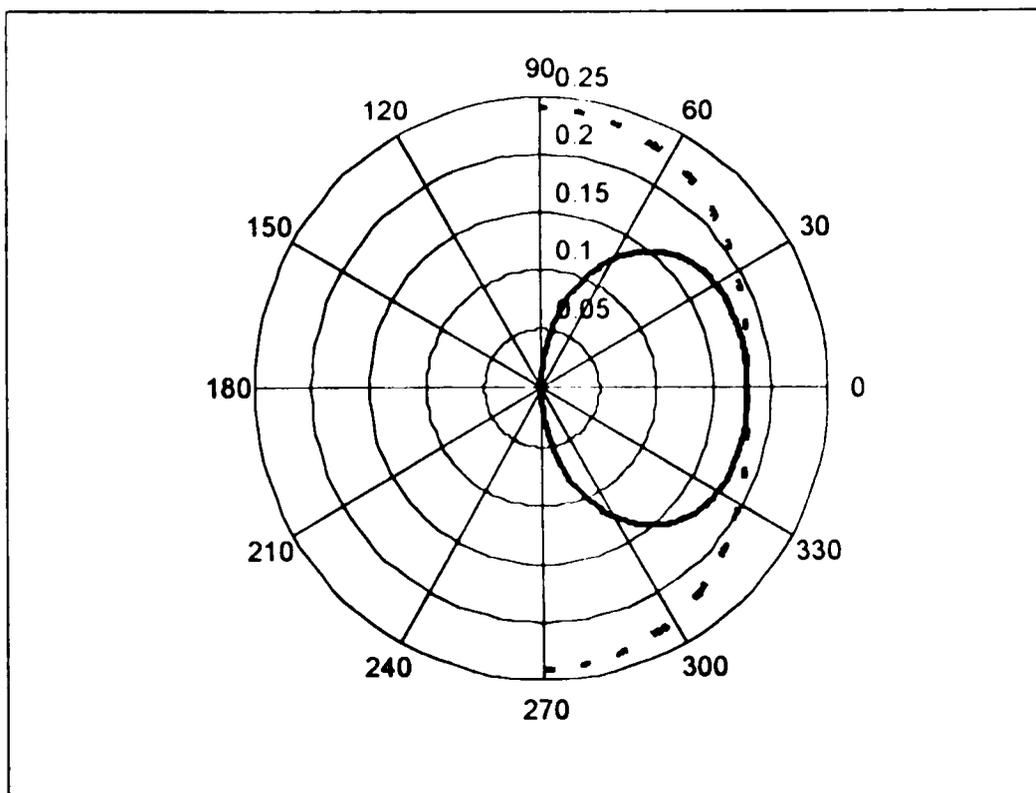
(d)



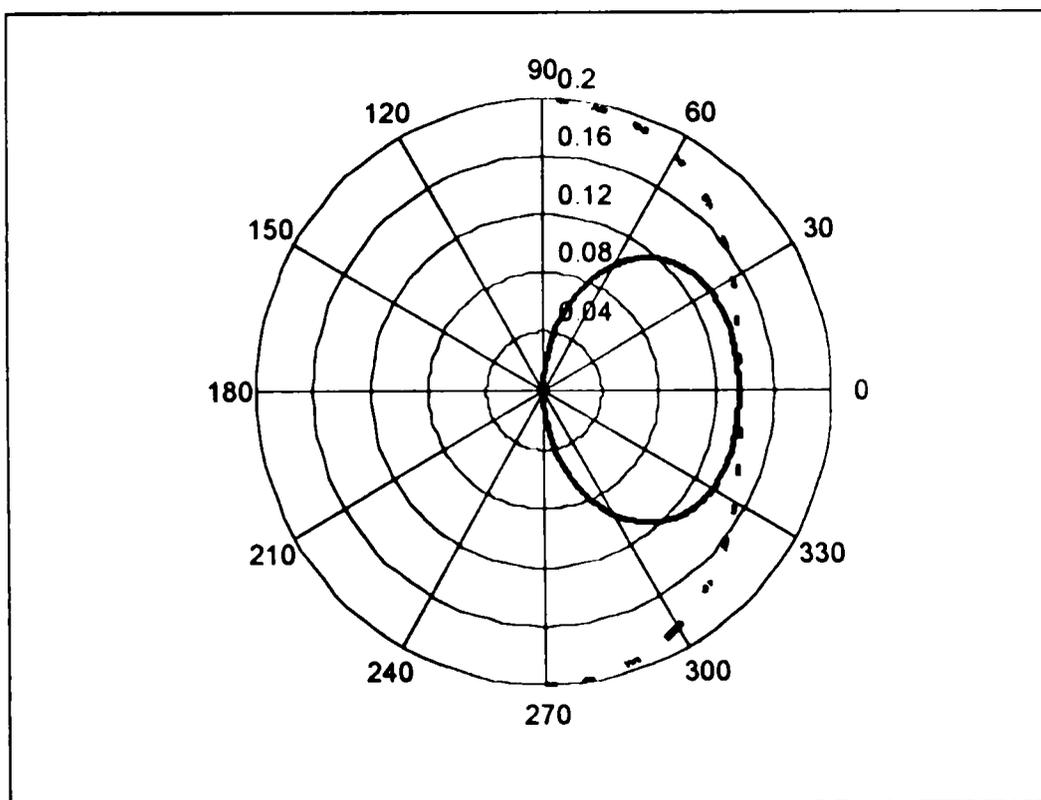
(e)



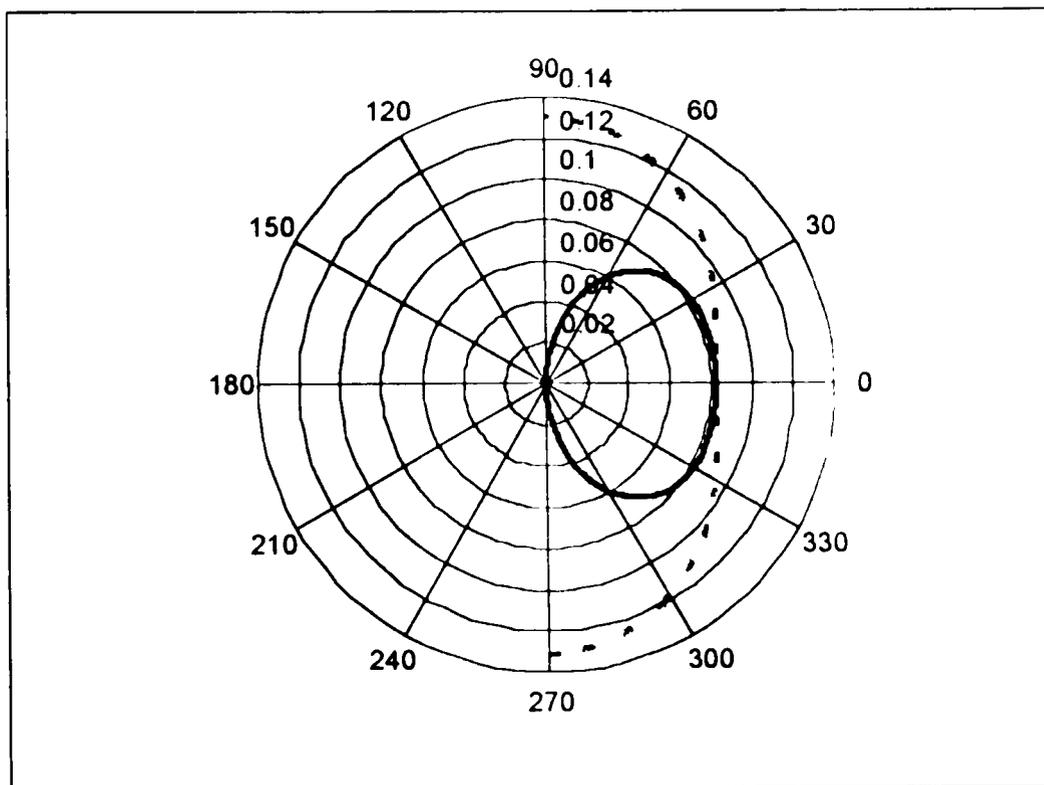
(f)



(g)



(h)

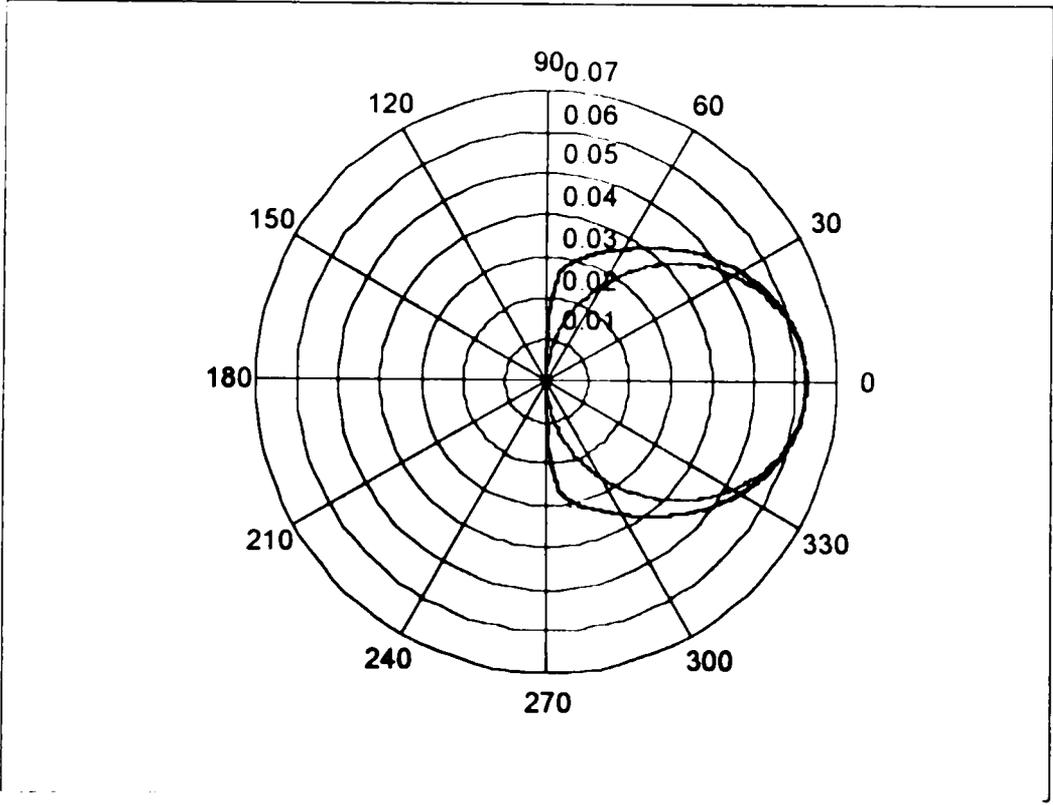


(i)

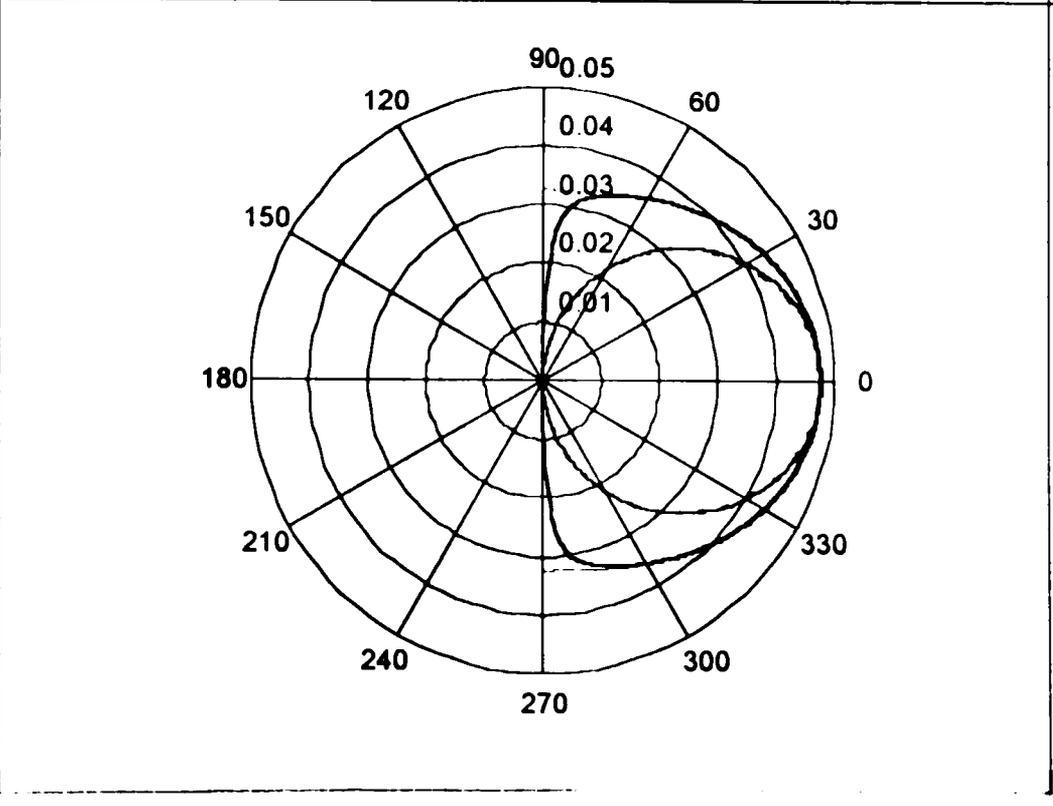
Fig. IV. 2 : Champ rayonné par une antenne carrée dans les plans E et H selon le modèle de [1]. $k_1 a = 1.84118$, $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$.

----- $|\bar{E}|$ à $\phi = 0$.
 ————— $|\bar{E}|$ à $\phi = \pi/2$.

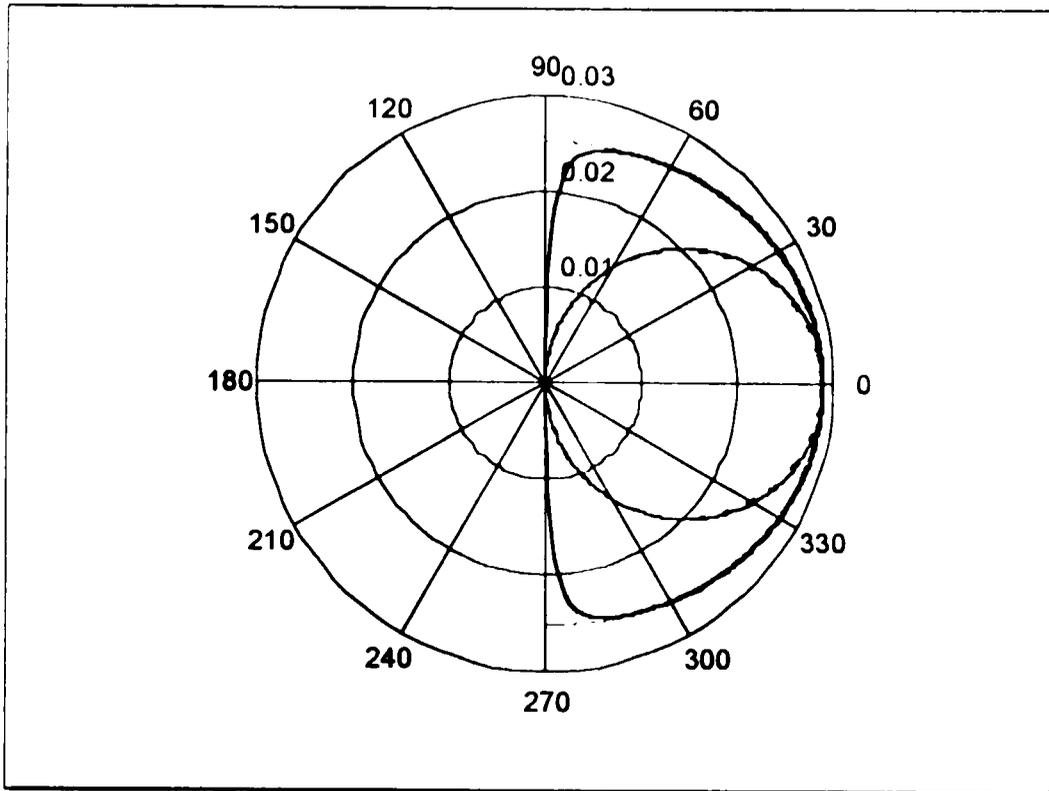
- a) $\epsilon_r = 2.17$, $d/a = 0.1$.
- b) $\epsilon_r = 3.78$, $d/a = 0.1$.
- c) $\epsilon_r = 10.3$, $d/a = 0.1$.
- d) $\epsilon_r = 2.17$, $d/a = 0.3$.
- e) $\epsilon_r = 3.78$, $d/a = 0.3$.
- f) $\epsilon_r = 10.3$, $d/a = 0.3$.
- g) $\epsilon_r = 2.17$, $d/a = 0.5$.
- h) $\epsilon_r = 3.78$, $d/a = 0.5$.
- i) $\epsilon_r = 10.3$, $d/a = 0.5$.



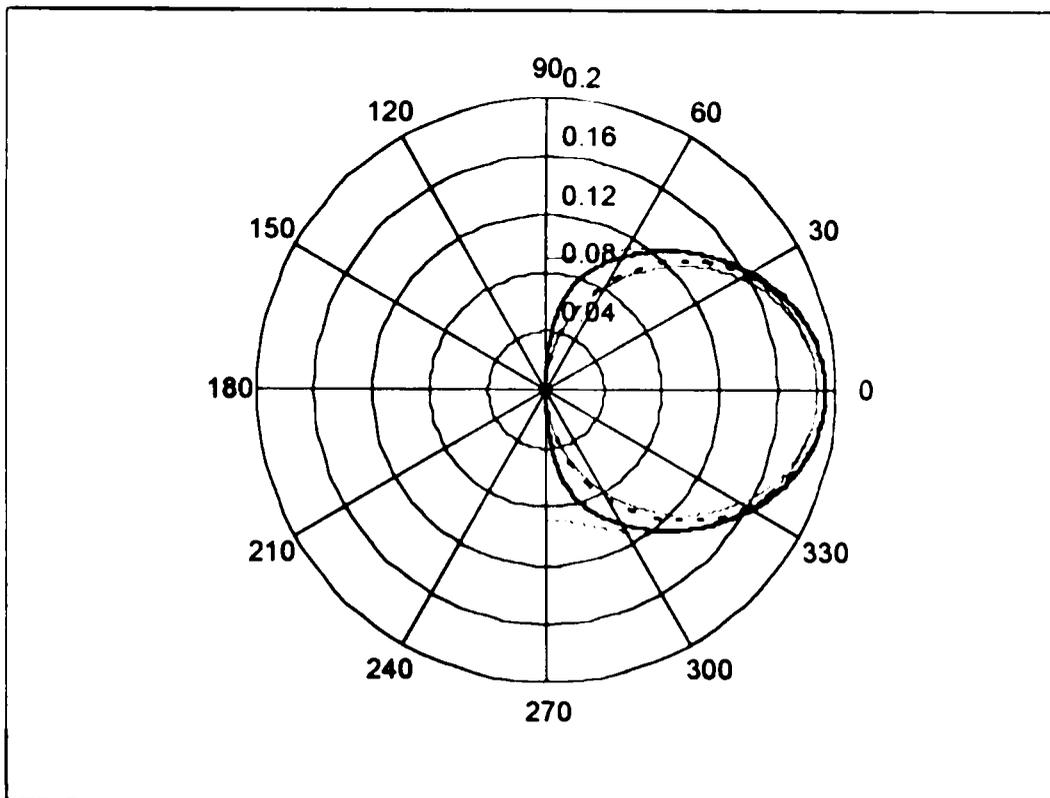
(a)



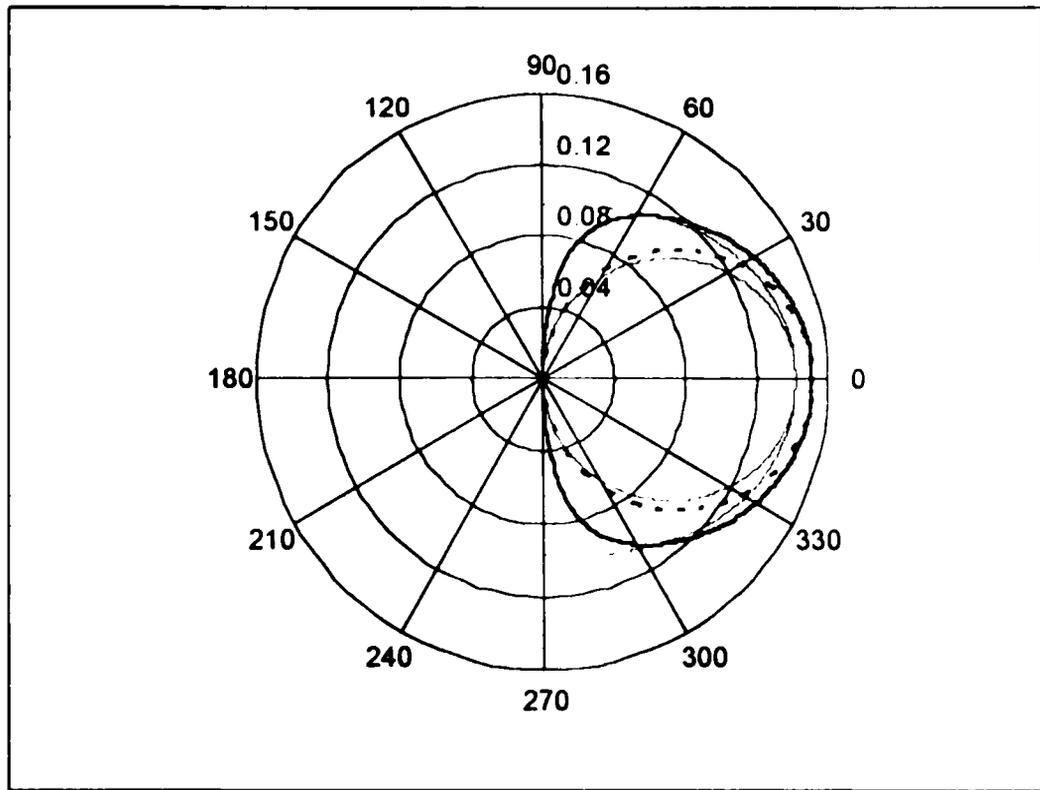
(b)



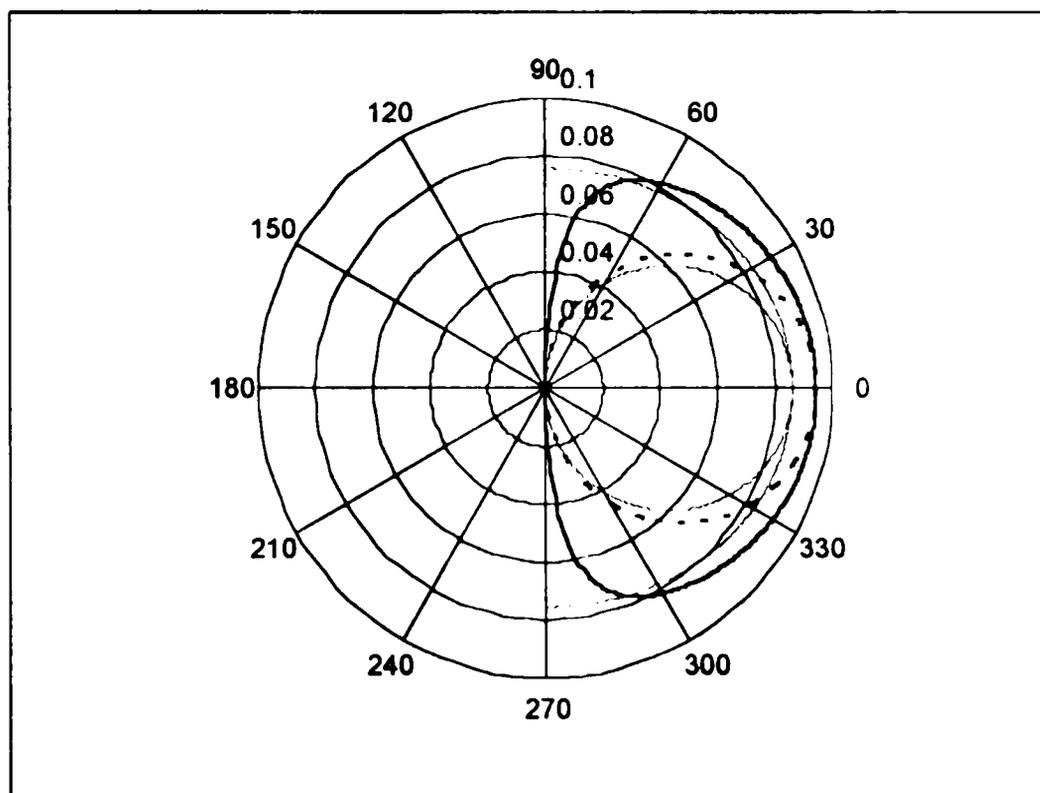
(c)



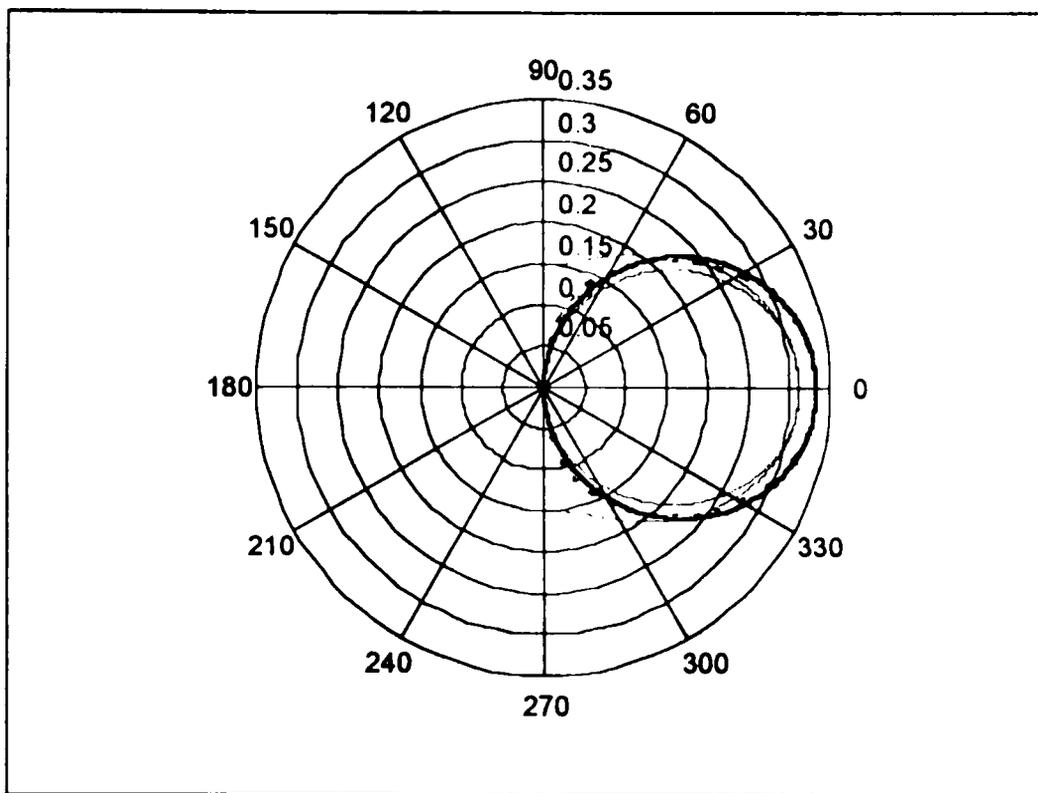
(d)



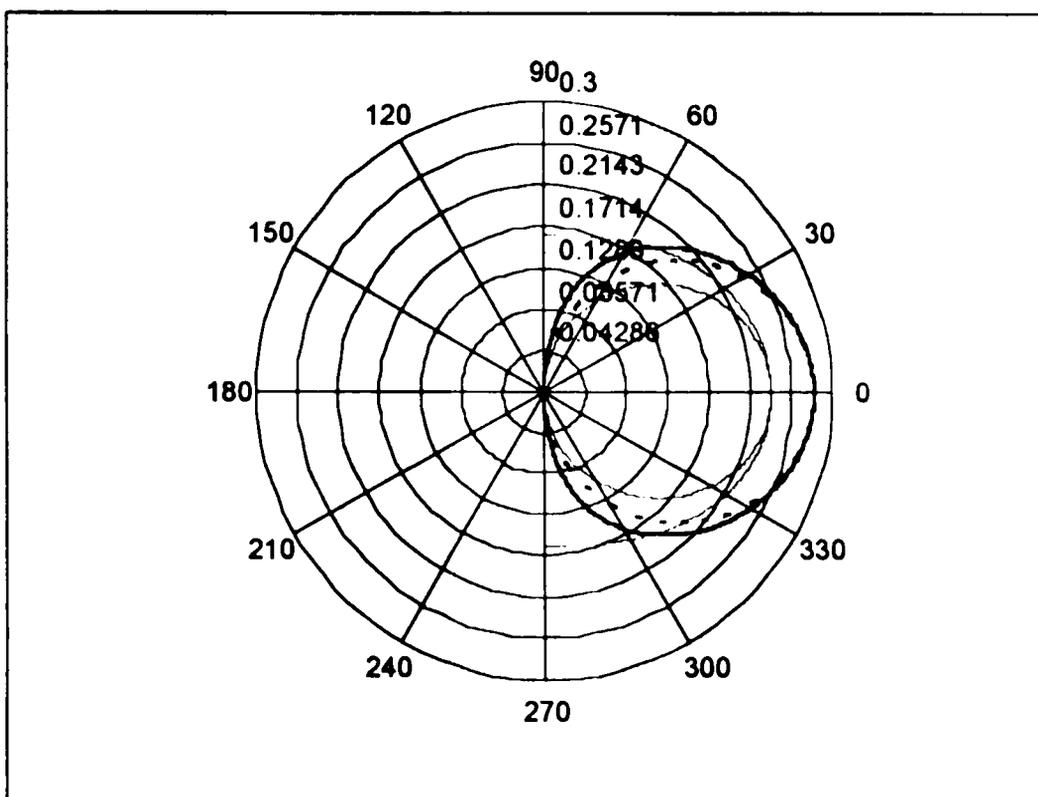
(e)



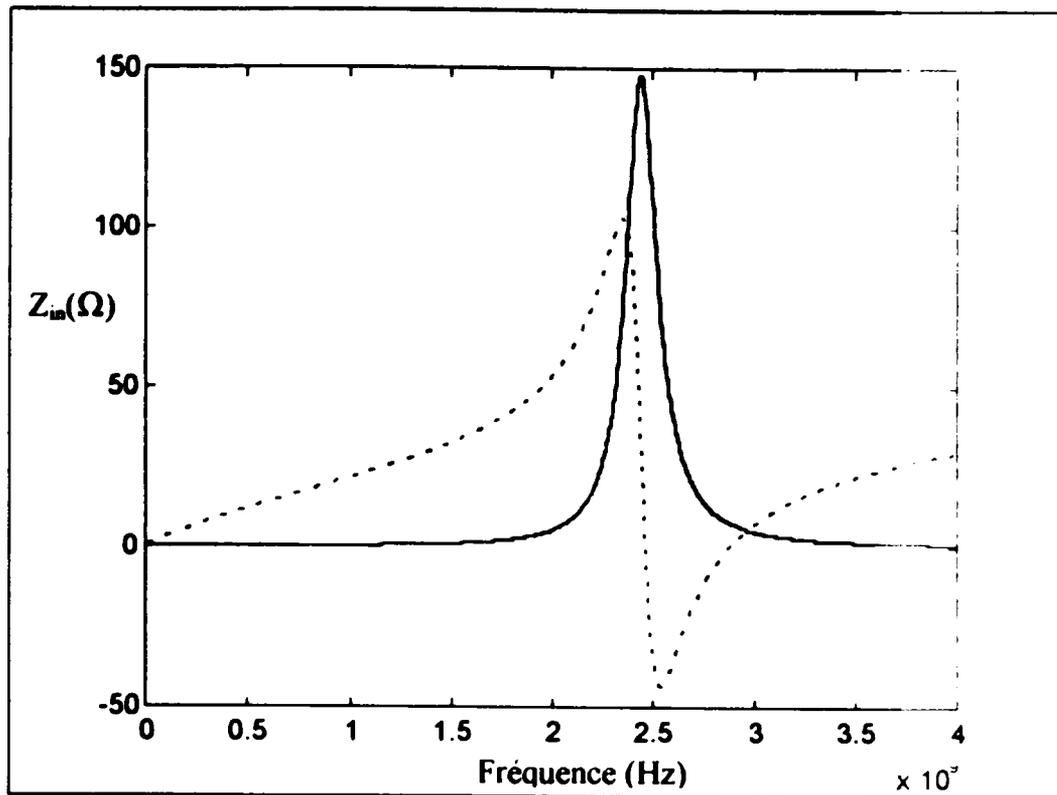
(f)



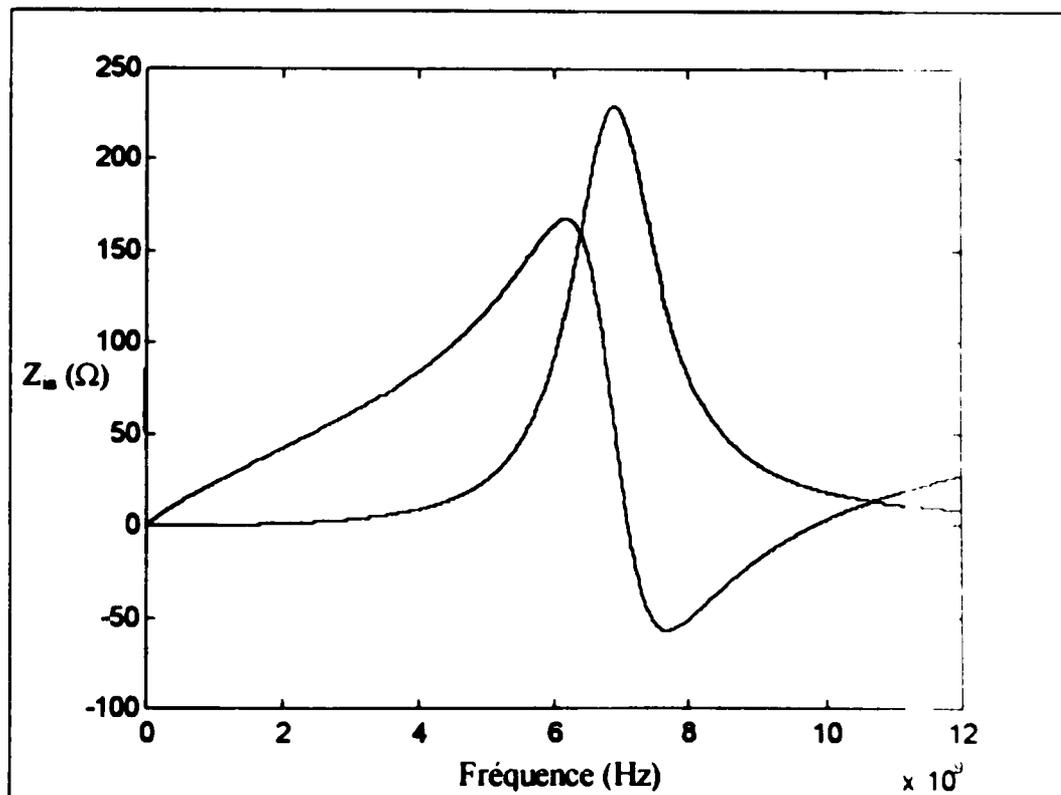
(g)



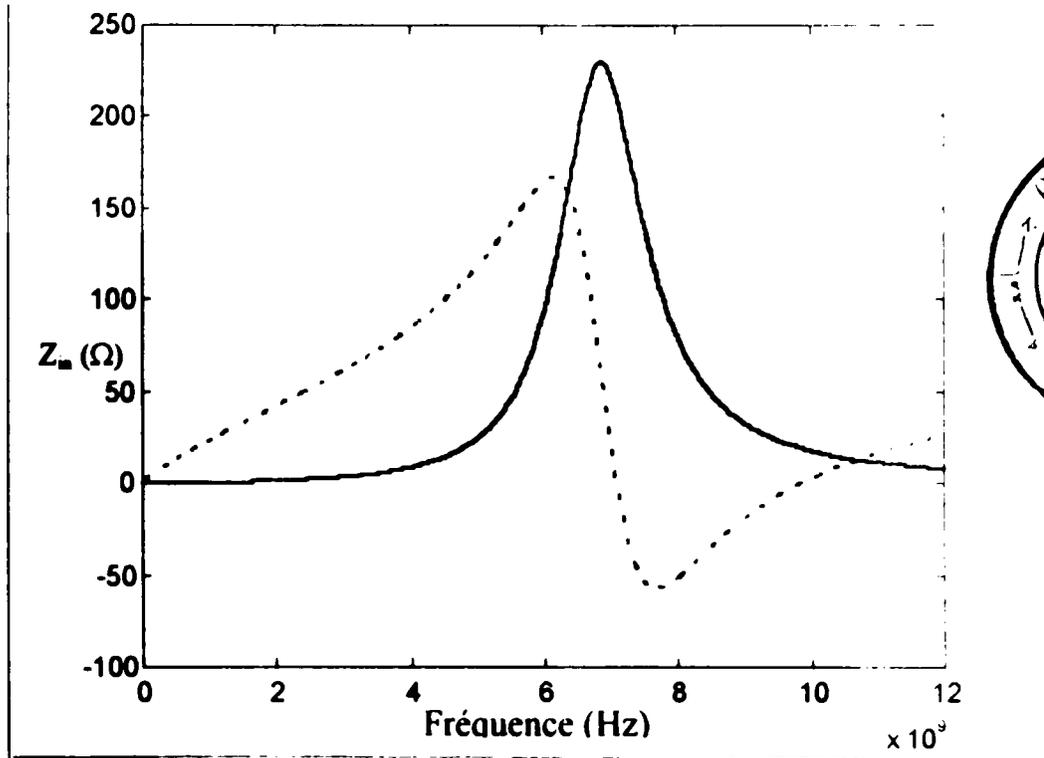
(h)



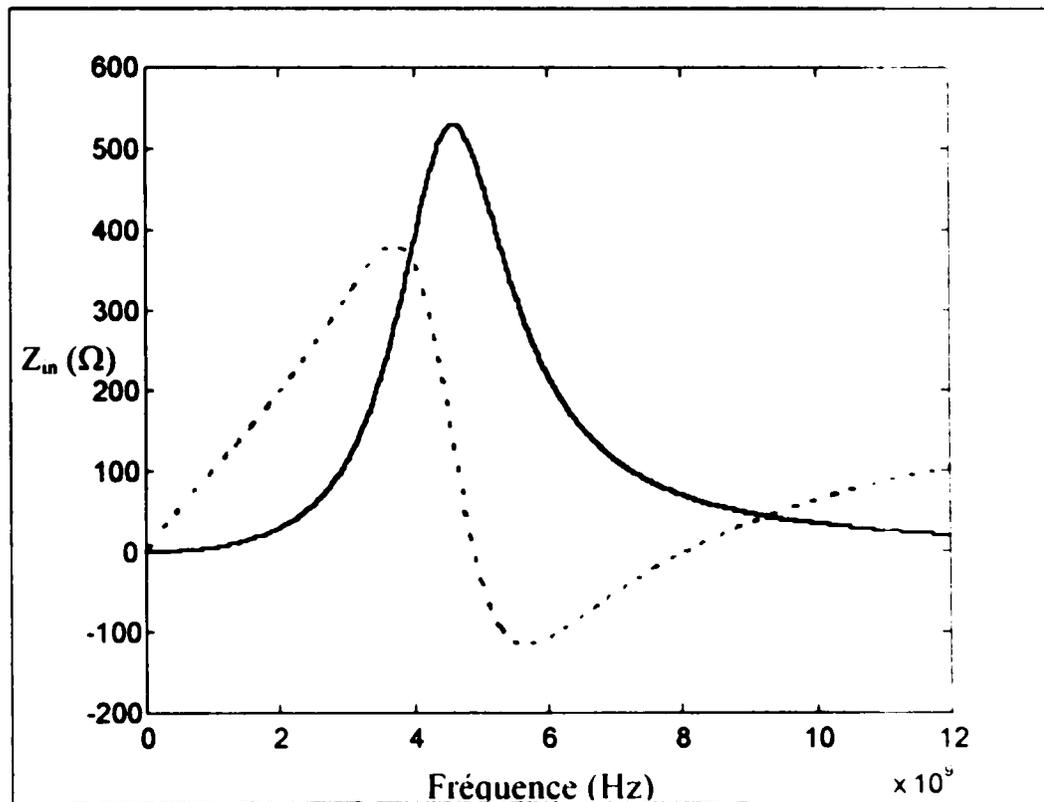
(a) $W \times L \times H = 5.70 \text{ cm} \times 3.80 \text{ cm} \times 0.3175 \text{ cm}$.



(b) $W \times L \times H = 1.70 \text{ cm} \times 1.10 \text{ cm} \times 0.3175 \text{ cm}$



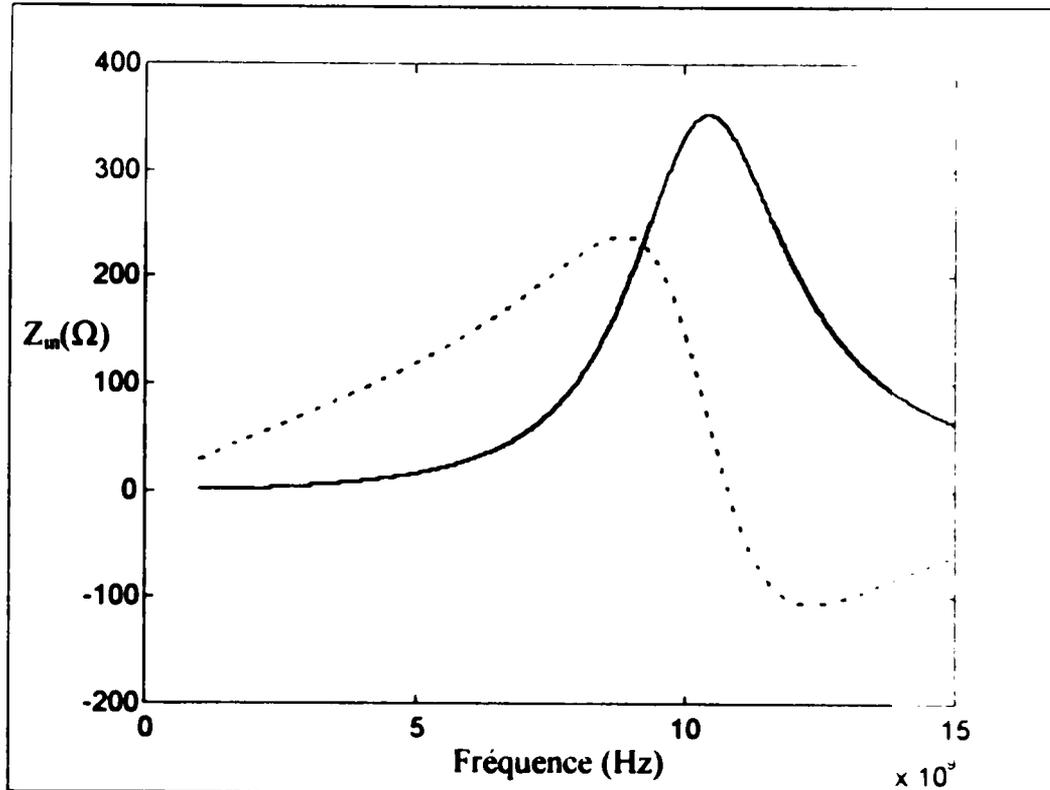
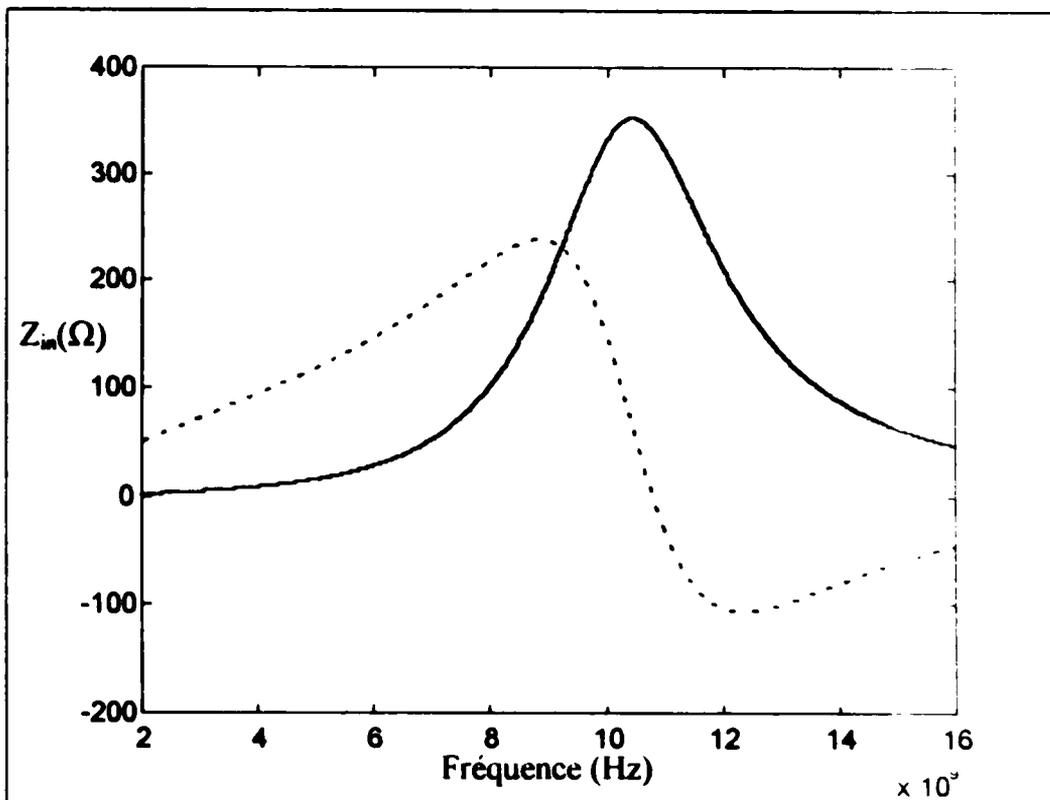
(e) $W \times L \times H = 1.70 \text{ cm} \times 1.10 \text{ cm} \times 0.3175 \text{ cm}$.

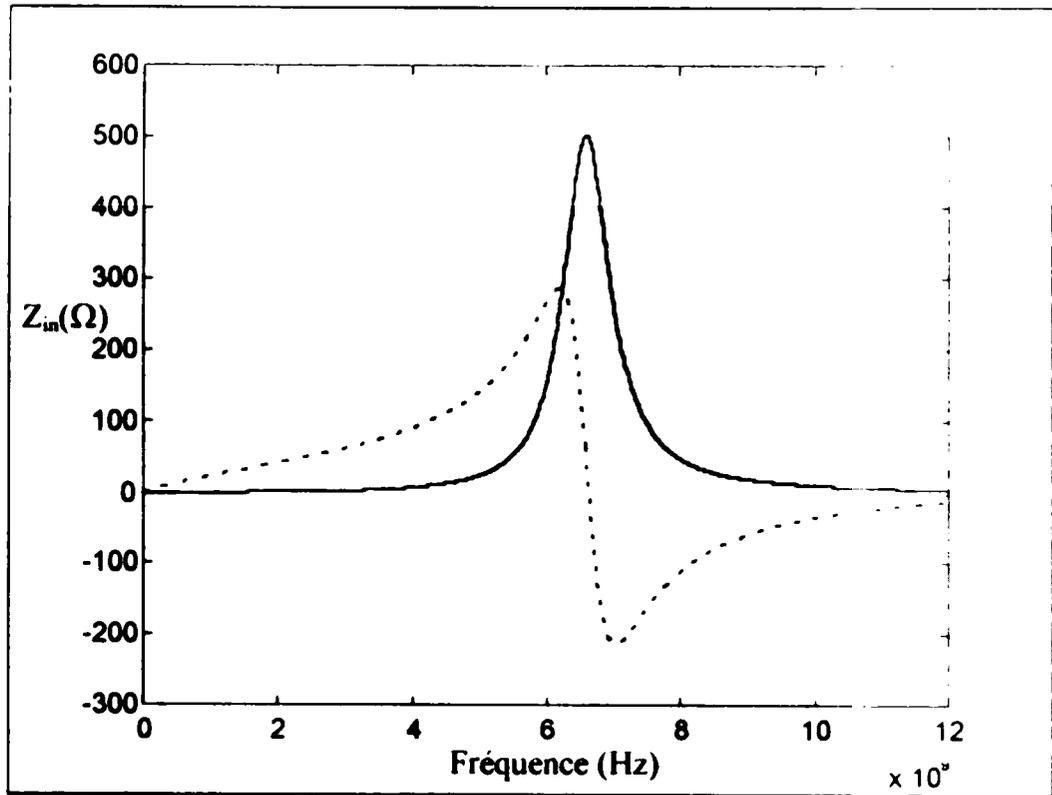


(f) $W \times L \times H = 1.70 \text{ cm} \times 1.10 \text{ cm} \times 0.9525 \text{ cm}$.

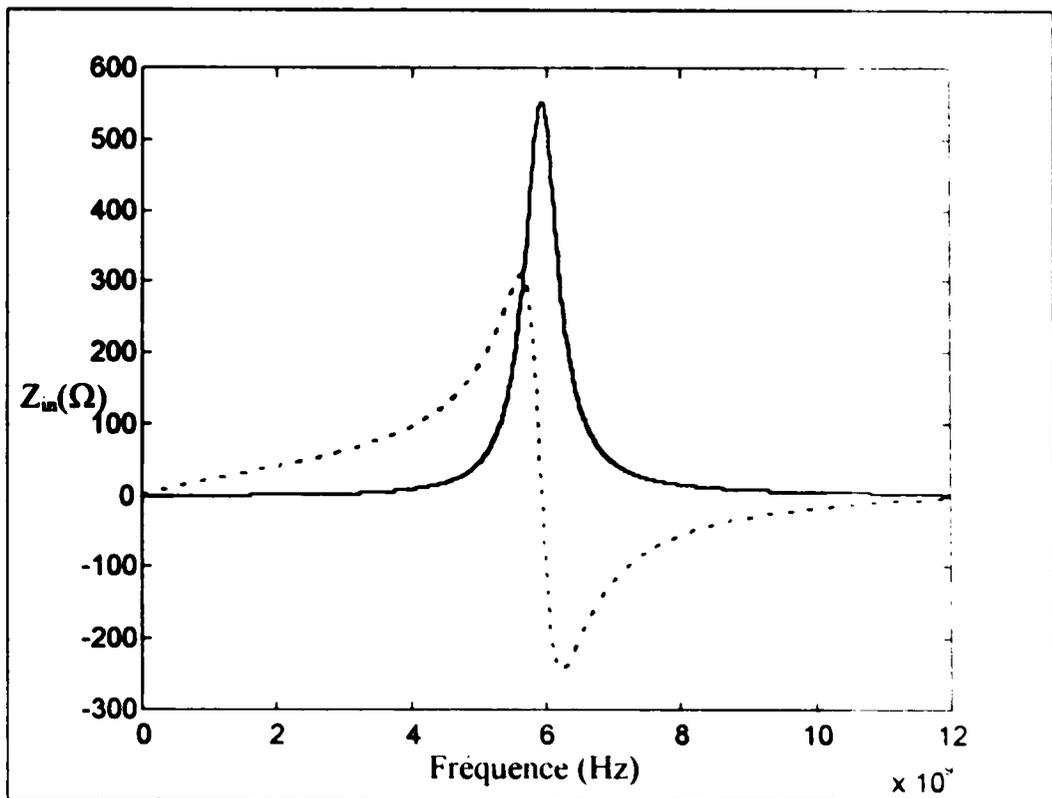
Fig. IV. 4 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence d'opération pour l'antenne carrée de la (Fig. IV.1), avec : $\epsilon_r = 2.33(1-2.10^{-3}i)$, $d_0 = 0.127 \text{ cm}$, $X_0 = 0.0 \text{ cm}$

————— Partie réelle de Z_{in} .
 Partie imaginaire de Z_{in} .

(a) $\epsilon_r = 2.17(1 - 2.10^{-3}i)$ (b) $\epsilon_r = 3.78(1 - 2.10^{-3}i)$

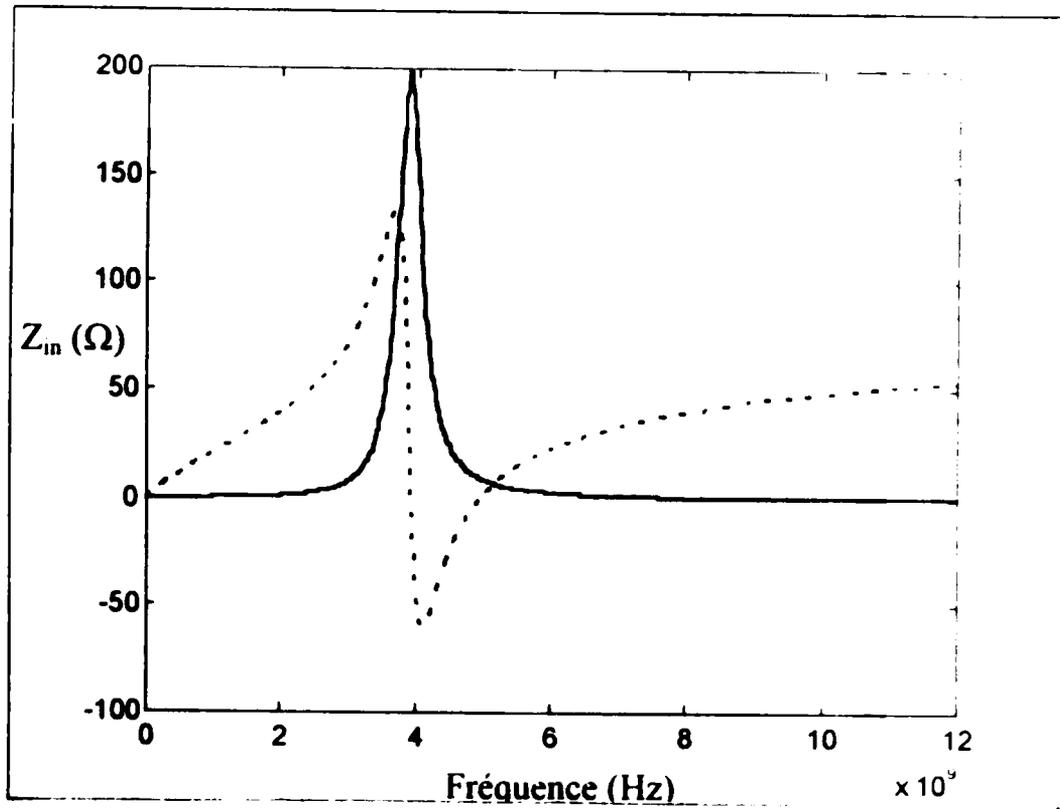


(c) $\epsilon_r = 8(1 - 2 \cdot 10^{-3}i)$

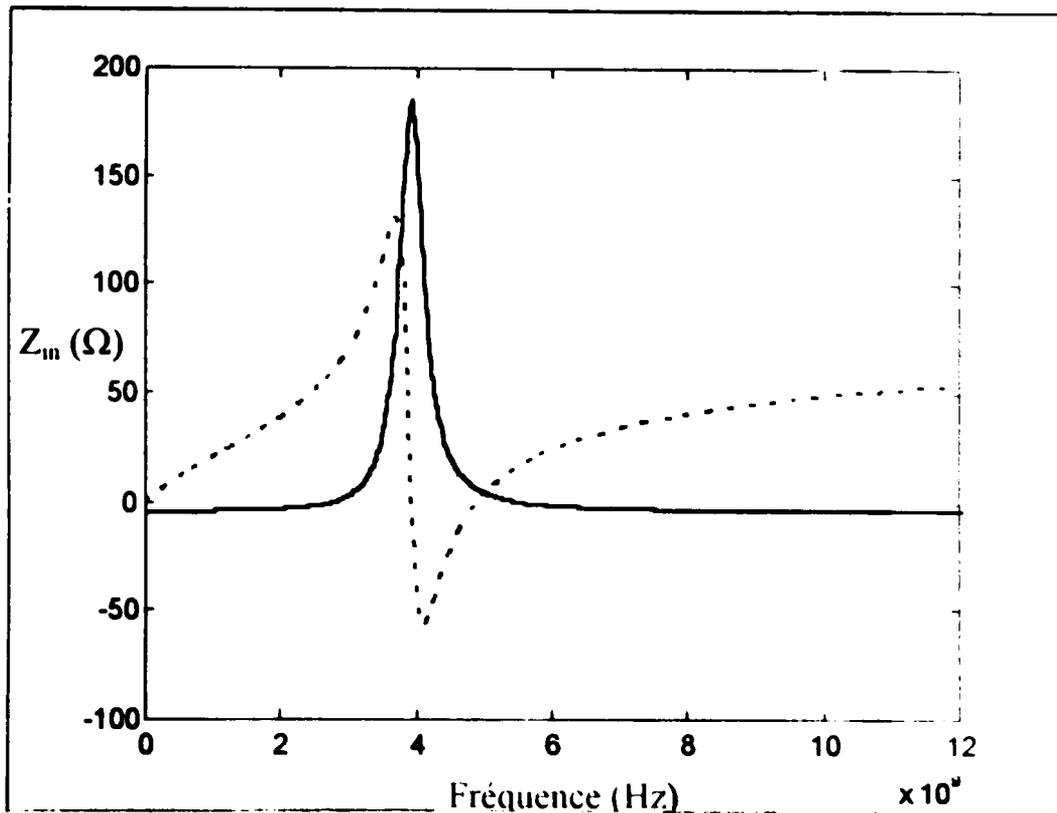


(d) $\epsilon_r = 10.3(1 - 2 \cdot 10^{-3}i)$

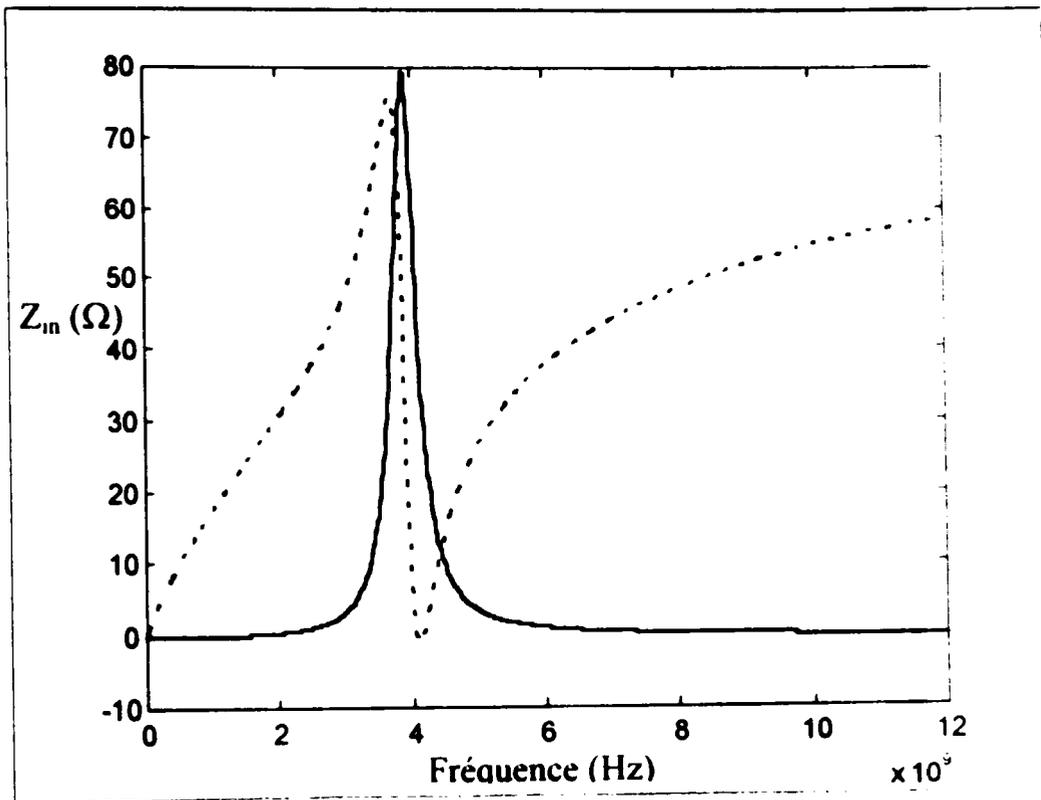
Fig. IV. 5 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence d'opération pour l'antenne carrée de la (Fig IV.1), avec $X_0 = 0.0$ cm, $d_0 = 0.127$ cm, $W \times L \times H = 0.90$ cm \times 0.60 cm \times 0.3175 cm
 ———— Partie réelle de Z_{in}
 - - - - - Partie imaginaire de Z_{in}



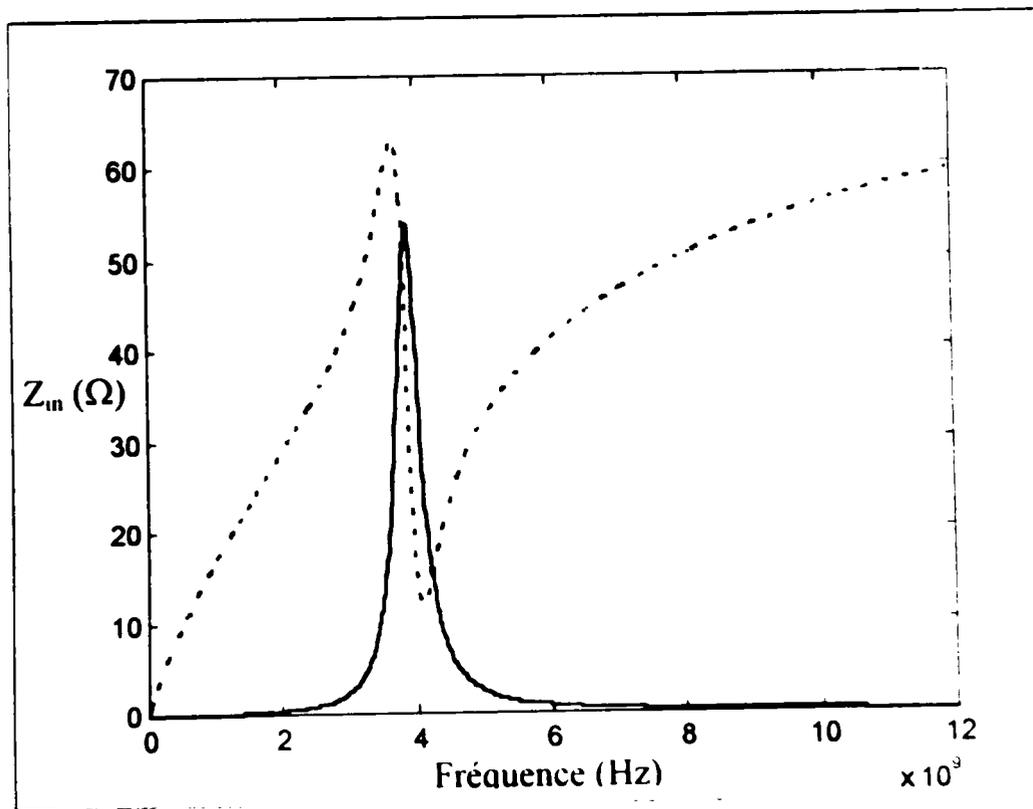
(a) $X_0 = 0.0$ cm.



(b) $X_0 = 0.13$ cm.



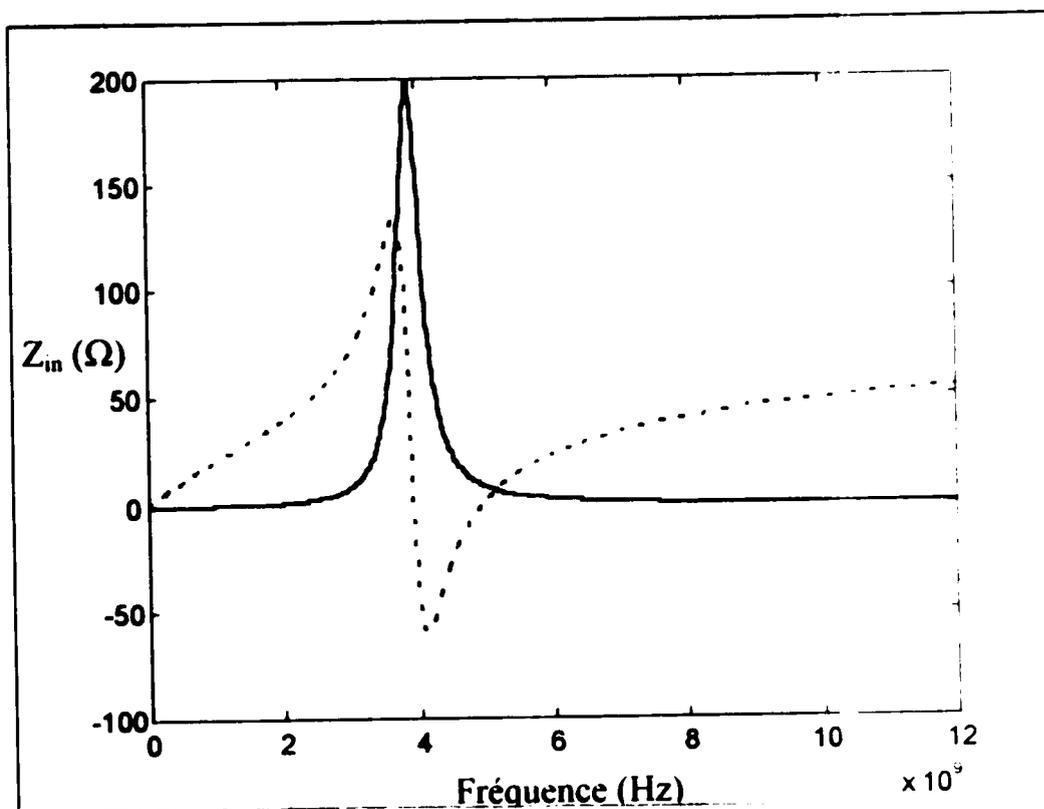
(c) $X_0 = 0.55$ cm.



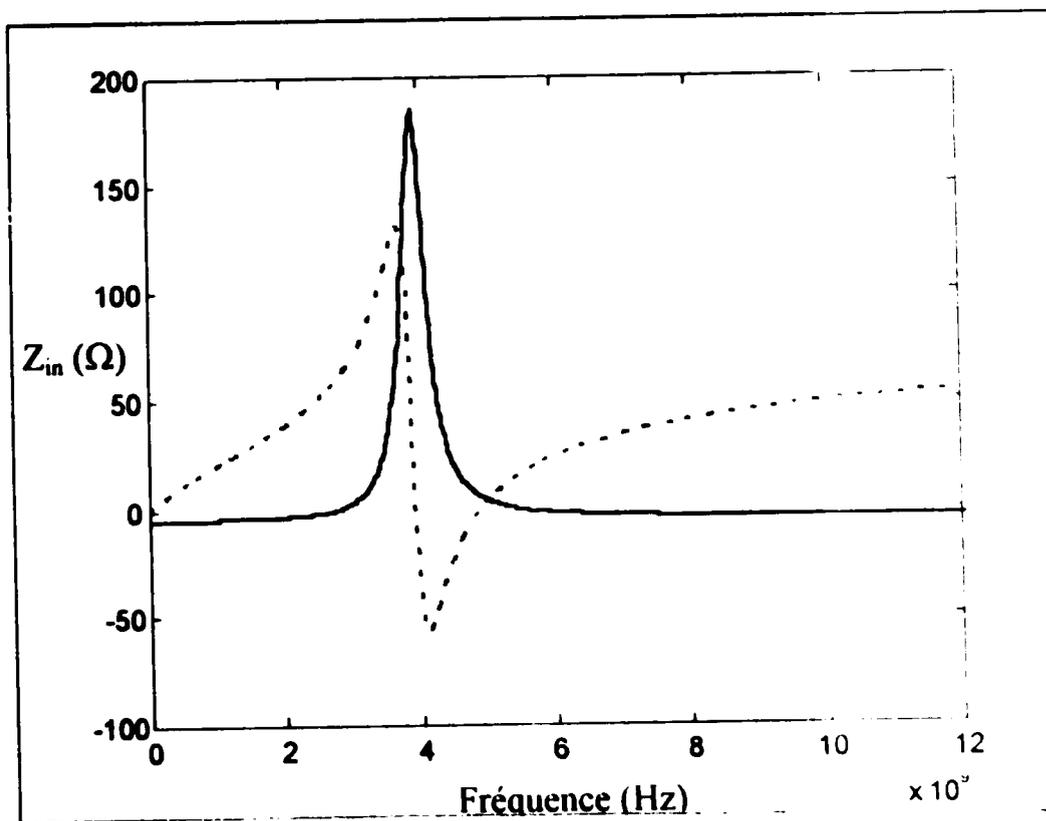
(d) $X_0 = 0.635$ cm.

Fig. IV.6 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence d'opération pour l'antenne carrée de la (Fig. IV.1), avec : $\epsilon_r = 3(1-2 \cdot 10^{-3})$, $d_0 = 0.127$ cm, $W \times L \times H = 2.95$ cm \times 1.95 cm \times 0.3175 cm.

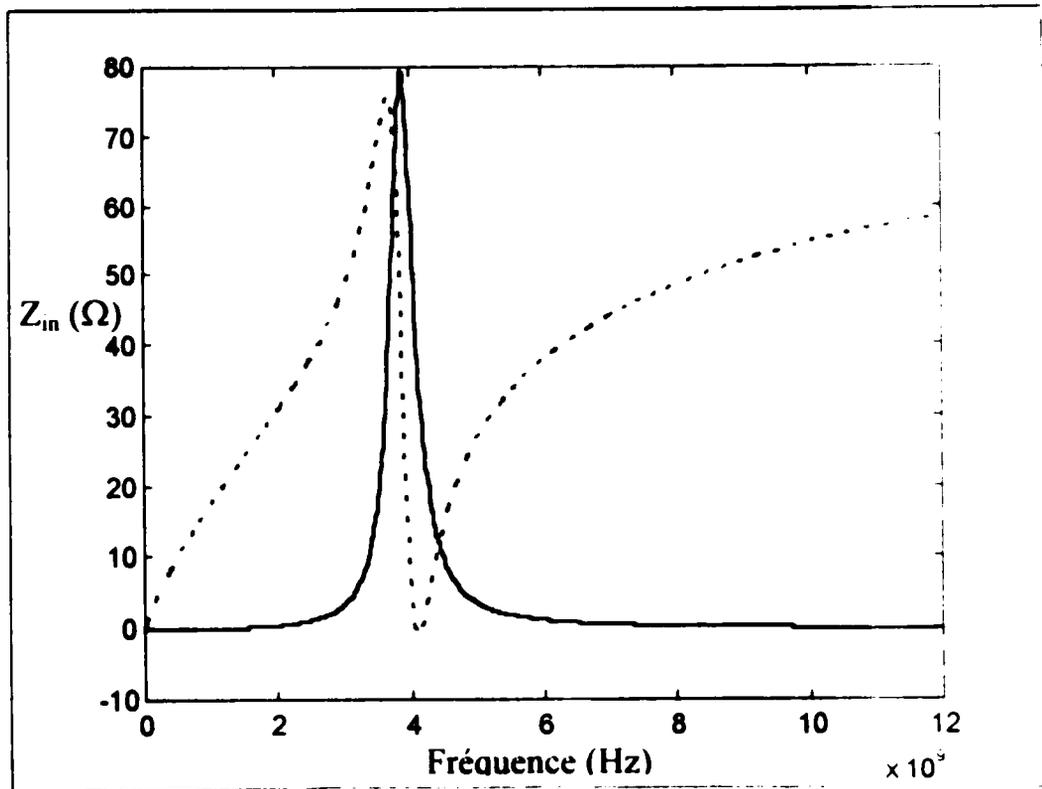
————— Partie réelle de Z_{in} .
 Partie imaginaire de Z_{in} .



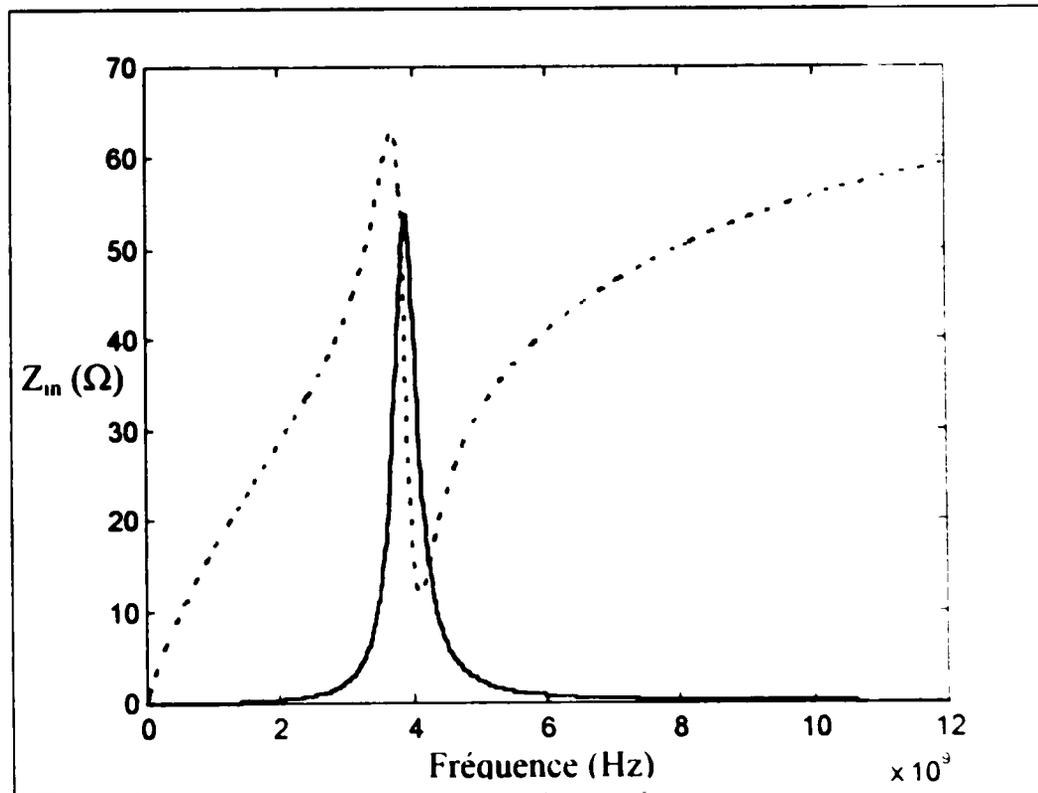
(a) $X_0 = 0.0$ cm.



(b) $X_0 = 0.13$ cm.



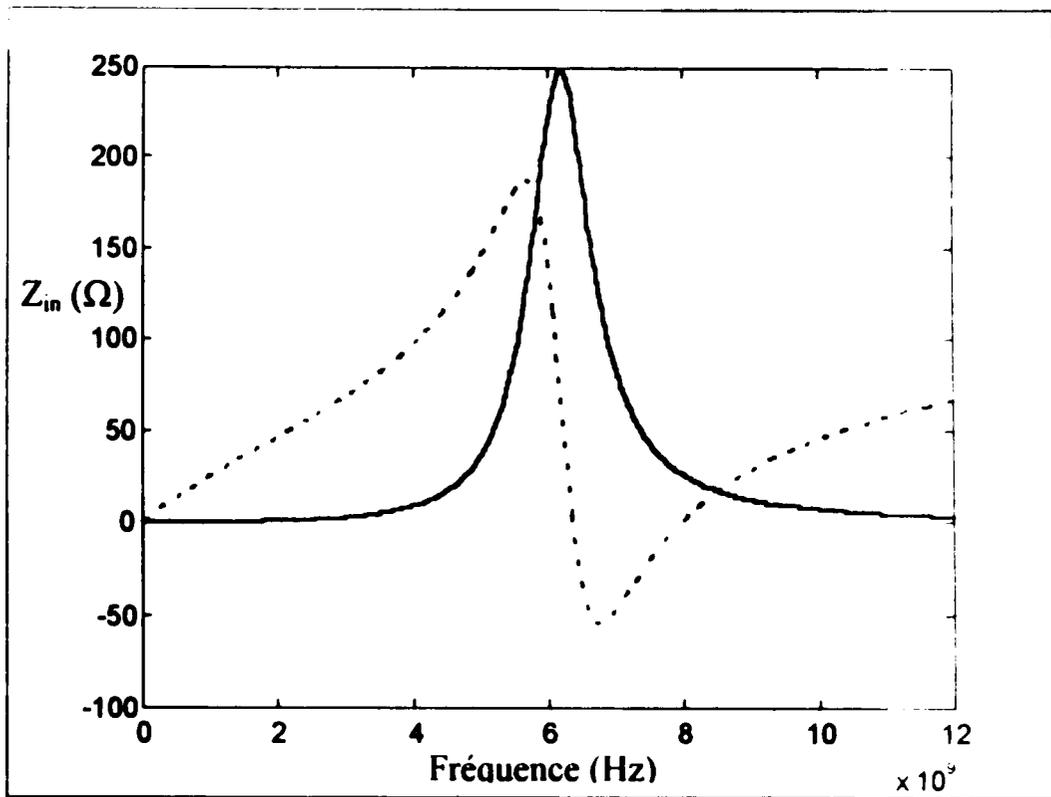
(c) $X_0 = 0.55$ cm.



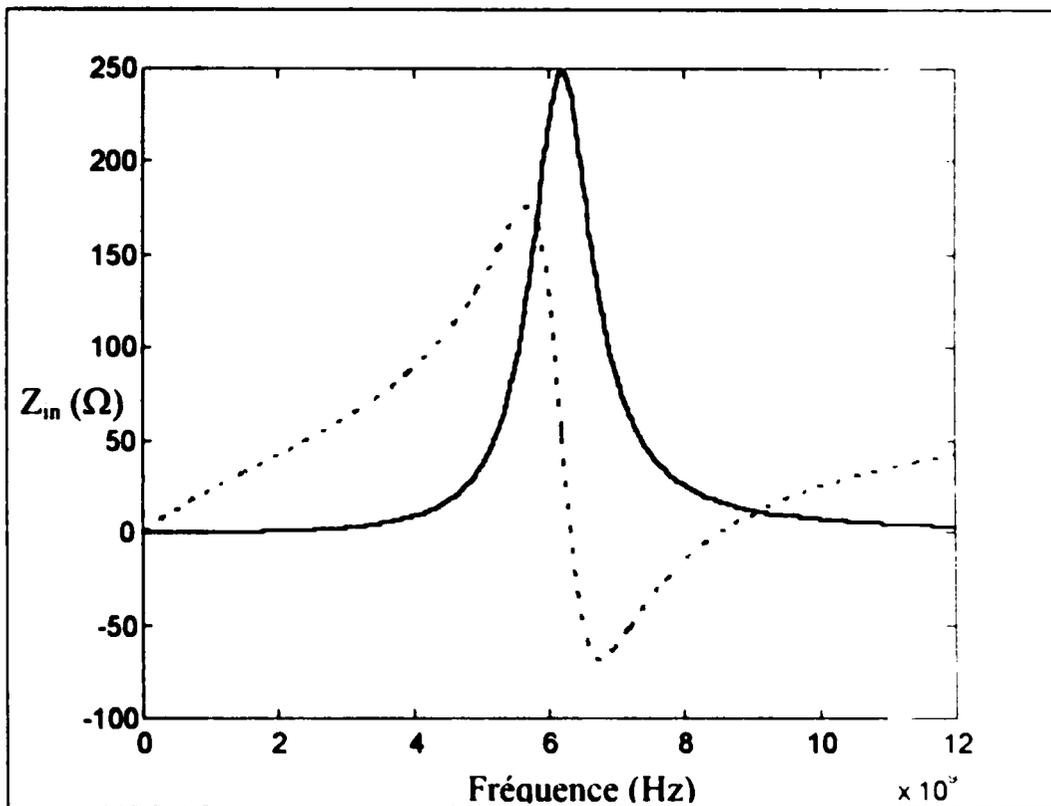
(d) $X_0 = 0.635$ cm.

Fig. IV.6 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence d'opération pour l'antenne carrée de la (Fig. IV.1), avec : $\epsilon_r = 3(1-2 \cdot 10^{-3})$, $d_0 = 0.127$ cm. $W \times L \times H = 2.95$ cm \times 1.95 cm \times 0.3175 cm.

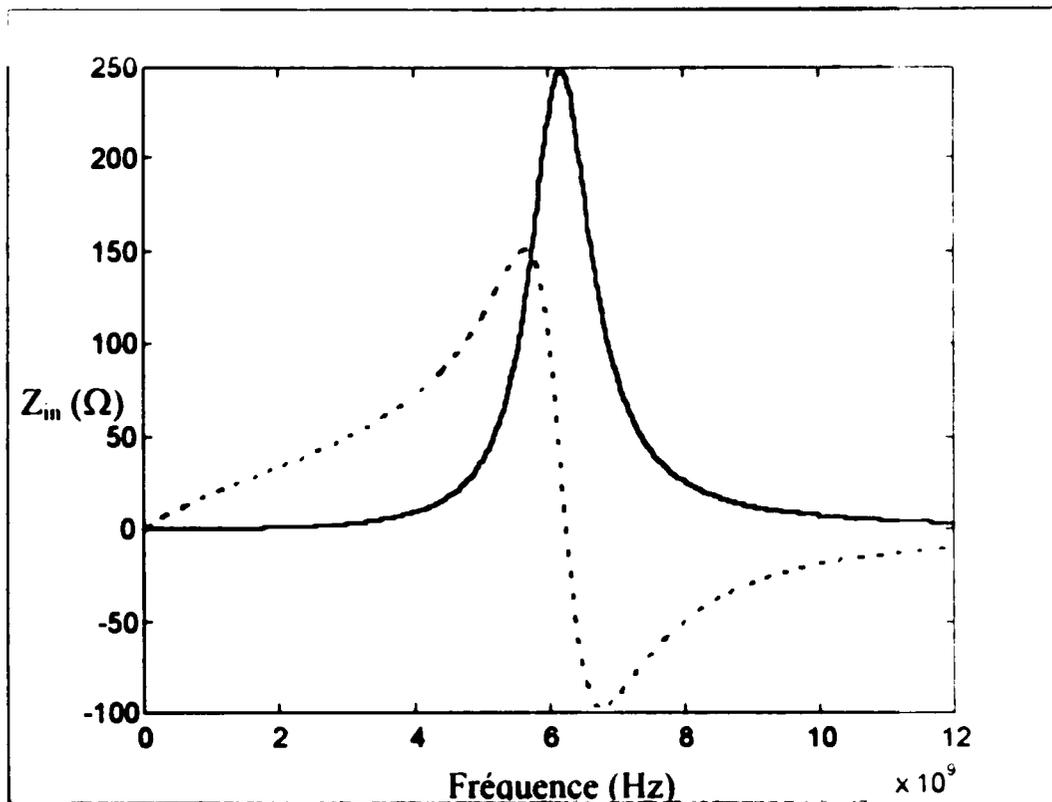
————— Partie réelle de Z_{in} .
 Partie imaginaire de Z_{in} .



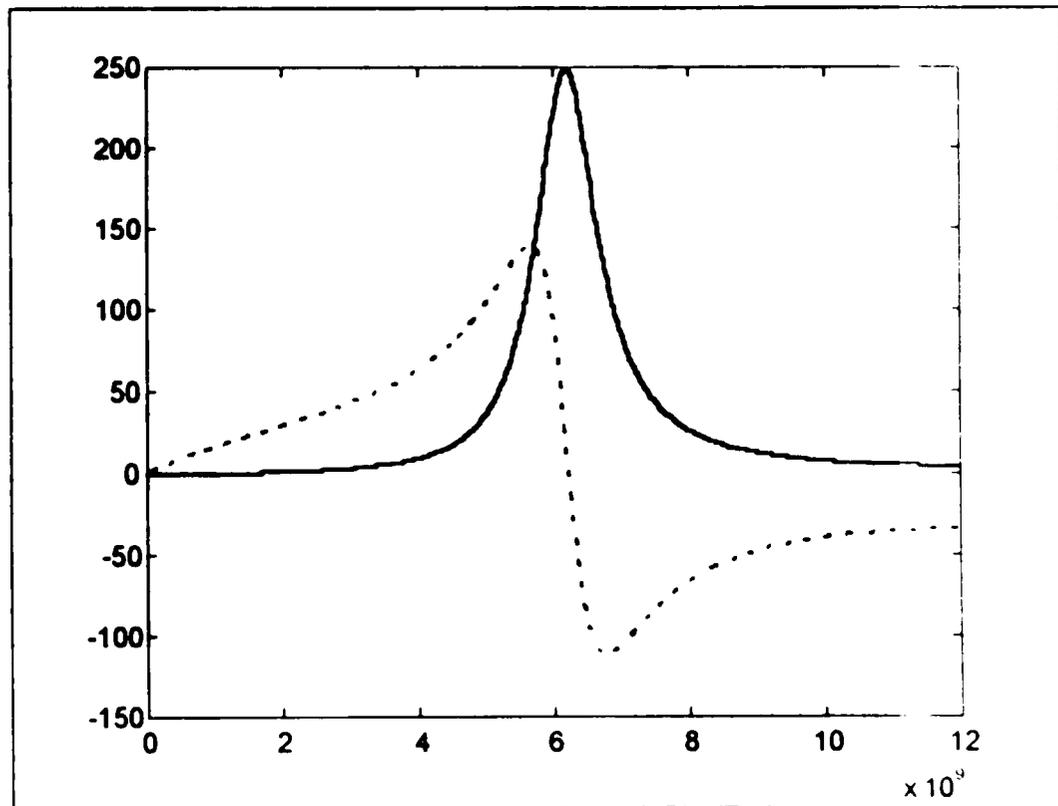
(a) $d_0 = 0.06$ cm.



(b) $d_0 = 0.10$ cm.



(c) $d_0 = 0.30$ cm.



(d) $d_0 = 0.50$ cm.

Fig. IV.7 : Impédance d'entrée en fonction de la fréquence d'opération pour l'antenne carrée de la (Fig. IV 1), avec $\epsilon_r = 3(1-2 \cdot 10^{-3})$, $X_0 = 0.0$ cm,
 $W \times L \times H = 1.70$ cm \times 1.10 cm \times 0.3175 cm

————— Partie réelle de Z_{in}
 Partie imaginaire de Z_{in}

- En fixant le rapport d/a , tout en augmentant la valeur de la constante diélectrique ϵ_r , on remarque une diminution de l'amplitude du champ rayonné (Fig. IV.2, Fig. IV.3) ceci est expliqué par l'effet des ondes de surface (Paragraphe III.2.b).
- Le modèle de J. W. Mink [1] adopté pour le calcul du champ rayonné par une antenne carrée et celui de Chew [34] pour le calcul du champ rayonné par une antenne circulaire de rayon égal au côté de la rectangulaire sont proches d'autant plus que les valeurs d/a et ϵ_r sont faibles ($d/a < 0.3$, $\epsilon_r < 3$) (Fig. IV.2.a, Fig. IV.3.a) ce qui confirme la théorie de l'Annexe I. Ces modèles divergent pour les valeurs de d/a au delà de 0.4 et une valeur modérée pour ϵ_r ($\epsilon_r < 5$) (Fig. IV.2.g, Fig. IV.2.h, Fig. IV.3.g, Fig. IV.3.h).
- Pour $\epsilon_r < 8$, l'amplitude du champ rayonné monte avec d/a (Fig. IV.2.a, Fig. IV.2.b, Fig. IV.2.d, Fig. IV.2.e, Fig. IV.2.g, Fig. IV.2.h, Fig. IV.3.a, Fig. IV.3.b, Fig. IV.3.d, Fig. IV.3.e, Fig. IV.3.g, Fig. IV.3.h).
- Du point de vue rayonnement, l'antenne circulaire opérant en mode fondamental TM_{11} se comporte comme une antenne carrée (de côté égal au rayon de la circulaire) opérant en mode TM_{10} [55] (Annexe I).
- En fait, les gammes de variation de d/a et de ϵ_r peuvent être larges [1], cependant, on a fixé la valeur 10.3 pour le second paramètre, comme étant la limite car au delà de celle-ci, les modèles deviennent imprécis et les diagrammes obtenus peuvent ne pas correspondre à aucune réalité physique. On démontre [33] que le modèle de Chew [34] avec la fonction de Green du milieu inhomogène est plus exact.
- On a montré théoriquement (Annexe I) que pour θ faible (loin du plan de la plaque rayonnante), les diagrammes sont plus proches, la simulation le montre clairement (Fig. IV.2, Fig. IV.3).

Pour la série de courbes (Fig. IV.4 -Fig. IV.7) représentant l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence du travail, d'une antenne microbande rectangulaire excitée par un câble coaxial (Fig. IV.1) on constate les faits suivants

- Une augmentation des dimensions planaires de la plaque rectangulaire (largeur L et longueur W) a pour effet d'abaisser la fréquence de résonance, cela est équivalent à dire : Le travail avec des antennes microbandes à des fréquences élevées offre la possibilité de leur miniaturisation. Le second effet est la diminution de l'impédance d'entrée (Fig. IV.4. a , b, c), cela peut être un cas défavorable pour l'adaptation entre le système d'excitation et la plaque rayonnante.
- Si on augmente H l'épaisseur du substrat diélectrique, la fréquence de résonance de la plaque et l'impédance d'entrée diminuent (Fig. IV.4. d, e, f), cela est demandé pour l'adaptation, mais l'augmentation de H risque d'engendrer une excitation des ondes de surface. Il n'est pas intéressant aussi, d'avoir des fréquences d'opération minimales.

Les mêmes effets sont constatés (Fig. IV. 5) si on fait monter ϵ_r de 2.17 à 10.3

- Si on déplace la position de la sonde coaxiale du bord de la plaque rectangulaire vers son centre, l'amplitude de Z_{in} diminue (Fig. IV.6).
- La diminution du rayon de la sonde coaxiale utilisée n'affecte que la partie imaginaire de Z_{in} (Fig. IV.7), dans ce cas, les courants de la sonde deviennent dominants par rapport à ceux de la plaque rectangulaire.

IV.3. Conclusion du Chapitre IV

Le modèle de la cavité avec la fonction de Green dans l'espace libre et celle associée à un milieu inhomogène et les courants équivalents a été utilisé, pour calculer le champ lointain d'une antenne microbande circulaire et celui de Mink [1] pour l'antenne carrée, de côté égal au rayon de la circulaire ont été étudiés. Une approche analytique pour prouver l'équivalence entre ces modèles ainsi que les conditions demandées sont rapportées. Le modèle de la ligne de transmission de [26] est appliqué pour caractériser l'antenne rectangulaire excitée par un câble coaxial et l'effet des paramètres de ces antennes sur ses performances a été cherché.

CHAPITRE V

**La méthode spectrale pour les antennes
microbandes.**

**Formulation du problème de l'antenne
circulaire.**

V.1. Introduction

D'après la synthèse faite précédemment, nous avons opté pour l'étude d'une antenne à structure planaire avec ligne d'excitation incluse dans la formulation. Etude qui sera accomplie en utilisant la méthode des fonctions tensorielles de Green dont la résolution de l'équation intégrale du champ électrique se fera via la méthode des moments [4], [5], [8], [10], [11], [13], [24], [25], [41], [42], [44], [47], [49], [53], [57], [64], [69], [87]-[90]. Cette approche est qualifiée comme étant rigoureuse [5], [11], [44], [57].

S. C. Wu *et al.* affirment que l'analyse dans le domaine spectral, dérivée de l'équation intégrale du champ électrique qui tient compte du rayonnement et de l'effet des ondes de surface [31], [36], [67], [71] est considérée comme étant la plus rigoureuse, malgré qu'elle est un peu coûteuse, du point de vue temps de calcul et précision exigée sur la détermination des éléments de la matrice associée [42].

Les fonctions de Green tensorielle et simple sont introduites pour inverser l'opérateur différentiel associé à une grandeur vectorielle (équation d'onde du champ électromagnétique) et scalaire (équation de Poisson pour le potentiel). Cependant, dans le cas où le problème posé est plus complexe, la définition de ces fonctions demeure difficile comparativement à l'intégration directe des équations. Pour y remédier à cela, on considère une analyse dans le domaine spectral, qui consiste à prendre la transformée de Fourier bidimensionnelle des grandeurs étudiées, commencer par résoudre le problème d'abord dans le domaine spectral dans lequel les fonctions de Green seront déterminées, ensuite prendre la transformée de Fourier inverse et exprimer l'EFIE, dans cette dernière étape on utilise le théorème de Parseval.

Cette méthode qui est d'actualité, nous permet donc de réduire le problème vectoriel tridimensionnel en un problème bidimensionnel. Elle n'est pas limitée par les conditions classiques telles que la faible épaisseur du substrat et petite constante diélectrique. Et rajouté à cela, on a la possibilité d'inclure dans l'analyse l'effet des différents paramètres tel que l'épaisseur du substrat, la constante diélectrique, les

pertes par diélectrique et par conducteur, les dimensions finies du plan de masse, ainsi que le traitement des structures multicouches et multiconducteurs.

La solution obtenue est d'autant plus proche et plus exacte lorsque les fonctions de base et d'essai utilisées modélisent bien la variation réelle des courants surfaciques. Comme elle ne nécessite pas des formules empiriques, ni formes quiconques de correction. En outre, la fonction spectrale tensorielle de Green est toujours formulée quelque soit la géométrie plane de la structure microbande et s'adapte facilement pour d'autres configurations; tel que : les réseaux infinis d'antennes, la présence d'éléments parasites constituant une structure multiconducteurs et l'excitation à travers une ouverture dans un plan métallique conducteur infini.

Sous certaines conditions et avec un choix adéquat du type des fonctions de base et / ou d'essai facilitant l'analyse et rendent la convergence plus rapide, on a la possibilité d'obtenir des formules de régression pour certaines caractéristiques de l'antenne, comme c'est fait dans [24], [64]. Ces formules reproduisent rapidement les caractéristiques avec une tolérance acceptable.

V.2. Techniques utilisées pour la détermination du tenseur spectral de Green

V.2.a. Technique basée sur la décomposition du champ électromagnétique en ses composantes tangentielles et normales

Le champ électromagnétique exprimé dans le plan de Fourier est vu comme la somme vectorielle de deux composantes, l'une tangentielle au plan du conducteur métallique, et l'autre perpendiculaire. La première est encore décomposée en une composante transversale selon la direction du vecteur d'onde et devient en relation directe avec les nombres d'ondes du plan de Fourier, quant à la deuxième composante elle sera décomposée perpendiculairement de telle sorte que la résultante soit toujours dans le plan transverse. Cette procédure de décomposition est inspirée de celle utilisée pour déterminer les modes transverses électriques et transverses magnétiques du champ dans les guides d'onde. Ensuite, l'application des équations de Maxwell du type **rotationnel** mène au fait que les composantes transverses vérifient les équations des

lignes de transmission [57, eq. 10, 11]. Dans ce contexte, les différentes couches constituant la structure sont traitées comme des sections de lignes caractérisées par leurs impédances caractéristiques et leurs constantes de propagation. Ce fait permet d'établir un schéma équivalent pour la structure, où les conducteurs planaires de dimensions finies sont modélisés par des sources de courant, alors que le plan infini constituant le plan de masse par un court-circuit. La résolution des équations des lignes de transmission ainsi trouvées (il s'agit de deux systèmes d'équations différentielles couplées du premier ordre, correspondant aux modes TM et TE, avec les conditions de continuité aux interfaces) permet d'exprimer l'admittance d'entrée vue de part et d'autre du plan du conducteur. Donc, on peut de là, déduire les fonctions immittances et leurs inverses au sens matriciel, ainsi que la fonction tensorielle de Green demandée et qui sera associée au champ électrique. A noter que cette fonction de Green est diagonale dans le plan transverse, ce qui est traité dans [44, eq. 6].

V.2.b Approche de l'immittance

C'est une méthode identique à celle présentée au paragraphe précédent. Cependant, les remarques suivantes sont à rajouter: la décomposition de la composante transverse du champ électromagnétique est faite selon une transformation du système d'axes cartésien en un autre orthonormé direct [8, eqs. 41, 42],[57, eqs. 8, 9], [91, eq. 10], [92] dans lequel les composantes TM et TE du champ électromagnétique sont découplées. La fonction de Green diagonale dans ce système de référence [8, eqs. 34, 35], [91, eqs. 19, 21],[93, Appendix] est exprimée aussi dans l'ancien système d'axes [8, eqs. 34, 35], [91, eqs. 19-21], [93, Appendix].

Les principales démarches pour déterminer cette fonction sont [91] :

- Etablir les circuits équivalents TM et TE pour la structure.
- Ramener les admittances des lignes au point de la source, l'admittance somme constitue une composante du tenseur des immittances spectrales.
- Obtenir le tenseur de Green en inversant le tenseur des admittances, puis exprimer la matrice correspondante dans le système d'axes initial, éventuellement le système **de coordonnées cartésiennes**.

V.2.c. Méthode des transformées vectorielles

L'analyse en mode hybride pour une structure microbande est très utilisée où une grandeur vectorielle, telle que le champ électromagnétique ou la densité de courant puisse être décomposée en une superposition de deux parties, l'une caractérisant le mode TM et l'autre caractérisant le mode TE. Cette représentation est directement liée aux transformées spectrales, leur principe est d'exprimer la transformée d'une fonction vectorielle rapportée à un repère usuel qui puisse être celui cartésien, polaire cylindrique ou elliptique cylindrique dans le système associé à la représentation en mode TM et TE via une classe de transformées dite "Transformées Vectorielles, VT". On commence par exprimer les composantes du champ électromagnétique normales à la structure en fonction des coefficients de réflexion généralisés associés aux ondes TM et TE. Les composantes tangentielles, qui seront directement déduites via les équations de Maxwell, avec l'étude de la discontinuité de \vec{H} à l'interface conducteur permettent d'aboutir à une relation matricielle entre les composantes tangentielles spectrales de \vec{E} et celles de J . Ce qui nous permet d'identifier, par la même occasion le tenseur de Green dans le domaine spectral, associé au champ électrique. Il est évident que ce tenseur est diagonal car il est donné en représentation TM et TE [52], [64], [66], [94]-[96].

V.2.d. Technique proposée par D. M. Pozar

Le procédé de détermination de la fonction tensorielle de Green a été proposé par D. M. Pozar [7] lors de l'analyse d'une plaque rectangulaire déposée sur un substrat anisotrope. L'application pour le cas isotrope sera déduite directement. Les principales démarches sont résumées comme suit :

Il est connu que l'élément situé dans la $i^{ème}$ ligne et la $j^{ème}$ colonne du tenseur de Green associé au champ électrique représente la composante de ce dernier selon la direction \hat{i} au point d'observation \vec{r} due à une source de courant ponctuelle dirigée suivant la direction \hat{j} au point \vec{r}' . En considérant donc, une source infinitésimale à une position donnée sur le conducteur et selon une direction donnée dans le plan du conducteur et en résolvant l'équation pour les composantes normales du champ électromagnétique

dans la structure, les composantes transverses (exprimées dans le domaine de Fourier) seront déduites à partir des équations de Maxwell, ainsi que les conditions de continuité. Par conséquent, le champ électromagnétique exprimé dans le domaine spectral est déterminé partout dans la structure, ce qui détermine une colonne du tenseur de Green, alors que la colonne restante (sachant qu'on s'intéresse au cas de sources planaires seulement) est obtenue de la même manière que pour la colonne précédente.

V.2.e. Technique récente proposée par A. Dreher

Comme c'était toujours le cas, on part des équations de Maxwell de type rotationnel, établies pour la structure. Un arrangement des composantes du champ électromagnétique dans le plan de Fourier avec les conditions de continuité permettent d'exprimer le champ électromagnétique dans un plan de la structure en fonction de celui dans une autre interface. Les paramètres de section de la structure entre ces deux plans contribuent à une présentation en forme de quadripôles où la grandeur tension sera l'homologue au champ électrique et le courant correspondrait au champ magnétique. Le réseau équivalent de la structure est ainsi établi en suivant les règles connues de modélisation (plan de masse sera représenté par un court-circuit, plan conducteur fini par une source de courant et une extrémité ouverte par une admittance). Finalement, l'analyse se ramène à celle des réseaux électriques et permet toujours de restituer la source de Norton débitant dans une admittance de charge équivalente représentant le tenseur des immittances. L'analyse pour le cas d'une structure à plusieurs conducteurs disposés dans différents plans sera directe. Notons enfin que la décomposition en modes TM et TE n'est pas indispensable et que la fonction de Green trouvée n'est pas diagonale. Pour la rendre ainsi, on utilise une transformation matricielle [97, eq. 39] qui est en fin de compte identique à celle utilisée dans l'approche de l'immittance d'Itoh [91] ainsi que dans d'autres études [64], [95].

V.3. Equation intégrale du champ électrique (EFIE)

V.3.a. Equation homogène

Ce type d'équation est obtenu lorsque la plaque conductrice n'est pas soumise à une excitation externe, excitée puis coupée ou lorsque l'excitation comme source n'est pas prise en considération par le formalisme (Paragraphe II.7). L'équation intégrale du champ électrique découle du fait que : sur un mur électrique, la composante tangentielle du champ électrique est identiquement nulle [98, pp. 10], ainsi donc, \vec{E}_t s'annule sur un conducteur métallique parfait. Les courants électriques par contre existent [32, pp. 26], [71, pp. 34], [99, pp. 17]. Ceci étant, et en tenant compte du principe dual on conclut que le champ électrique tangentiel et la densité de courant électrique sont orthogonaux [100]. Cela a été traité aussi en examinant les relations (14) et (15) de [52], (19) de [85], (1) -(4) de [94] et (12) et (13) de [96]. La condition au limite s'écrit :

$$\delta_M \hat{n} \times \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad \text{sur le plan conducteur} \dots\dots\dots (1)$$

δ_M vaut 1 sur le métal et 0 ailleurs.

Le champ transformé \vec{E}_s est exprimé en fonction du tenseur spectral de Green et la densité de courant. En prenant la transformée inverse de \vec{E}_s , tout en tenant compte de (1) on aboutit à l'équation intégrale du champ électrique dont l'inconnue est la densité de courant [4], [5, eq. 3], [52, eq. 1], [53, eq. 6], [64, eq. 9], [69, eq. 14], [94, eq. 9], [96, eq. 12]. Soit par exemple pour la transformée de Fourier :

$$\vec{E}_s(\vec{r}_s) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int d\vec{k}_s e^{i\vec{k}_s \cdot \vec{r}_s} \vec{G}(\vec{k}_s) \cdot \vec{J}(\vec{k}_s) \dots\dots\dots (2)$$

\vec{r}_s, \vec{k}_s : Vecteur position et vecteur d'onde transverses.

$\vec{G}(\vec{k}_s)$: Tenseur spectral de Green.

Par conséquent, on remarque que les transformations voulues fournissent une fonction vectorielle d'un espace en une autre fonction vectorielle dans un autre espace.

Habituellement, le premier espace représente un domaine spatial et le second espace un domaine spectral.

Lors de la résolution de l'EFIE par la méthode des moments et dans le but de minimiser l'effort de calcul, il serait souhaitable d'avoir des fonctions de base et d'essai ayant des transformées des fonctions analytiques [69], [85]. Ces fonctions d'essai seront en rapport direct avec la géométrie de la plaque conductrice. La diversité des géométries de cette dernière implique l'utilisation de divers types de transformées. En effet, la transformée de Fourier bidimensionnelle scalaire ou vectorielle (VFT) [44, eq. 6, 7], [95] sont utilisées pour les géométries rectangulaires et triangulaires, la transformée de Hankel [5], [47], [73] ou vectorielle (VHT) [52], [66], [94]-[96] pour les géométries circulaires et annulaires, la transformée cylindrique-Fourier [53, eq. 3] pour les formes cylindriques-rectangulaires et la transformée vectorielle de Mathieu (VMT) [95] pour les formes elliptiques. Dans la classe des transformées vectorielles, l'équation intégrale considérée comme un opérateur linéaire de J , le tenseur spectral de Green est factorisé en une matrice diagonale ayant toujours la même forme [8, eqs. 46,47], [44, eq. 6], [52, eq. 7], [64, eqs. 8a, 10], [66, eq. 6a], [73, eq. 1], [91, eqs. 13, 14], [94, eq. 11], [96, eq. 9] pondérée par un noyau dépendant à la fois des paramètres spatiales et spectrales, sa forme varie selon la géométrie en quête [52, eq. 6], [64, eq. 6a], [66, eq. 5a], [94, Appendix], [95], [96, eq. 8].

V.3.b. Equation avec second membre

Dans le cas où la plaque conductrice constituant l'élément rayonnant de l'antenne microbande est soumise à une source d'excitation qui serait, soit une onde plane incidente [69, eq. 13] ou des courants issus d'un système d'alimentation, l'équation intégrale du champ électrique est avec second membre. Ce dernier est constitué de la composante tangentielle du champ électrique de l'onde incidente [69, eq. 14] ou celle due aux courants de source [10, eq. 22], [11, eq. 7], [12, eq. 7], [41, eq. 1], [53, eq. 1]. Par conséquent, il sera nécessaire d'adopter un modèle pour ces sources (Paragraphe II.7.), cela permettra par la suite d'évaluer l'impédance d'entrée. Notons, que si la source de courant est tridimensionnelle (le cas typique d'une telle source est celui d'une antenne alimentée par une sonde). Dans ce cas, pour formuler l'équation

intégrale du champ électrique, on a besoin à première vue de six composantes du tenseur de Green (deux lignes). Cependant, selon [57, eq. 27, 34-39] les éléments de $\overline{\overline{G}}$ ne sont pas tous indépendants. Il suffit de déterminer quatre composantes, qui doivent être choisies de la première et la dernière ligne du tenseur avec l'élément diagonal \tilde{G}_{yy} , les autres composantes seront déduites à partir des relations citées dans la dernière référence. Par conséquent, la formulation de l'équation intégrale du champ électrique fait appel à huit éléments sur neuf du tenseur spectral de Green [10].

L'équation sans second membre exige moins d'effort de calcul lors de la résolution, relativement à celle avec second membre, alors que les deux permettent d'évaluer toutes les caractéristiques de l'antenne, mis à part l'impédance d'entrée qui n'est pas exprimée dans la première formulation.

V.4. Résolution de l'équation intégrale du champ électrique

En exprimant l'EFIE, toutes les conditions aux limites dans le domaine spectral sont automatiquement incluses et vérifiées, à savoir :

- La condition de rayonnement de Sommerfeld pour une structure à extrémité ouverte [8, eq. 24, 25], [97, eq. 9, 11], [99, pp. 20, 309, 310].
- Celles concernant les composantes du champ électromagnétique dans la structure [8, eqs. 26, 33], [32, p. 24, 28], [69, eqs. 8, 9], [71, p. 32, 35], [85, eqs. 11, 13], [99, p. 16, 17], [101, eqs. 5, 12].

La fonction tensorielle spectrale de Green contient tous les renseignements concernant la structure étudiée [88], [100]. La forme de la plaque conductrice sera considérée lors de la résolution par une méthode numérique [91]. Et l'effet des ondes de surface est inclus aussi dans cette fonction [5], [7], [10], [36], [58], [69], [91]. Les pertes par diélectrique sont modélisées en prenant la valeur de ϵ_r sous forme d'un complexe telle que $\epsilon_r \leftarrow \epsilon_r (1 - i \tan \delta)$ où δ représente l'angle de pertes [5], [86], [102]. La conductivité finie du métal peut être formulée [66], [69]. Le procédé utilisé est considéré comme exact [85], [103] car aucune approximation n'a été faite. L'EFIE (1) accepte sans distinction toutes les méthodes et les techniques de résolution relatives

V.4.a. Le choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin

Dans tous les cas on utilise le champ électrique tangentiel comme base [91]-[93], [101], [103], [104], [105] et / ou la densité de courants électriques surfaciques (Paragraphe V.4.). Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonctions de base mais dans la pratique, on n'utilise qu'un nombre limité. En général, on choisit les fonctions dont la variation reflète et ressemble à celle de la solution prévue. En effet, la connaissance préalable du type de variation de cette dernière s'avère nécessaire, sans oublier le fait de retenir uniquement un minimum de termes dans le développement en série de l'inconnu. Ceci ayant pour but de réduire l'effort de computation [32, ch. 12], [103].

Si on considère l'exemple de \bar{J} dans la série (3), le choix de $\{\bar{\phi}_n(\bar{r}_s)\}_{n=1,\infty}$ peut être soumis aux contraintes suivantes :

- Leur domaine de définition est le métal conducteur. Pour éviter les solutions parasites (résonances non physiques), on les prend deux fois continûment dérivables [106].
- Leurs composantes appartiennent au plan de la plaque conductrice :
sur le bord du métal, la tangentielle est maximale alors que la normale s'annule (edge condition) [4], [64], [49].

V.4.b. Equation caractéristique - Fréquence de résonance - Facteur de qualité - Largeur de bande

Dans le cas d'une équation matricielle homogène et pour éviter la solution triviale $[I] = 0$, il faut que le système $[Z].[I] = 0$ soit à matrice singulière ce qui équivaut à imposer la condition :

$$\det([Z(\omega)]) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

aux équations intégrales. Quelques unes de ces méthodes furent appliquées [87]. Cependant, la méthode des moments / procédure de Galerkin est sans doute la plus utilisée pour traiter les problèmes de propagation et un grand nombre de travaux de modélisation exploitant les particularités de cette technique ont été menés et publiés (Paragraphe V.1.). Cette méthode permet de discrétiser l'EFIE (1), en commençant par projeter l'inconnue \bar{J} sur un système orthogonal infini de fonctions de base $\{\bar{\phi}_n(\bar{r}_s)\}_{n=1,\infty}$ définies uniquement sur le métal et convenablement choisies pour chaque géométrie [5], [47]. On peut finalement écrire [7, eq. 23], [11, eq. 8], [49, eq. 8], [86, eq. 17], [89, eq. 3] :

$$\bar{J}(\bar{r}_s) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \bar{\phi}_n(\bar{r}_s) \quad \text{où } \bar{r}_s \in \text{métal} \quad (3)$$

L'égalité (3) prise dans le plan transformé est substituée dans (1), ensuite, on multiplie à gauche les deux membres de l'équation résultante par $\bar{\phi}_m^+(\bar{r}_s)$ où cette dernière est une matrice diagonale dont les éléments diagonaux sont les deux composantes du mode de courant d'ordre m (+ désigne la transposée conjuguée). On intègre sur \bar{r}_s et tenant compte du théorème de Parseval, on aboutit à un système linéaire d'équations algébriques après avoir tronquer la série (3) à un rang fini N pour des raisons de computation.

Le système obtenu peut se mettre sous la forme matricielle suivante [7, eq. 29], [11, eq. 9], [49, eq. 9], [86, eq. 18], [89, eq. 4] :

$$[Z].[I]=[V] \quad (4)$$

où [I] vecteur des coefficients inconnus $\{I_n\}_{n=1,N}$.

Le second membre dans (4) est une conséquence directe de la formulation de l'EFIE avec second membre, il est identiquement nul pour le cas de l'EFIE homogène [8, eqs. 66, 67], [64, eq. 14], [85, eq. 20], [94, eq. 24], [104, eq. 16].

V.4.a. Le choix des fonctions de base dans la procédure de Galerkin

Dans tous les cas on utilise le champ électrique tangentiel comme base [91]-[93], [101], [103], [104], [105] et / ou la densité de courants électriques surfaciques (Paragraphe V.4.). Théoriquement, il existe plusieurs systèmes de fonctions de base mais dans la pratique, on n'utilise qu'un nombre limité. En général, on choisit les fonctions dont la variation reflète et ressemble à celle de la solution prévue. En effet, la connaissance préalable du type de variation de cette dernière s'avère nécessaire, sans oublier le fait de retenir uniquement un minimum de termes dans le développement en série de l'inconnu. Ceci ayant pour but de réduire l'effort de computation [32, ch. 12], [103].

Si on considère l'exemple de \bar{J} dans la série (3), le choix de $\{\bar{\phi}_n(\bar{r})\}_{n=1, \dots}$ peut être soumis aux contraintes suivantes :

- Leur domaine de définition est le métal conducteur. Pour éviter les solutions parasites (résonances non physiques), on les prend deux fois continûment dérivables [106].
- Leurs composantes appartiennent au plan de la plaque conductrice :
sur le bord du métal, la tangentielle est maximale alors que la normale s'annule (edge condition) [4], [64], [49].

V.4.b. Equation caractéristique - Fréquence de résonance - Facteur de qualité - Largeur de bande

Dans le cas d'une équation matricielle homogène et pour éviter la solution triviale $[I] = 0$, il faut que le système $[Z].[I] = 0$ soit à matrice singulière ce qui équivaut à imposer la condition :

$$\det([Z(\omega)]) = 0 \dots\dots\dots (5)$$

Physiquement, cela signifie qu'en l'absence de la source excitatrice, il y a des courants électriques, dus à l'entretien mutuel entre champ et courant. Cette situation résume les conditions de résonance au niveau de la plaque conductrice ce qui est demandée, car l'antenne est conçue pour opérer au voisinage de sa résonance, toutes ses caractéristiques sont estimées à cette fréquence.

La condition (5) est appelée équation caractéristique pour les modes propres. Elle est généralement vérifiée par une fréquence complexe dont la partie réelle représente la fréquence de résonance de la plaque et la partie imaginaire négative indique les pertes d'énergie par rayonnement :

$$\omega = \omega_R - i \cdot \omega_I \quad \dots\dots\dots(6)$$

ω_I est petit devant ω_R

Le facteur de qualité et la bande passante sont l'un comme l'inverse de l'autre, le premier est défini par [8], [47], [52], [64], [73], [85], [94], [96], [104] :

$$Q = \frac{\omega_R}{2\omega_I} \quad \dots\dots\dots(7)$$

V.4.c. Champs rayonnés en zone lointaine

En plus des techniques discutées au (Paragraphe II.4.) pour estimer les champs rayonnés, nous revenons sur la technique dite " procédure de l'ouverture rayonnante " [99, ch. 3]. En effet, après avoir résolu l'EFIE en courant électrique surfacique, le champ électrique spectral tangential peut être évalué via la transformée de l'égalité (2). Ce qui rend légitime l'utilisation de la technique précédente pour calculer le rayonnement, cette technique se résume en ce qui suit :

Selon le théorème de l'unicité du champ électromagnétique, ce dernier est uniquement et exactement déterminé dans le demi espace au delà de l'ouverture par la connaissance des composantes tangentielles de \vec{E} ou \vec{H} par rapport à l'ouverture rayonnante. Cela appliqué aux antennes microbandes, on peut donc trouver des expressions pour le champ rayonné en fonction des composantes spectrales tangentielles du champ électrique sur l'ouverture de l'antenne qui se constitue du plan

d'interface, espace libre-antenne, du côté diélectrique. Les exemples d'application de cette approche sont rapportés dans [7], [42], [57], [82], [83], [90], [107].

Une procédure analogue est aussi utilisée lorsque la formulation est considérée dans le domaine spectral de Hankel [47], [66], [85], [94]. Les étapes principales de la technique suscitée seront (toutefois, un exposé détaillé est donné par R. E. Collin [99, ch. 3]) :

- Faire l'inventaire des sources de courant qui existent au niveau de l'ouverture, sinon appliquer les principes d'équivalence pour remplacer les sources réelles par d'autres équivalentes et présentes à l'ouverture.
- Appliquer l'équation d'Helmholtz au champ électrique dans la zone de l'espace libre, tout en raisonnant dans le domaine spectral de Fourier et déduire les composantes tangentielles à l'ouverture qui seront suffisantes pour le calcul de E en zone lointaine, ceci s'obtient par l'intermédiaire d'une intégrale double de Fourier.
- Appliquer la technique de la phase stationnaire pour obtenir la forme asymptotique simple de l'intégrale utilisée dans l'étape précédente

V.5. L'antenne microbande circulaire excitée par un câble coaxial

L'antenne circulaire a été l'objet d'un nombre important d'études et de travaux de recherche, ceux-ci traitent surtout sa caractérisation sans pour autant prendre en considération le système d'excitation [33], [37], [55], [85], [94], [104]. L'antenne circulaire comme tout autre géométrie peut avoir plusieurs couches diélectriques, dont éventuellement une couche protectrice [73] ou plusieurs plaques conductrices [47]

Les modèles utilisés varient du simple [30], [50], [65], [108], [109] au rigoureux avec l'excitation incluse dans la formulation [4], [34], [44], [66]. Les travaux dans le domaine expérimental constituent un complément pour tester l'effet de la variation d'un des paramètres de l'antenne (tels que son diamètre, son épaisseur) [22]. Cela constitue une base de données qui précède l'étape de la modélisation théorique [6]. Nous présenterons une analyse complète de cette structure dont la géométrie est représentée par la (Fig. V.1).

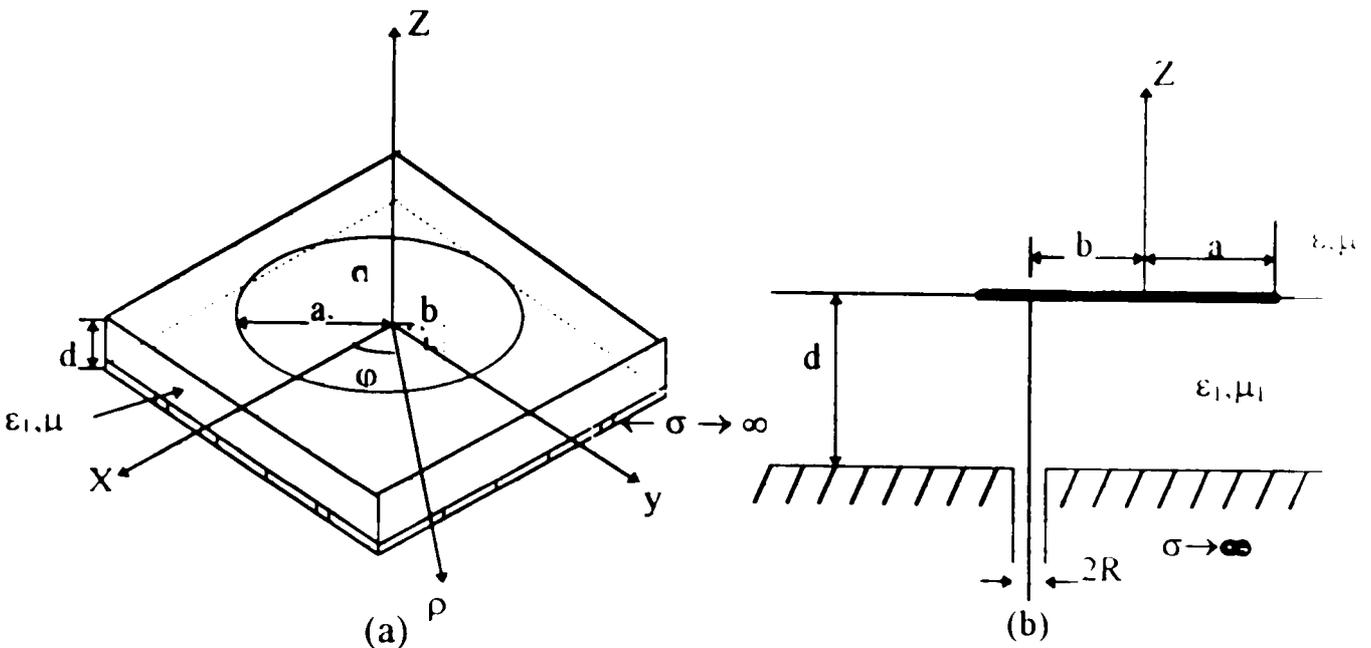


Fig. V.1 : Structure de l'antenne circulaire excitée via une sonde coaxiale.
 a) Vue en perspective. b) Vue en coupe.

V.5.a. Fonction de Green et équation intégrale du champ électrique

Le champ électromagnétique en un point quelconque situé dans le demi-espace $z > -d$ est la superposition de deux champs :

* L'un dû aux courants de la sonde :

Ses composantes normales à la stratification de la structure sont données par [66]:

$$\begin{bmatrix} E_z^p(\rho, \phi, z) \\ H_z^p(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} P_n(k_{\rho}) J_n(k_{\rho} \rho) e^{ik_z(z-d)} \dots \dots \dots (8)$$

$$P_n(k_{\rho}) = -\frac{Id}{4\pi\omega\epsilon} \frac{k_{\rho}^2}{k_{1z}} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_{1z}d}{2}\right) \frac{1 + R_{12}^{TM} e^{ik_{1z}d}}{1 - R_{10}^{TM} R_{12}^{TM} e^{2ik_{1z}d}} X_{10}^{TM} e^{ik_{1z}d/2} J_0(k_{\rho}R) J_n(k_{\rho}b) \dots \dots (9)$$

Les autres grandeurs sont définis dans la même référence.

Quant aux composantes tangentielles, elles seront directement obtenues à partir des équation de Maxwell :

$$\bar{E}_s^p(\rho, \phi, z) = \begin{bmatrix} E_{\rho}^s(\rho, \phi, z) \\ \bar{E}_{\phi}^p(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \sum_n e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} H_n(k_{\rho} \rho) \cdot S_n(k_{\rho}) e^{ik_z(z-d)} \quad (10)$$

$\bar{H}_n(k_{\rho} \rho)$ est le noyau de la transformée vectorielle de Hankel [95].

* L'autre dû aux courants induits sur le disque :

Appliquons pour cela la technique des transformées vectorielles de Hankel :

• Dans la zone de l'espace libre $z > d$:

$$\bar{E}_{\omega}^s(\rho, \phi, z) = \begin{bmatrix} E_{\omega\rho}^s(\rho, \phi, z) \\ E_{\omega\phi}^s(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \cdot \bar{e}_{\omega n}(k_{\rho}) e^{ik_z z} \quad (11)$$

$$\bar{H}_{\omega}^s(\rho, \phi, z) = \begin{bmatrix} H_{\omega\phi}^s(\rho, \phi, z) \\ -H_{\omega\rho}^s(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \sum_n e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \cdot \bar{G}_0(k_{\rho}) \cdot \bar{e}_{\omega n}(k_{\rho}) e^{ik_z z} \quad (12)$$

• Dans la zone du substrat $0 < z < d$:

$$\bar{E}_{\omega}^s(\rho, \phi, z) = \begin{bmatrix} E_{\omega\rho}^s(\rho, \phi, z) \\ E_{\omega\phi}^s(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \cdot \bar{e}_{\omega n}(k_{\rho}) \sin k_{1z} z \quad (13)$$

$$\bar{H}_{\omega}^s(\rho, \phi, z) = \begin{bmatrix} H_{\omega\phi}^s(\rho, \phi, z) \\ -H_{\omega\rho}^s(\rho, \phi, z) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \cdot \bar{G}_1(k_{\rho}) \cdot \bar{e}_{\omega n}(k_{\rho}) \frac{1}{l} \cos k_{1z} z \quad (14)$$

$$\bar{e}_{\omega n}(k_{\rho}) = \begin{bmatrix} -k_z \tilde{E}_{0zn}(k_{\rho}) \\ -\omega \mu \tilde{H}_{0zn}(k_{\rho}) \end{bmatrix}, \quad \bar{e}_{1n}(k_{\rho}) = \begin{bmatrix} -k_{1z} \tilde{E}_{1zn}(k_{\rho}) \\ -\omega \mu \tilde{H}_{1zn}(k_{\rho}) \end{bmatrix}, \quad \begin{cases} k_z^2 = k_0^2 - k_{\rho}^2 = \omega^2 \mu \epsilon - k_{\rho}^2 \\ k_{1z}^2 = k_1^2 - k_{\rho}^2 = \omega^2 \mu_1 \epsilon_1 - k_{\rho}^2 \end{cases} \quad (15)$$

$$\bar{G}_0(k_{\rho}) = \text{diag} \left(\frac{\omega \epsilon}{k_z}, \frac{k_z}{\omega \mu} \right) ; \quad \bar{G}_1(k_{\rho}) = \text{diag} \left(\frac{\omega \epsilon_1}{k_{1z}}, \frac{k_{1z}}{\omega \mu_1} \right) \quad (16)$$

• Sur le plan de la plaque conductrice $z = d$:

La condition de continuité de \bar{E}_s^s et la discontinuité de \bar{H}_s^s donnent :

$$\bar{E}_{0z}^s(\rho, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \bar{G}(k_{\rho}) \bar{K}_n(k_{\rho}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

$$\bar{G}(k_{\rho}) = \bar{G}_0(k_{\rho}) \cdot \text{diag} \left(\frac{1}{1+i \frac{\epsilon_1}{\epsilon} \frac{k_z}{k_{1z}} \cot gk_{1z} d}, \frac{1}{1+i \frac{\mu}{\mu_1} \frac{k_{1z}}{k_z} \cot gk_{1z} d} \right) \quad \dots\dots\dots (18)$$

où $\bar{K}_n(\rho) = \begin{bmatrix} k_{\rho n}(\rho) \\ k_{\phi n}(\rho) \end{bmatrix}$ est le n^{ème} mode du courant induit sur la plaque.

$\bar{K}_n(k_{\rho})$ sa transformée vectorielle de Hankel.

On prend la transformée de Fourier sur ϕ de (10) évaluée à $Z = d$ et de (17) selon [96] :

$$\bar{E}_{0zn}^p(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \bar{S}_n(k_{\rho}) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$\bar{E}_{0zn}^s(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \bar{H}_n(k_{\rho} \rho) \bar{G}(k_{\rho}) \bar{K}_n(k_{\rho}) \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\bar{E}_{0zn}^p(\rho) + \bar{E}_{0zn}^s(\rho) = -Z_s \bar{K}_n(\rho) \quad \rho < a \quad \dots\dots\dots (21)$$

L'impédance de surface $Z_s = (\omega\mu/\sigma)^{1/2}$ est introduite pour tenir compte des pertes dans le conducteur constituant le disque.

Les transformées vectorielles de Hankel de (19) et (20) sont respectivement :

$$\bar{E}_{0zn}^p(k_{\rho}) = \bar{S}_n(k_{\rho}) \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\bar{E}_{0zn}^s(k_{\rho}) = \bar{G}(k_{\rho}) \cdot \bar{K}_n(k_{\rho}) \quad \dots\dots\dots (23)$$

En observant l'égalité (22) et l'expression de $\bar{S}_n(k_{\rho})$ [66], on vérifie que les courants polarisés selon la direction normale à la plaque conductrice ne contribuent pas aux ondes TE, mais aux modes TM seulement [57].

L'égalité (20) permet d'identifier $\bar{G}(k_{\rho})$ comme étant la fonction de Green tensorielle spectrale. Sa forme dans (18) montre clairement qu'elle est diagonale (Paragraphe V.2.c). Ce même résultat aurait été anticipé si on avait formulé le problème par la technique des coefficients de réflexion généralisés pour un milieu stratifié [34], [52], [64], [66], [94], [96], [104].

L'équation intégrale du champ électrique découle de l'égalité (21) et sera donnée par :

$$\int_0^a dk_\rho k_\rho \bar{H}_n(k_\rho, \rho) \cdot \bar{G}(k_\rho) \cdot \bar{K}_n(k_\rho) = - \int_0^a dk_\rho k_\rho \bar{H}_n(k_\rho, \rho) \cdot \bar{S}_n(k_\rho) \quad \dots\dots\dots (24)$$

où $\bar{G}(k_\rho) = \bar{G}(k_\rho) + Z_s \bar{I}$ (25)

$\bar{G}(k_\rho)$: tenseur diagonal spectral de Green.

\bar{I} : matrice unité de rang 2.

L'inconnu $\bar{K}_n(\rho)$ sera décomposé selon deux types de systèmes de fonctions de base :

$$\bar{K}_n(\rho) = \sum_{m=1}^M a_{nm} \bar{K}_{nm}(\rho) + \sum_{\nu=1}^P b_{n\nu} \bar{F}_{n\nu}(\rho) \quad \dots\dots\dots (26)$$

La transformée vectorielle de Hankel pour (26) sera :

$$\bar{K}_n(k_\rho) = \sum_{m=1}^M a_{nm} \bar{K}_{nm}(k_\rho) + \sum_{\nu=1}^P b_{n\nu} \bar{F}_{n\nu}(k_\rho) \quad \dots\dots\dots (27)$$

Substituons (27) dans (24), multiplions par $\rho \bar{K}_n^*(\rho)$, puis par $\rho \bar{F}_{ny}^*(\rho)$ et intégrons sur ρ de 0 à **a**, faisons appel au théorème de Parseval pour les VHT [95], on trouve :

$$\begin{bmatrix} \bar{Z}^{KK} & \bar{Z}^{KF} \\ \bar{Z}^{FK} & \bar{Z}^{FF} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \bar{I}^K \\ \bar{I}^F \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \bar{V}^K \\ \bar{V}^F \end{bmatrix} \quad \dots\dots\dots (28)$$

où: $Z_y^{AB} = \langle \bar{A}_i, \bar{G} \cdot \bar{B}_j \rangle = \int_0^a dk_\rho k_\rho \bar{A}_i^*(k_\rho) \cdot \bar{G}(k_\rho) \cdot \bar{B}_j(k_\rho) \quad \dots\dots\dots (29)$

$$V_i^A = \langle \bar{A}_i, \bar{S} \rangle = \int_0^a dk_\rho k_\rho \bar{A}_i^*(k_\rho) \cdot \bar{S}_n(k_\rho) \quad \dots\dots\dots (30)$$

Pour les indices (i, j) et les grandeurs (\bar{A}, \bar{B}) voir (Annexe II).

Après avoir résolu (28) en [1], les courants $\bar{K}_n(\rho)$ ou $\bar{K}_n(k_\rho)$ seront directement obtenus via (26) et (27) et avec :

$$I_i^k = a_{ni} \quad ; \quad I_i^F = b_{ni}$$

Les autres caractéristiques de l'antenne seront ensuite déduite comme l'on a exposé aux (paragraphes V.4.b., c.) et (Annexe III).

V.5.b. Equivalence des formalismes des (VHT) et des (HT)

Soulignons enfin qu'on peut formuler les équations intégrales du champ et du courant par les transformées de Hankel (HT) [5], [47], [73], [85]. Par opposition aux transformées vectorielles de Hankel (VHT). On montrera à présent l'équivalence entre ces deux formalismes en mettant en évidence par exemple le passage entre le formalisme des transformées vectorielles de Hankel (VHTF) et celui des transformées usuelles de Hankel (HTF).

Si on observe l'égalité donnant le noyau des (VHT) [95, eq. 13], on constate qu'il est Hermitien :

$$\overline{\overline{H}}_n(k_\rho, \rho) = \overline{\overline{H}}_n(k_\rho, \rho) \dots\dots\dots (31)$$

On peut par conséquent réduire $\overline{\overline{H}}_n(k_\rho, \rho)$ à une forme diagonale [111, pp. 456-457] :

$$\overline{\overline{H}}_n(k_\rho, \rho) = \overline{\overline{U}} \cdot \overline{\overline{D}}_{n\pm}(k_\rho, \rho) \cdot \overline{\overline{U}} \dots\dots\dots (32a)$$

$$\overline{\overline{U}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (32b)$$

$$\overline{\overline{D}}_{n\pm}(k_\rho, \rho) = \text{diag}(-J_{n+1}(k_\rho, \rho), J_{n-1}(k_\rho, \rho)) \dots\dots\dots (32c)$$

Les grandeurs champ et courant électrique caractérisant le (HTF) sont liées à celles caractérisant le (VHTF) par :

$$\overline{\overline{E}}_{n\pm}(\rho) = \overline{\overline{T}} \cdot \overline{\overline{E}}_{sn}(\rho) \dots\dots\dots (33a)$$

$$\overline{\overline{K}}_{n\pm}(\rho) = \overline{\overline{T}} \cdot \overline{\overline{K}}_n(\rho) \dots\dots\dots (33b)$$

$$\overline{\overline{T}} = \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} \dots\dots\dots (33c)$$

Tenant compte de ces égalités et les équations intégrales (20), on aboutit à :

$$\bar{E}_{n\pm}(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \cdot \bar{\Lambda}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho) \cdot \bar{Z}(k_{\rho}) \cdot \bar{K}_{n\pm}(k_{\rho}) \quad (34a)$$

$$\bar{K}_{n\pm}(\rho) = \int_0^{\infty} dk_{\rho} k_{\rho} \cdot \bar{\Lambda}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho) \cdot \bar{K}_{n\pm}(k_{\rho}) \quad (34b)$$

Les deux dernières égalités caractérisent le (HTF), $\bar{\Lambda}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho)$ son noyau.

$$\bar{\Lambda}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho) = \bar{M} \cdot \bar{D}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho) \quad (35a)$$

$$\bar{Z}(k_{\rho}) = (\bar{M} \cdot \bar{T}) \cdot \bar{G}(k_{\rho}) \cdot (\bar{M} \cdot \bar{T})^{-1} \quad (35b)$$

est le nouveau tenseur de Green (tenseur des fonctions immittances) et

$$\bar{K}_{n\pm}(k_{\rho}) = (\bar{M} \cdot \bar{T}) \cdot \bar{K}_n(k_{\rho}) \quad (36)$$

sont les courants analogues à ceux $\bar{K}_n(k_{\rho})$.

$$\text{avec } \bar{M} = \text{diag}(-1, 1) \quad (37)$$

On termine par cette comparaison entre les deux formalismes.

VHTF	HTF
<ul style="list-style-type: none"> • Tenseur spectral de Green diagonal $\bar{G}(k_{\rho})$. • Noyau $\bar{H}_n(k_{\rho}, \rho)$ complexe Hermitien. • Les deux équations du courant $\bar{K}_n(k_{\rho})$ sont couplées. 	<ul style="list-style-type: none"> • Tenseur spectral de Green symétrique $\bar{Z}(k_{\rho})$. • Noyau $\bar{\Lambda}_{n\pm}(k_{\rho}, \rho)$ réel diagonal. • Les deux équations du courant $\bar{K}_{n\pm}(k_{\rho})$ (34b) sont découplées.

Table V.1. : Comparaison entre le (VHTF) et le (HTF).

Le chemin inverse, c.à.d, le passage (HTF) \rightarrow (VHTF) est mis en évidence en décomposant $\bar{Z}(k_{\rho})$ du moment qu'il est symétrique et en tenant compte des égalités (33a), (33b) et (33c). Un raisonnement analogue montre aussi l'équivalence entre le

formalisme des transformées vectorielles de Fourier (VFTF) et celui des transformées usuelles de Fourier (FTF).

V.6. Conclusion du Chapitre V

La méthode spectrale pour les antennes microbandes a été présentée. Avant de formuler l'équation intégrale du champ électrique, le tenseur spectral de Green est déterminé par différentes techniques. On a également montré que la source d'excitation intervient dans la formulation de l'EFIE comme second membre. La procédure de Galerkin dans la méthode des moments a été présentée comme moyen de résolution de l'EFIE en terme de courant. La formulation détaillée pour le cas circulaire a été présentée via les transformées vectorielles de Hankel et l'équivalence ainsi les règles de passage entre ces dernières et les transformées simples de Hankel ont été données.

CHAPITRE VI

Conclusion générale.

L'étude rapportée dans cette thèse a été menée comme c'est montré au "RESUME"

Les problèmes rencontrés lors de cette étude peuvent être résumés comme suit :

- La synthèse faite aux Chapitres II et III et la recherche bibliographique correspondante étaient fastidieuses.
- En ce qui concerne la simulation faite au (Chapitre IV), elle n'était pas très coûteuse en temps d'exécution, car les modèles adoptés sont analytiques. Cependant, l'étude théorique nécessaire était vaste et demande beaucoup de concepts mathématiques.
- Tout comme précédemment, la méthode spectrale rapportée au (Chapitre V) ainsi que les équations des (Annexes) demandent énormément de maths.

Notre contribution porte sur :

- Le raisonnement analytique fait en (Annexe I).
- L'étude de l'effet des différents paramètres physiques de l'antenne rectangulaire (Fig. IV.1).
- L'équivalence entre le (VHTF) et le (HTF) d'une part et entre le (VFTF) et le (FTF) d'autre part.

On fait les suggestions suivantes pour des études supplémentaires :

- Dans le Chapitre IV et Annexe I, on avait étudié l'équivalence entre trois formulations utilisées pour estimer les champs lointains des antennes microbandes carrées et circulaires. On cherchera avec exactitude les domaines de validation des approximations faites, et ce par la détermination des domaines des paramètres ϵ_r , d/a , θ . Il s'agit d'un travail théorique.
- On a formulé le tenseur spectral de Green par plusieurs procédés (Paragraphe V.2). On fera une étude comparative entre ces procédés, généraliser ces procédés pour le cas de structures microbandes multicouches, multiconducteurs et éventuellement avec sources tridimensionnelles .
- Appliquer la méthode spectrale / procédure de Galerkin pour le cas d'une antenne circulaire avec le formalisme des (VHT) et en adoptant des fonction de base autre que celles des courants sur les parois d'une cavité , mais plutôt avec deux autres types de fonctions données dans [44] , [85].

Annexes

ANNEXE I. : EQUIVALENCE DU RAYONNEMENT D'UNE ANTENNE CARREE ET CELLE CIRCULAIRE, PAR DIFFERENTS FORMALISMES.

En utilisant le modèle de Chew [34], après un certain développement algébrique, le champ électrique rayonné en zone lointaine par une antenne circulaire s'écrit :

$$E_{\theta}^{(1)}(\bar{r}) = A \frac{1}{1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_r \mu_r}} [J_2(B) - J_0(B)] \bar{G}^*(\theta) \cos \theta \cos \phi \quad \dots\dots\dots (A I 1)$$

$$E_{\phi}^{(1)}(\bar{r}) = A [J_2(B) - J_1(B)] \bar{G}^h(\theta) \sin \theta \quad \dots\dots\dots (A I 2)$$

$$A = \frac{1}{2} \frac{e^{ikr}}{\mu_r} \left[\frac{E_{0\theta} a J_1(\beta_{11})}{r} \right] \quad \dots\dots\dots (A I 3a)$$

$$B = \beta_{11} \frac{\sin \theta}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad \dots\dots\dots (A I 3b)$$

$$\bar{G}^*(\theta) = \frac{1}{1 + i\epsilon_r \frac{k_z(\theta)}{k_{1z}(\theta)} \cot g k_{1z}(\theta) d} \quad \dots\dots\dots (A I 3c)$$

$$\bar{G}^h(\theta) = \frac{1}{1 + i \frac{1}{\mu_r} \frac{k_{1z}(\theta)}{k_z(\theta)} \cot g k_{1z}(\theta) d} \quad \dots\dots\dots (A I 3d)$$

• $k_z(\theta)$ et $k_{1z}(\theta)$ sont les constantes de propagation dans l'espace libre et le substrat, évaluées aux points de phases stationnaires :

$$k_z(\theta) = k \cos \theta; k_{1z}(\theta) = k_1 \left(1 - \frac{\sin^2 \theta}{\epsilon_r \mu_r} \right)^{1/2}; k^2 = \omega^2 \mu \epsilon; k_1^2 = \epsilon_r \mu_r k^2; \beta_{11} = 184118 \quad \dots\dots\dots (A I 3e)$$

J : sont les fonctions de Bessel de première espèce, d'ordre (2, 0) et d'argument B.

L'analyse modale donne [16] :

$$E_{\theta}^{(2)}(\bar{r}) = C [J_2(B) - J_0(B)] \cos \phi \quad \dots\dots\dots (A I 4)$$

$$E_{\phi}^{(2)}(\bar{r}) = C [J_2(B) + J_0(B)] \cos \theta \sin \phi \quad \dots\dots\dots (A I 5)$$

$$C = -\frac{1}{2} \frac{d}{a} \frac{\beta_{11}}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} i e^{ikr} \left[\frac{E_{0\theta} a J_1(\beta_{11})}{r} \right] \quad \dots\dots\dots (A I 6)$$

Lorsque les courants magnétiques équivalents sont utilisés. Et,

$$E_{\theta, \phi}^{(3)}(\bar{r}) = E_{\theta, \phi}^{(2)}(\bar{r}) \sin c \left(\beta_{11} \frac{d \cos \theta}{a \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \right) \quad \dots\dots\dots (A I 7)$$

Lorsque les courants électriques sont utilisés.

En outre, le champ rayonné par une autre antenne carrée est donné par [1] :

$$E_{\phi}^{(4)}(\vec{r}) = D \cos\left(\beta_{11} \frac{d}{a} \cos\theta\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{B}{2} \sin\phi\right) \cos\left(\frac{B}{2} \cos\phi\right) \cos\phi \quad (\text{A.1.8})$$

$$E_{\theta}^{(4)}(\vec{r}) = -D \cos\left(\beta_{11} \frac{d}{a} \cos\theta\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{B}{2} \sin\phi\right) \cos\left(\frac{B}{2} \cos\phi\right) \cos\theta \sin\phi \quad (\text{A.1.9})$$

$$D = -\frac{iV_0}{\pi} \frac{\beta_{11}}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \frac{e^{ikr}}{r} \quad (\text{A.1.10})$$

Nous allons mettre en évidence l'équivalence entre ces trois formulations pour les deux structures d'antenne, du point de vue champ rayonné, en suivant une procédure analytique pure.

Cas limite $d/a \ll 1$:

On commence par établir l'équivalence entre (A.1.1), (A.1.4) et (A.1.7), cela revient à prouver que les trois expressions ci-dessous représentent une seule :

$$\frac{1}{\mu_r} \frac{1}{1 - \frac{\sin^2\theta}{\epsilon_r \mu_r}} \tilde{G}^s(\theta) \cos\theta \quad (\text{A.1.11a})$$

$$i \frac{d}{a} \frac{\beta_{11}}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (\text{A.1.11b})$$

$$i \frac{d}{a} \frac{\beta_{11}}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \operatorname{sinc}\left(\beta_{11} \frac{d}{a} \frac{\cos\theta}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}\right) \quad (\text{A.1.11c})$$

l'équivalence entre (A.1.11b) et (A.1.11c) est évidente pour les faibles d/a .

Montrons en outre, que (A.1.11a) tend asymptotiquement vers (A.1.11b) :

Un développement asymptotique de $\tilde{G}^s(\theta)$ donne [96], [104] :

$$\tilde{G}^s(\theta) = -\frac{i}{\epsilon_r} \frac{k_{1z}^2(\theta) d}{k_z(\theta)} \quad (\text{A.1.12})$$

Tenant compte de (A.1.3e) et du fait que $\beta_{11} = k_{1a}$, on retrouve bien (A.1.11b).

Reste à montrer l'équivalence entre :

$$\tilde{G}^h(\theta) \quad \text{et} \quad i \frac{d}{a} \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \beta_{11} \cos\theta \quad (\text{A.1.13})$$

Ceci est mis en évidence par le développement :

$$\tilde{G}^h(\theta) = -i \mu_r k_z(\theta) d \quad \text{et l'égalité (A.1.3e).}$$

Pour compléter le raisonnement, on montrera dans une dernière étape que (A.I.4) et (A.I.5) sont équivalentes à (A.I.8) et (A.I.9) :

Selon Abramowitz [110], pour les faibles arguments :

$$J_n(t) \approx \frac{1}{n!} \left(\frac{t}{2}\right)^n \quad \dots\dots\dots (A.I.14)$$

$$\Rightarrow |J_2(B) - J_0(B)| \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{B}{2}\right)^2 \approx \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad \dots\dots\dots (A.I.15)$$

- Pour $\phi = 0$: on vérifie (A.I.4) \equiv (A.I.8).
- Pour $\phi = \pi/2$: on vérifie (A.I.5) \equiv (A.I.9).

On a bien l'équivalence entre les trois formalismes.

Toutefois, il faut noter que cette équivalence est étudiée pour le mode fondamental, i.e. TM_{11}^z pour la circulaire et TM_{10}^z pour la carrée, sous les conditions de faibles d/a et ε_r et des angles θ non proches du plan de masse [16].

ANNEXE II. : CALCUL DES ELEMENTS DU SYSTEME LINEAIRE ASSOCIE A LA METHODE GALERKIN.

On évalue dans un premier temps les transformées vectorielles de Hankel des fonctions de base : $\bar{K}_{nm}(k_\rho)$ et $\bar{F}_{nm}(k_\rho)$.

$$\bar{A}_{nm}(k_\rho) = \int_0^a d\rho \rho \bar{H}_n(k_\rho \rho) \bar{a}_{nm}(\rho) \dots\dots\dots (A. II 1)$$

$$(\bar{a}, \bar{A}) \in \{(\bar{k}, \bar{K}), (\bar{f}, \bar{F})\} \dots\dots\dots (A. II 2)$$

$$m = \begin{cases} 1, 2, \dots, M. \text{ si } (\bar{a}, \bar{A}) = (\bar{k}, \bar{K}) \\ 1, 2, \dots, P. \text{ si } (\bar{a}, \bar{A}) = (\bar{f}, \bar{F}) \end{cases} \dots\dots\dots (A. II 3)$$

Pour déterminer les éléments de la matrice [Z], on doit calculer les produits scalaires :

$$\langle \bar{A}_m, \bar{D} \cdot \bar{B}_l \rangle = \langle \bar{D} \cdot \bar{A}_m, \bar{B}_l \rangle = \langle \bar{B}_l, \bar{D} \cdot \bar{A}_m \rangle^* = \int_0^a dk_\rho k_\rho \bar{A}_{nm}(k_\rho) \cdot \bar{D}(k_\rho) \cdot \bar{B}_{nl}(k_\rho) \dots\dots\dots (A. II 4)$$

(\bar{A}, \bar{B}) et (m, l) ont les mêmes valeurs que dans (A.II.2), (A.II.3).

$$\bar{D} \in \{ \bar{G}, \bar{I} \} \dots\dots\dots (A. II 5)$$

\bar{G} : tenseur spectral de Green; \bar{I} : matrice unité de rang 2.

Et enfin, pour déterminer [V] associé au second membre du système linéaire on prend :

$$\bar{D} \equiv \bar{I} \text{ et } \bar{B}_{nl}(k_\rho) \equiv \bar{S}_n(k_\rho), \bar{S}_n(k_\rho) \text{ est défini dans [66].}$$

Appliquons maintenant pour $\bar{K}_{nm}(\rho)$ et $\bar{F}_{np}(\rho)$ données par :

• *Système principal :*

$$\bar{K}_{nm}(\rho) = \begin{cases} \left[\begin{matrix} J_n(\beta_{nm}\rho) & \frac{in}{\beta_{nm}\rho} J_n(\beta_{nm}\rho) \end{matrix} \right]^t & \rho < a \\ 0 & \rho > a \end{cases} \dots\dots\dots (A. II 6)$$

$$J_n(\beta_{nm}\rho) = 0 \text{ pour } m = 1, 2, 3, \dots, M$$

L'application de (A.II.1) mène donc au calcul de :

$$\bar{K}_{nm}(k_\rho) = \int_0^a d\rho \left[\begin{matrix} \rho J_n(k_\rho \rho) J_n(\beta_{nm}\rho) + \frac{n^2}{\beta_{nm} k_\rho \rho} J_n(k_\rho \rho) J_n(\beta_{nm}\rho) \\ \frac{in}{k_\rho} J_n(k_\rho \rho) J_n(\beta_{nm}\rho) + \frac{in}{\beta_{nm}} J_n(\beta_{nm}\rho) J_n(k_\rho \rho) \end{matrix} \right] \dots\dots\dots (A. II 7)$$

On peut montrer que le vecteur sous l'intégrale de (A.II. 7) vaut :

$$\text{diag} \left(\frac{1}{\beta_{nm}^2 - k_\rho^2}, \frac{in}{\beta_{nm} k_\rho} \right) \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{\rho \left[\beta_{nm} J_n(\beta_{nm} \rho) J_n(k_\rho \rho) - k_\rho J_n(\beta_{nm} \rho) J_n(k_\rho \rho) \right]}{J_n(k_\rho \rho) J_n(\beta_{nm} \rho)} \right] \dots\dots\dots (A II 8)$$

Et donc (A.II.8) sans le symbole $\frac{\partial}{\partial \rho}$ constitue une intégrale de (A.II.7) et par conséquent, on trouve :

$$\bar{K}_{nm}(k_\rho) = \beta_{nm} a J_n(\beta_{nm} a) \left[\frac{J_n(k_\rho a)}{\beta_{nm}^2 - k_\rho^2} \quad \frac{in}{k_\rho \beta_{nm}^2 a} J_n(k_\rho a) \right]^t \dots\dots\dots (A II 9)$$

• *Système orthogonal :*

$$\bar{f}_{n\rho}(\rho) = \begin{cases} \left[\frac{-in}{\alpha_{n\rho} \rho} J_n(\alpha_{n\rho} \rho) \quad J_n(\alpha_{n\rho} \rho) \right]^t & \rho < a \\ 0 & \rho > a \end{cases} \dots\dots\dots (A II 10)$$

$$J_n(\alpha_{n\rho} \rho) = 0 \quad \rho = 1, 2, 3, \dots, P.$$

Une procédure similaire à celle utilisé pour transformer le système principal permet de trouver :

$$\bar{F}_{n\rho}(k_\rho) = \frac{k_\rho a J_n(\alpha_{n\rho} a) J_n(k_\rho a)}{k_\rho^2 - \alpha_{n\rho}^2} [0 \quad 1]^t \dots\dots\dots (A II 11)$$

Pour calculer [Z] on évalue :

$$\langle \bar{K}_n, \bar{G} \cdot \bar{K}_1 \rangle = \frac{a^2}{\omega \epsilon} \beta_{-m} \beta_{-n} J_n(\beta_{-m} a) J_n(\beta_{-n} a) \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho k_z J_n^2(k_\rho a)}{[\beta_{-m}^2 - k_\rho^2][\beta_{-n}^2 - k_\rho^2]} \frac{1}{1 + i\epsilon \frac{k_z}{k_x} \cot g k_x d} + \frac{n^2 \omega \mu}{\beta_{-m} \beta_{-n}} J_n(\beta_{-m} a) J_n(\beta_{-n} a) \int_0^\infty dk_\rho \frac{J_n^2(k_\rho a)}{k_\rho k_z} \frac{1}{1 + i \frac{1}{\mu} \frac{k_z}{k_x} \cot g k_x d} \dots\dots\dots (A II 12)$$

$$\langle \bar{K}_n, \bar{G} \cdot \bar{F}_\rho \rangle = -i \frac{n \omega \mu}{\beta_{-m}} J_n(\beta_{-m} a) J_n(\alpha_{n\rho} a) \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho J_n^2(k_\rho a)}{k_z [k_\rho^2 - \alpha_{n\rho}^2]} \frac{1}{1 + i \frac{1}{\mu} \frac{k_z}{k_x} \cot g k_x d} \dots\dots\dots (A II 13)$$

$$\langle \bar{F}_m, \bar{F}_l \rangle = a^2 \omega \mu J_n(\alpha_m a) J_n(\alpha_l a) \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2 J_n(k_\rho a)}{k_z [k_\rho^2 - \alpha_m^2] [k_\rho^2 - \alpha_l^2]} \frac{1}{1 + i \frac{1}{\mu_r} \frac{k_{tz}}{k_z} \cot g k_{tz} d} \quad (A II 14)$$

$$\langle \bar{K}_m, \bar{K}_l \rangle = \delta_{ml} \frac{a^2}{2} \left(1 - \left(\frac{n}{\beta_m a} \right)^2 \right) J_n^2(\beta_m a) \quad (A II 15)$$

$$\langle \bar{K}_m, \bar{F}_l \rangle = 0 \quad (A II 16)$$

$$\langle \bar{F}_m, \bar{F}_l \rangle = \delta_{ml} \frac{a^2}{2} J_{n,i}^2(\alpha_m a) \quad (A II 17)$$

Pour calculer [V] on détermine :

$$\langle \bar{K}_m, \bar{S} \rangle = i \frac{\beta_m a J_n(\beta_m a)}{\omega \epsilon} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho^2 J_n(k_\rho a)}{[\beta_m^2 - k_\rho^2]} \frac{P_n(k_\rho)}{1 + i \epsilon_r \frac{k_{tz}}{k_z} \cot g k_{tz} d} \quad (A II 18)$$

$$\langle \bar{K}_m, \bar{S} \rangle = 0 \quad (A II 19)$$

ANNEXE III. : CALCUL DU CHAMP LOINTAIN DE L'ANTENNE CIRCULAIRE PAR LA METHODE DE LA PHASE STATIONNAIRE.

On évaluera les composantes angulaires (E_θ, E_ϕ) du champ en zone lointaine.

Les composantes tangentielles $\bar{E}_{0n}^{\nu}(\bar{r})$ ont été déjà calculées par le (VHTF) via

$$\text{l'égalité } \bar{e}_{0n}(k_\rho) = \bar{G}_j(k_\rho) \cdot \bar{K}_n(k_\rho).$$

Reste à calculer $\bar{E}_z^{\nu}(\bar{r})$, celle-ci sera déterminée par [96] :

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho \left[-i \frac{k_\rho}{k_z} J_n(k_\rho \rho) \right] \cdot \left[\frac{k_z}{2\omega\epsilon} (1 - R^{TM}) \right] \cdot K_{n1}(k_\rho) e^{ik_z z} \dots\dots\dots (\text{A.III.1})$$

Les composantes angulaires seront donc déterminées via $\bar{T}(\theta)$ matrice de passage des coordonnées cylindriques en coordonnées sphériques et s'expriment par l'intégrale de Hankel :

$$\bar{E}_z^{\nu}(\bar{r}) = \begin{bmatrix} E_\theta(\bar{r}) \\ E_\phi(\bar{r}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\phi} \int_0^{\infty} dk_\rho k_\rho \bar{T}(\theta) \cdot \bar{U}_n(\bar{k}, \bar{r}) \cdot \bar{G}(k_\rho) \cdot \bar{K}_n(k_\rho) \dots\dots\dots (\text{A.III.2})$$

$$\text{où: } \bar{k} = k_\rho \hat{\rho} + k_z \hat{z} \quad |\bar{k}|^2 = k^2 = \omega^2 \mu \epsilon = k_\rho^2 + k_z^2$$

$$\bar{U}_n(\bar{k}, \bar{r}) = \frac{1}{2} e^{k_z z} \bar{H}_n^{(1)}(k_\rho \rho) \dots\dots\dots (\text{A.III.3})$$

$$\bar{H}_n^{(1)}(k_\rho \rho) = \begin{bmatrix} \dot{H}_n^{(1)}(k_\rho \rho) & \frac{in}{k_\rho \rho} H_n^{(1)}(k_\rho \rho) & -i \frac{k_\rho}{k_z} H_n^{(1)}(k_\rho \rho) \\ \frac{-in}{k_\rho \rho} H_n^{(1)}(k_\rho \rho) & \dot{H}_n^{(1)}(k_\rho \rho) & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (\text{A.III.4})$$

$H_n^{(1)}(k_\rho \rho)$: Fonction de Hankel de première espèce, d'ordre n et d'argument $k_\rho \rho$.

t : signe transposé.

En zone lointaine $r \rightarrow \infty$ ($\rho \rightarrow \infty$ et $Z \rightarrow \infty$), on peut avoir une forme asymptotique des fonctions de Hankel et sa dérivée [110], en se limitant aux variations d'ordre < 1 , l'égalité (A.III.3) s'écrit :

$$U_n(\bar{k}, r) = \frac{(-i)^n}{\sqrt{2\pi}} e^{i\alpha} \frac{1}{\sqrt{k_\rho \rho}} \bar{V}(k_\rho) e^{ik_\rho r}$$

$$\bar{V}(k_\rho) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\frac{k_\rho}{k_z} \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (A.III.5)$$

On applique la méthode de la phase stationnaire [99]. On peut montrer que les points à phase stationnaire sont donnés par :

$$\begin{cases} k_{\rho s} = k \sin \theta \\ k_{zs} = k \cos \theta \end{cases} \dots\dots\dots (A.III.6)$$

En développant en série de Taylor jusqu'à l'ordre 2 la fonction $e^{ik_\rho r}$ au voisinage de ce point :

$$\bar{k} \cdot \bar{r} = k \cdot r - \alpha (k_\rho - k_{\rho s})^2 + O(k_{\rho s}^3) \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{r}{k} (1 + ig^2 \theta) \dots\dots\dots (A.III.7)$$

Lors de l'évaluation de la forme asymptotique de (A.III.2), on utilise l'intégrale usuelle

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dx e^{-x^2} = \sqrt{\pi} \quad \text{pour calculer} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} dk_\rho \exp\left(-i\alpha \left((k_\rho - k_{\rho s})^2\right)\right).$$

Finalement, on arrive à :

$$\begin{bmatrix} E_\theta^s(\bar{r}) \\ E_\phi^s(\bar{r}) \end{bmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{in\phi} (-i)^n e^{ik_\rho r} k_{zs} \bar{T}(\theta) \cdot \bar{V}(k_\rho) \cdot \bar{G}(k_\rho) \cdot \bar{K}_n(k_{\rho s}) \dots\dots\dots (A.III.8)$$

L'évaluation de (A.III.8) donne les champs lointains. Toutefois, il faut noter que la distribution des courants $\bar{K}_n(k_{\rho s})$ dans le domaine de Hankel n'est pas connue. Celle-ci est faite par l'EFIE qui a été résolu par la procédure de Galerkin ou en utilisant un modèle tel que celui de la cavité pour estimer cette distribution [34].

La matrice $\bar{T}(\theta)$ est donnée par :

$$\bar{T}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & 0 & -\sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (A.III.9)$$

Bibliographie

- [1] K. R. Carver and J. W. Mink, "Microstrip antenna technology," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 2-24, Jan. 1981.
- [2] J. R. James, G. John, and C. M. Hall, "Millimetre-wave hybrid dielectric-microstrip antenna array," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 131, no. 6, pp. 341-350, Dec. 1984.
- [3] R. A. Pucel, D. J. Massé, and C. P. Hartwig, "Losses in Microstrip," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, pp. 342-350, June 1968.
- [4] G. Splitt and M. Davidovitz, "Guidelines for design of electromagnetically coupled microstrip patch antennas on two-layer substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1136-1140, July 1990.
- [5] Z. Fan and K. F. Lee, "Input impedance of annular-ring microstrip antennas with a dielectric cover," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 992-995, Aug. 1992.
- [6] N. Das, S. K. Chowdhury, and J. S. Chatterjee, "Circular microstrip antenna on ferrimagnetic substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 188-190, Jan. 1983.
- [7] D. M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 613-621, June 1987.
- [8] R. M. Nelson, D. A. Rogers, and A. G. D'assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 973-981, July 1990.
- [9] M. A. Richard, K. B. Bhasin, and P. C. Claspay, "Superconducting microstrip antennas: an experimental comparison of two feeding methods," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 967-974, July 1993.
- [10] D. M. Pozar and D. H. Schaubert, "Analysis of an infinite array of rectangular microstrip patches with idealized probe feeds," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 1101-1107, Oct. 1984.
- [11] J. T. Aberle and D. M. Pozar, "Analysis of infinite arrays of one- and two-probe-fed circular patches," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 421-432, Apr. 1990.
- [12] J. T. Aberle and D. M. Pozar, "Analysis of infinite arrays of probe-fed rectangular microstrip patches using a rigorous feed model," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 136, no. 2, pp. 110-119, Apr. 1989.
- [13] M. D. Deshpande and P. D. R. Prabhakar, "Analysis of dielectric covered infinite array of rectangular microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 732-736, June 1987.

- [14] R. J. Mailloux, "Phased array theory and technology," *Proc. IEEE*, vol. 70, pp. 246-291, Mar. 1982
- [15] W. C. Chew, Z. Nie, Q. H. Liu, and Y. T. Lo, "Analysis of probe-fed microstrip disk antenna," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 138, no. 2, pp. 185-191, Apr. 1991.
- [16] I. J. Bahl and P. E. Bhartia, *Microstrip Antennas*. Dedham, MA : Artech House, 1980.
- [17] B. Belentepe, "Modeling and design of electromagnetically coupled microstrip-patch antennas and antenna arrays," *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 37, no. 1, pp. 31-38, Feb. 1995
- [18] E. H. V. Lil and A. R. V. de Capelle, "Transmission line model for mutual coupling between microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 816-821, Aug. 1984
- [19] J. Huang, "The finite ground plane effect on the microstrip antenna radiation patterns," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 649-653, July 1983.
- [20] H. Poes and A. V. de Capelle, "Accurate transmission-line model for the rectangular microstrip antenna," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 131, no. 6, pp. 334-340, Dec. 1984.
- [21] Y. T. Lo, D. Solomon, and W. F. Richards, "Theory and experiment on microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-27, pp. 137-145, Mar. 1979.
- [22] J. S. Dahele and K. F. Lee, "Effect of substrate thickness on the performance of a circular-disk microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 358-360, Mar. 1983
- [23] R. W. Dearnley and A. R. F. Barel, "A broad-band transmission line model for a rectangular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 6-15, Jan. 1989.
- [24] W. Chen, K. F. Lee, and J. S. Dahele, "Theoretical and experimental studies of the resonant frequencies of the equilateral triangular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 1253-1256, Oct. 1992.
- [25] J. P. Daniel, G. Dubost, C. Terret, J. Citerne, and M. Drissi, "Research on planar antennas and arrays: "Structures rayonnantes",", *IEEE Antennas Propagat. Mag.*, vol. 35, no. 1, pp. 14-38, Feb. 1993.
- [26] F. Abboud, J. P. Damiano, and A. Papiernik, "Simple model for the input impedance of coax-fed rectangular microstrip patch antenna for CAD," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 135, no. 5, pp. 323-326, Oct. 1988.

- [27] F. Abboud, J. P. Damiano, and A. Papiernik, "A new model for calculating the input impedance of coax-fed circular microstrip antennas with and without air gaps," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1882-1885, Nov. 1990.
- [28] R. W. Dearnley and A. R. F. Barel, "A comparison of models to determine the resonant frequencies of a rectangular microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 114-118, Jan. 1989.
- [29] K. M. Luk and K. F. Lee, "Characteristics of the cylindrical-circular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1119-1123, July 1990.
- [30] K. Antoszkiwicz and L. Shafai, "Impedance characteristics of circular microstrip patches," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 942-946, June 1990.
- [31] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*. New York: Mc Graw-Hill, 1990.
- [32] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York, Wiley, 1989.
- [33] S. L. Chuang, L. Tsang, J. A. Kong, and W. C. Chew, "The equivalence of the electric and magnetic surface current approaches in microstrip antenna studies," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, pp. 569-571, July 1980.
- [34] W. C. Chew and J. A. Kong, "Radiation characteristics of a circular microstrip antenna," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 7, pp. 3907-3915, July 1980.
- [35] K. M. Luk, K. F. Lee, and J. S. Dahele, "Analysis of the cylindrical-rectangular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 143-147, Feb. 1989.
- [36] A. J. M. Soares, S. B. D. A. Fonseca, and A. J. Giarola, "Surface wave excitation on a microstrip ring antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 1310-1312, Oct. 1989.
- [37] A. K. Bhattacharyya, "Effects of finite ground plane on the radiation characteristics of a circular patch antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 152-159, Feb. 1990.
- [38] A. K. Bhattacharyya, "Long rectangular patch antenna with a single feed," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 987-993, July 1990.
- [39] S. B. D. A. Fonseca and A. J. Giarola, "Analysis of microstrip wraparound antennas using dyadic Green's functions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 248-252, Mar. 1983.
- [40] R. C. Hansen, "Cross polarization of microstrip patch antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 731-732, June 1987.

- [53] T. M. Habashy, S. M. Ali, and J. A. Kong, "Input impedance and radiation pattern of cylindrical-rectangular and wraparound microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp 722-731, May 1990.
- [54] G. Elazar and M. Kisiuk, "Microstrip linear slot array antenna for X-band," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp 1144-1147, Aug. 1988.
- [55] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, D. R. Poddar, and S. K. Chowdhury, "Equivalence of radiation properties of square and circular microstrip patch antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp 1710-1711, Oct. 1990.
- [56] C. K. Aanandan, P. Mohanan, and K. G. Nair, "Broad-band gap coupled microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp 1581-1586, Oct. 1990.
- [57] L. Vegni, R. Ciccetti, and P. Capece, "Spectral dyadic Green's function formulation for planar integrated structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1057-1065, Aug. 1989.
- [58] J. R. Mosig and F. E. Gardiol, "Analytical and numerical techniques in the Green's function treatment of microstrip antennas and scatterers," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 130, no. 2, pp 175-182, Mar. 1983.
- [59] A. K. Bhattacharyya and R. Garg, "Input impedance of annular ring microstrip antenna using circuit theory approach," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 369-374, Apr. 1985.
- [60] I. J. Bahl, P. Bhartia, and S. S. Stuchly, "Design of microstrip antennas covered with a dielectric layer," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 314-318, Mar. 1982.
- [61] A. K. Bhattacharjee, S. R. B. Chaudhuri, A. Mukherjee, D. R. Poddar, and S. K. Chowdhury, "Input impedance of rectangular microstrip antennas," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 135, no. 5, pp 351-352, Oct. 1988.
- [62] B. D. Popovic, J. Schoenberg, and Z. B. Popovic, "Broadband quasi-microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1148-1152, Oct. 1995.
- [63] A. Reineix and B. Jecko, "Analysis of microstrip patch antennas using finite difference time domain method," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 1361-1369, Nov. 1989.
- [64] W. C. Chew and Q. Liu, "Resonance frequency of a rectangular microstrip patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 36, pp. 1045-1056, Aug. 1988.

- [65] N. Kumprasert and W. Kiranon, "Simple and accurate formula for the resonant frequency of the circular microstrip disk antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1331-1333, Nov. 1995.
- [66] W. C. Chew and J. A. Kong, "Analysis of a circular microstrip disk antenna with a thick dielectric substrate," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 68-76, Jan. 1981.
- [67] D. M. Pozar, "Considerations for millimeter wave printed antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 740-747, Sept. 1983.
- [68] D. M. Pozar, "General relations for a phased array of printed antennas derived from infinite current sheets," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 498-504, May 1985.
- [69] M. C. Bailey and M. D. Deshpande, "Integral equation formulation of microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 651-656, July 1982.
- [70] B. E. Spielman, "Dissipation loss effects in isolated and coupled transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-25, pp. 648-656, Aug. 1977.
- [71] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*. New York: Mc Graw-Hill, 1961.
- [72] A. H. Mohammadian, N. M. Martin, and D. W. Griffin "A theoretical and experimental study of mutual coupling in microstrip antenna arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 1217-1223, Oct. 1989.
- [73] K. M. Luk, W. Y. Tam, and C. L. Yip, "Analysis of circular microstrip antennas with superstrate," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 136, no. 3, pp. 261-262, June 1989.
- [74] D. R. Jackson and N. G. Alexopoulos, "Simple approximate formulas for input resistance, bandwidth, and efficiency of a resonant rectangular patch," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 407-410, Mar. 1991.
- [75] C. Terret, S. Assailly, K. Mahdjoubi, and M. Edimo, "Mutual coupling between stacked square microstrip antennas fed on their diagonal," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1049-1051, July 1991.
- [76] K. R. Jakobsen, "The radiation from rectangular microstrip antennas mounted on two-dimensional objects," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 1255-1259, Nov. 1984.

- [77] A. Das, S. K. Das, and M. S. Narasimhan, "Radiation characteristics of wraparound microstrip antenna on spherical body," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1031-1034, July 1991.
- [78] M. Y. Li, K. A. Hummer, and K. Chang, "Theoretical and experimental study of the input impedance of the cylindrical cavity-backed rectangular slot antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1158-1166, Sept. 1991.
- [79] L. G. Josefsson, "Analysis of longitudinal slots in rectangular waveguides," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 1351-1357, Dec. 1987
- [80] B. N. Das and K. V. S. V. R. Prasad, "Impedance of a transverse slot in the ground plane of an offset stripline," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 1245-1248, Nov. 1984
- [81] R. Shavit and R. S. Elliott, "Design of transverse slot arrays fed by a boxed stripline," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 545-552, July 1983.
- [82] M. Ghomi, B. Lejay, J. L. Amalric, and H. Baudrand, "Radiation characteristics of uniform and nonuniform dielectric leaky-wave antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 1177-1186, Sept. 1993
- [83] M. Ghomi and H. Baudrand, "Full-wave analysis of microstrip leaky-wave antenna," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 13, pp. 870-871, June 1989.
- [84] M. Ghomi, H. Baudrand, and C. Cavalli, "New approach for computing radiation pattern of dielectric leaky-wave antenna," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 5, pp. 345-346, Mar. 1989.
- [85] K. Araki and T. Itoh, "Hankel transform domain analysis of open circular microstrip radiating structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 84-89, Jan. 1981.
- [86] D. M. Pozar, "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 1191-1196, Nov. 1982.
- [87] J. M. Jin and J. L. Volakis, "Electromagnetic scattering by a perfectly conducting patch array on a dielectric slab," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 556-563, Apr. 1990.
- [88] H. Y. Yang, A. Nakatani, and J. A. Castaneda, "Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1127-1130, July 1990.

- [77] A. Das, S. K. Das, and M. S. Narasimhan, "Radiation characteristics of wraparound microstrip antenna on spherical body," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1031-1034, July 1991.
- [78] M. Y. Li, K. A. Hummer, and K. Chang, "Theoretical and experimental study of the input impedance of the cylindrical cavity-backed rectangular slot antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 1158-1166, Sept. 1991.
- [79] L. G. Josefsson, "Analysis of longitudinal slots in rectangular waveguides," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 1351-1357, Dec. 1987.
- [80] B. N. Das and K. V. S. V. R. Prasad, "Impedance of a transverse slot in the ground plane of an offset stripline," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 1245-1248, Nov. 1984.
- [81] R. Shavit and R. S. Elliott, "Design of transverse slot arrays fed by a boxed stripline," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 545-552, July 1983.
- [82] M. Ghomi, B. Lejay, J. L. Amalric, and H. Baudrand, "Radiation characteristics of uniform and nonuniform dielectric leaky-wave antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 1177-1186, Sept. 1993.
- [83] M. Ghomi and H. Baudrand, "Full-wave analysis of microstrip leaky-wave antenna," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 13, pp. 870-871, June 1989.
- [84] M. Ghomi, H. Baudrand, and C. Cavalli, "New approach for computing radiation pattern of dielectric leaky-wave antenna," *Electron. Lett.*, vol. 25, no. 5, pp. 345-346, Mar. 1989.
- [85] K. Araki and T. Itoh, "Hankel transform domain analysis of open circular microstrip radiating structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-29, pp. 84-89, Jan. 1981.
- [86] D. M. Pozar, "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 1191-1196, Nov. 1982.
- [87] J. M. Jin and J. L. Volakis, "Electromagnetic scattering by a perfectly conducting patch array on a dielectric slab," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 556-563, Apr. 1990.
- [88] H. Y. Yang, A. Nakatani, and J. A. Castaneda, "Efficient evaluation of spectral integrals in the moment method solution of microstrip antennas and circuits," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1127-1130, July 1990.

- [89] J. P. Damiano, "Computation of input impedance in microstrip antennas. Graphic representation and numerical integration of oscillating function," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 134, no. 5, pp. 456-466, Oct. 1987.
- [90] A. S. King and W. J. Bow, "Scattering from a finite array of microstrip patches," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 770-774, July 1992.
- [91] T. Itoh, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, pp. 733-736, July 1980.
- [92] Y. C. Shih and T. Itoh, "Analysis of conductor-backed coplanar waveguide," *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 12, pp. 538-540, June 1982.
- [93] R. W. Jackson, "Coplanar waveguide vs. microstrip for millimeter wave integrated circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech. Symp. Digest.*, pp. 699-702, 1986.
- [94] W. C. Chew and J. A. Kong, "Resonance of nonaxial symmetric modes in circular microstrip disk antenna," *J. Math. Phys.*, vol. 21, no. 10, pp. 2590-2598, Oct. 1980.
- [95] W. C. Chew and T. M. Habashy, "The use of vector transforms in solving some electromagnetic scattering problems," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-34, pp. 871-879, July 1986.
- [96] S. M. Ali, W. C. Chew and J. A. Kong, "Vector Hankel transform analysis of annular-ring microstrip antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-30, pp. 637-644, July 1982.
- [97] A. Dreher, "A new approach to dyadic Green's function in spectral domain," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 1297-1302, Nov. 1995.
- [98] I. Proust, "Contribution à l'étude des discontinuités en guides d'ondes coaxiaux. Application aux antennes Planaires," *Thesis, Inst. Nat. Poly.*, Toulouse, 1994.
- [99] R. E. Collin and F. J. Zucker, *Antenna Theory. Part 1*, New York: Mc Graw-Hill, 1969.
- [100] J. B. Knorr and A. Tufekcioglu, "Spectral-domain calculation of microstrip characteristic impedance," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 725-728, Sept. 1975.
- [101] J. B. Davies and D. M. Syahkal, "Spectral domain solution of arbitrary coplanar transmission line with multilayer substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Short Papers*, pp. 143-146, Feb. 1977.

- [102] J. R. Mosig and F. E. Gardiol, "General integral equation formulation for microstrip antennas and scatterers," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 132, no. 7, pp. 424-432, Dec. 1985.
- [103] J. B. Knorr and K. D. Kuchler, "Analysis of coupled slots and coplanar strips on dielectric substrate," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 541-548, July 1975.
- [104] W. C. Chew and J. A. Kong, "Resonance of the axial-symmetric modes in microstrip disk resonators," *J. Math. Phys.*, vol. 21, no. 3, pp. 582-591, Mar. 1980.
- [105] M. Kitlinski and B. Janiczak, "Dispersion characteristics of asymmetric coupled slot lines on dielectric substrates," *Electron. Lett.*, vol. 19, no. 3, pp. 91-92, Feb. 1983.
- [106] R. H. Jansen, "Hybrid mode analysis of end effects of planar microwave and millimetrewave transmission lines," *Proc. Inst. Elec. Eng.*, vol. 128, no. 2, pp. 77-86, Apr. 1981.
- [107] D. M. Pozar, "Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 1084-1092, Sept. 1992.
- [108] X. Gang, "On the resonant frequencies of microstrip antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 245-247, Feb. 1989.
- [109] L. C. Shen, S. A. Long, M. R. Allarding, and M. D. Walton, "Resonant frequency of a circular disc, printed-circuit antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, pp. 595-596, July 1977.
- [110] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*. New York: Dover, 1965.
- [111] J. S. R. Chisholm and R. M. Morris, *Mathematical Methods in Physics*. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1986.
- [112] N. G. Alexopoulos and C. M. Krowne, "Characteristics of single and coupled microstrips on anisotropic substrates," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-26, pp. 387-393, June 1978.
- [113] T. Kitazawa and Y. Hayashi, "Propagation characteristics of striplines with multilayered anisotropic media," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 429-433, June 1983.