

THESE

1/95

présentée à

L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

en vue de l'obtention du grade de

Docteur d'Etat en Electronique



Monsieur AKSAS Rabia

Magister-Ingénieur de l'ENP

ANALYSE D'ANTENNES MICRORUBANS DE FORME QUELCONQUE PAR UNE APPROCHE BASEE SUR LA TECHNIQUE DES LIGNES DE TRANSMISSION. APPLICATION AUX GEOMETRIES CIRCULAIRES.

Soutenue publiquement le 03 Juin 1995 devant le jury composé de:

MM. A. BOULARAS	Professeur à l'USTHB	Président
A. VANDER VORST	Professeur à l'UCL (Belgique)	Rapporteur
A. ZERGUERRAS	Maître de Conférences à l'ENP	Rapporteur
D. BERKANI	Maître de Conférences à l'ENP	Examineur
H. BOURDOUCEN	Maître de Conférences à l'INELEC	Examineur
A. KHELLAF	Maître de Conférences à l'Univ. de Sétif	Examineur
M. BENSEBTI	Maître de Conférences à l'Univ. de Blida	Invité

THESE

présentée à

L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

en vue de l'obtention du grade de

Docteur d'Etat en Electronique



Monsieur **AKSAS Rabia**

Magister-Ingénieur de l'ENP

ANALYSE D'ANTENNES MICRORUBANS DE FORME QUELCONQUE PAR UNE APPROCHE BASEE SUR LA TECHNIQUE DES LIGNES DE TRANSMISSION. APPLICATION AUX GEOMETRIES CIRCULAIRES.

Soutenue publiquement le 03 Juin 1995 devant le jury composé de:

MM. A. BOULARAS	Professeur à l'USTHB	Président
A. VANDER VORST	Professeur à l'UCL (Belgique)	Rapporteur
A. ZERGUERRAS	Maître de Conférences à l'ENP	Rapporteur
D. BERKANI	Maître de Conférences à l'ENP	Examineur
H. BOURDOUCEN	Maître de Conférences à l'INELEC	Examineur
A. KHELLAF	Maître de Conférences à l'Univ. de Sétif	Examineur
M. BENSEBTI	Maître de Conférences à l'Univ. de Blida	Invité

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
BIBLIOTHEQUE — المكتبة
Ecole Nationale Polytechnique

A la mémoire de mon père et de mon beau frère Slimani Foudil

A mes trois filles Kahina, Meriem et Amina.

Remerciements



Je voudrais, à l'occasion de la soutenance de cette thèse, exprimer mon entière satisfaction de la coopération, dans le cadre du projet PNUD, entre le Laboratoire de Télécommunications de l'Ecole Nationale Polytechnique (ENP) et le Laboratoire EMIC de l'Université Catholique de Louvain (UCL, Belgique). Je remercie Messieurs les Professeurs Bali (ENP) et A. Vander Vorst (UCL) pour leur diligence et toutes les facilités qu'ils ont accordées au bon fonctionnement de cette coopération.

Je tiens, particulièrement, à exprimer ma profonde reconnaissance et mes vifs remerciements à Monsieur le Professeur A. Vander Vorst, Directeur du Laboratoire EMIC, pour avoir bien voulu diriger ma thèse et surtout pour l'importante aide qu'il m'a consentie et sa grande disponibilité. Mes remerciements vont également à tous ses collaborateurs auxquels j'exprime toute ma sympathie.

Je remercie vivement Monsieur A. Zerguerras, Maître de Conférences, mon directeur de thèse à l'ENP (Alger) pour son aide ainsi que pour le temps précieux qu'il m'a consacré pendant toute la durée de mes travaux et la finition de ma thèse.

J'exprime ma gratitude à Monsieur le Professeur A. Boularas, directeur de l'Institut des Techniciens Supérieurs (USTHB), pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de présider le jury.

Je remercie très sincèrement Messieurs:

D. Berkani, Maître de conférences à l'Ecole Nationale Polytechnique;

H. Bourdoucen, Maître de conférences à l'INELEC (Boumerdès);

A. Khellaf, Maître de conférences à l'Université de Sétif;

pour l'attention qu'ils ont bien voulu porter à mon travail en acceptant d'être membres du jury.

Je ne saurais oublier de remercier également Monsieur Bensebti, Maître de conférences à l'Université de Blida, pour avoir bien voulu répondre à notre invitation.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe du Laboratoire de Télécommunications de l'ENP, particulièrement M. Trabelsi et A. Ouchar, pour son précieux soutien.

Je profite de l'occasion pour exprimer toute ma sympathie à mes collègues et amis du Département d'Electronique de L'ENP.

Table des matières

Chapitre 1 Etat de l'art	1
1.1 Généralités	2
1.2 Caractéristique principales des antennes microrubans	4
1.3 Les modèles d'analyse	8
1.3.1 Modèle de la ligne de transmission	8
1.3.2 Modèle avec ouvertures	9
1.3.3 Modèle en cavité simple	10
1.3.4 Analyse modale	11
1.3.5 Segmentation	11
1.3.6 Analyse dynamique	12
1.3.7 Technique des fonctions de Green	12
1.4 Choix de la méthode	14
Chapitre 2 Analyse du problème	19
2.1 Position du problème	20
2.2 Structure monocouche	20
2.2.1 Principe de la discrétisation de l'élément rayonnant	20
2.2.2 Calcul de l'impédance d'entrée	22
2.3 Structure multicouche	25
2.3.1 Principe de la méthode	25
2.3.2 Capacité de couplage entre deux lignes élémentaire superposées.....	27
2.3.3 Matrice de transfert d'une section élémentaire	30
2.3.4 Calcul de l'impédance d'entrée	31
2.4 Fréquence de résonance et bande passante	33
2.4.1 Fréquence de résonance	33
2.4.2 Bande passante	34
2.5 Distribution des courants	36
2.5.1 Courants de conduction axial et de polarisation le long d'une structure monocouche	36
2.5.2 Cas d'une structure multicouche	37
2.5.3 Ligne de courant et courant de conduction transverse	40
2.5.4 Cas d'une structure multicouche	43
2.6 Diagramme de rayonnement	43
2.6.1 Cas d'une structure monocouche	43
2.6.2 Cas d'une structure multicouche	45
2.7 Cas d'une géométrie circulaire	46
2.7.1 Discrétisation linéaire	46

2.7.2	Discrétisation angulaire	49
2.8	Effets d'un plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement	51
2.8.1	Champs diffractés hors de la zone axiale (théorie UTD)	52
2.8.1.1	Champ diffracté par le point Q ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$)	53
2.8.1.2	Champ diffracté par le point P ($\theta = -90^\circ$, $\phi = 180^\circ$)	56
2.8.1.3	Champ total rayonné par la structure hors de la région axiale	57
2.8.2	Champ au niveau de la région axiale	57
2.8.3	Expression du champ total rayonné	58
2.9	Conclusion	59
Chapitre 3 Analyse des résultats obtenus		60
3.1	Mesures de l'impédance d'entrée et du rayonnement	61
3.1.1	Réalisation	61
3.1.2	Mesures de l'impédance d'entrée	61
3.1.3	Mesures de rayonnement	62
3.2	Impédance d'entrée d'une antenne monocouche	63
3.2.1	Comparaison théorie-expérience	63
3.2.2	Influence des divers paramètres	67
3.3	Impédance d'entrée d'une structure rayonnante bicouche	73
3.3.1	Comparaison théorie-expérience	73
3.3.2	Influence des divers paramètres	77
3.4	Distribution des courants	81
3.4.1	Cas d'une structure monocouche	81
3.4.2	Cas d'une structure bicouche	83
3.5	Diagrammes de rayonnement	86
3.5.1	Cas de la structure monocouche	86
3.5.2	Cas d'une structure bicouche	89
3.5.2.1	Comparaison théorie-expérience	89
3.5.2.2	Evolution de la directivité en fonction de la fréquence	91
3.5.2.3	Comparaison antenne monocouche-antenne bicouche	92
3.5.2.4	Analyse du champ contrapolaire dans le plan H	94
3.6	Conclusion	95
4.	Conclusion	96
	Perspective de développement des antennes microrubans	99
	Références	100
	Annexe A	113
	Annexe B	118
	Annexe C	124

CHAPITRE 1

ETAT DE L'ART

Dans ce chapitre, nous donnons d'abord une introduction sur les caractéristiques générales des antennes microrubans: principe de fonctionnement, diversité des formes géométriques, procédés d'alimentation, avantages, inconvénients et champ d'applications.

Les principaux modèles d'analyse de ces antennes sont brièvement décrits et commentés. Les contraintes imposées à notre travail nous ont amenés à justifier le choix de la technique d'analyse retenue. Les différentes étapes du travail effectué sont également présentées dans ce chapitre.

1- ETAT DE L'ART

1.1 Généralités

Les liaisons hertziennes, les télécommunications spatiales et les radars utilisent le plus souvent des antennes à réflecteur. Ce sont des modèles performants, possédant un bon rendement, une grande pureté de polarisation et une large gamme de fréquence. Cependant, leurs poids et leurs encombrements deviennent deux inconvénients majeurs dans le cas où elles sont appelées à être déplacées.

La technique des circuits imprimés a révolutionné le domaine de l'électronique et s'est étendue à celui des lignes de transmission hyperfréquence (lignes microrubans) et, plus récemment dans le domaine des antennes. Cependant, la différence entre les circuits imprimés classiques et les structures microrubans est de taille. Le circuit électronique basse fréquence est constitué d'éléments discrets (résistances, condensateurs, inductances, transistor etc.) et le métal ne sert que de liaison entre ces composants. Le substrat assure leur positionnement et l'évacuation partielle de la chaleur produite par effet Joule. La dimension et les propriétés électriques des matériaux utilisés ne sont guère critiques. Il faut juste s'assurer que la résistivité de ce métal soit suffisamment basse et que le substrat ne soit pas le siège de courants de fuite importants.

Dans le domaine des hyperfréquences, par contre, c'est l'ensemble substrat-métal qui forme l'essentiel du circuit ou de l'antenne. Les caractéristiques radioélectriques de la structure microruban dépendent aussi bien de ses dimensions que de ses paramètres électriques. Ce sont eux qui définissent l'impédance caractéristique et le coefficient de propagation des lignes microrubans et, dans le cas des antennes, l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance et le diagramme de rayonnement. Le substrat utilisé doit donc être de bonne qualité, homogène, de permittivité soigneusement contrôlée et la réalisation doit s'effectuer avec un très grand soin pour assurer une bonne précision dimensionnelle.

Théoriquement, une ligne microruban idéale rectiligne ne rayonne pas. Cependant en pratique, une telle ligne n'existe pas car la moindre discontinuité ou imperfection suffit pour qu'une partie du signal soit rayonnée. La première étude théorique du rayonnement est due à Lewin [1] qui considéra, en 1960, le signal rayonné par une ligne microruban terminée par un circuit ouvert (Fig. 1.1).

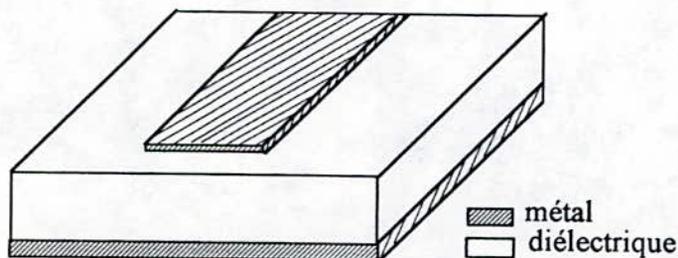


Fig. 1.1. Ligne microruban ouverte.

Paradoxalement, cet effet indésirable pour les circuits peut être mis à profit pour réaliser des antennes microrubans dont le concept avait déjà été proposé par Deschamp [2] en 1953. Il a fallu cependant attendre plus de vingt ans pour voir la première réalisation pratique [3]. Depuis lors, les réalisations se sont succédées à un rythme accéléré et leur champ d'application s'étend des liaisons par satellites [4] au domaine biomédical [5]. Un atelier de spécialistes (workshop) s'est tenu en 1979 à l'Université du Nouveau Mexique à Las Cruces (USA) [6]. Plusieurs des contributions ont été reprises dans un numéro spécial de IEEE Transaction on Antennas and Propagation [7]. Deux ouvrages synthétiques faisant état de résultats de recherche ont été publiés en 1980 [8] et 1981 [9]; puis trois autres ouvrages plus récents sont apparus en 1988 [10], 1989 [11] et 1991 [12]. C'est dire que les antennes microrubans restent encore l'objet de recherches actives, malgré leur degré de maturité avancé, les situant déjà dans le domaine industriel.

Une antenne microruban est constituée d'une plaque de substrat diélectrique, d'épaisseur H généralement faible par rapport à la longueur d'onde, sur laquelle est déposé un dépôt métallique, de forme appropriée, appelé élément rayonnant (Fig. 1.2). La face inférieure est totalement métallisée et constitue le plan de masse.

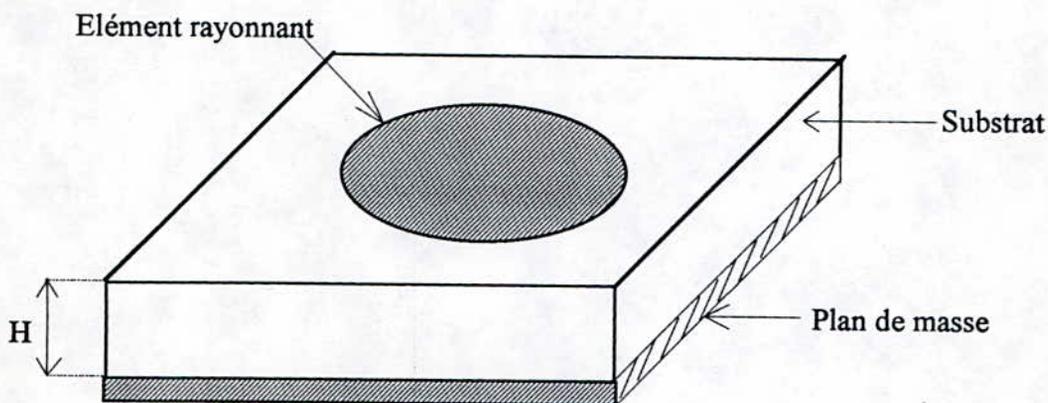


Fig. 1.2. Structure d'antenne microruban.

La région (A) du substrat (Fig. 1.3) entre les deux conducteurs est le siège d'une concentration du champ électromagnétique. Cette concentration est d'autant plus accentuée que la fréquence est basse. Il y a alors propagation sans rayonnement et la structure qui en résulte est une ligne de transmission ou un de ses dérivés (jonction, coude etc.).

Au-dessus du substrat (région B), plus particulièrement aux fréquences élevées, le signal se disperse librement dans l'espace et le rayonnement dans l'air devient significatif. La structure se comporte alors comme une antenne. Comme les courants de surface circulent essentiellement sur la face inférieure (côté substrat) du conducteur supérieur, le rayonnement paraît surtout être émis par le voisinage immédiat des arêtes. A ce niveau de la structure, il y a, en effet, un champ de "débordement" responsable du rayonnement et qui

sert au calcul du champ lointain. Cette constatation est à la base de certains modèles simplifiés (§ 1.3). Comme il reste néanmoins une concentration importante du champ entre les deux conducteurs (énergie réactive emmagasinée dans la zone du champ proche **A**) et que le diélectrique présente toujours des pertes, il en résulte une absorption notable du signal qui rend, de ce fait, le rendement d'une antenne microruban assez modeste.

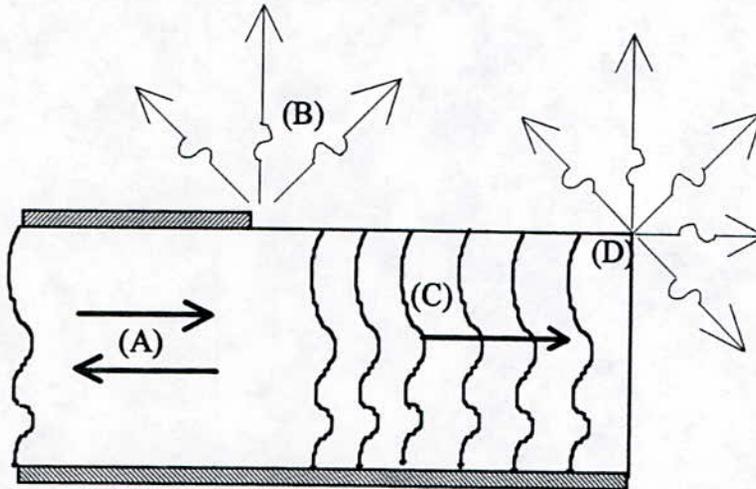


Fig. 1.3. Les trois régions principales d'une antenne microruban (coupe).

Dans la région **C** du substrat, certains rayons restent piégés à l'intérieur du diélectrique (mécanisme de réflexion totale), une onde de surface est alors guidée par le bord du diélectrique, ne contribuant pas directement au rayonnement de l'antenne. Arrivant à la frontière du substrat (**D**), cette onde est diffractée et génère donc un rayonnement parasite. Bien que ces ondes de surface puissent, en principe, se propager quelle que soit la fréquence du signal, c'est surtout au-dessus d'une certaine limite qu'elles jouent un rôle significatif et la structure ne peut guère être utilisée comme antenne. Le diagramme de rayonnement d'une antenne microruban, surtout dans le cas des réseaux, est fort modifié par la présence des ondes de surface, notamment au niveau des lobes secondaires.

Ainsi, lors de la conception d'antennes microrubans, les dimensions et les propriétés du diélectrique devraient être choisies judicieusement pour assurer un fonctionnement dans la bande de fréquence adéquate. Il en est de même pour l'épaisseur du substrat. Un diélectrique mince a tendance à concentrer le champ entre les deux conducteurs (région **A**), ce qui réduit le rendement alors qu'un diélectrique épais favorise l'excitation des ondes de surface.

1.2. Caractéristiques principales des antennes microrubans

Bénéficiant du progrès technologique de la technique des circuits imprimés, de la possibilité d'intégration d'éléments actifs et de l'emploi de fréquences de plus en plus

élevées dans les télécommunications, les antennes microrubans ont, depuis environ une vingtaine d'années, connu un important développement.

Les principaux avantages et inconvénients des antennes microrubans sont résumés dans le tableau 1.1.

Tab. 1.1. Principaux avantages et inconvénients des antennes microrubans.

Avantages	Inconvénients
Faible épaisseur (structure planaire)	Faible rendement
Faible poids	Bande passante réduite
Encombrant réduit	Rayonnement parasite par les lignes d'alimentation, les discontinuités et les ondes de surface.
Fabrication aisée	Problèmes de tolérances de fabrication
Possibilité de les imprimer sur des surfaces conformées (non planes).	Substrat de bonne qualité
Faible prix de revient (cas de la fabrication en série)	Les réseaux nécessitent un système d'alimentation complexe
Compatibilité avec d'autres circuits micro-ondes planaires (passifs ou actifs)	Pureté de polarisation difficile à obtenir

Les éléments rayonnants, généralement de forme simple (Fig. 1.4), ont été étudiés par divers auteurs: dipôle [13], rectangle ou carré [14], disque [15], ellipse [16], triangle équilatéral [17], triangle rectangle isocèle [18], anneau circulaire [19] et polygone [20]. Mais d'autres géométries, plus ou moins compliquées, sont également introduites en raison de leur faible encombrement [21] ou de leur aptitude à pouvoir générer une polarisation circulaire [22-24].

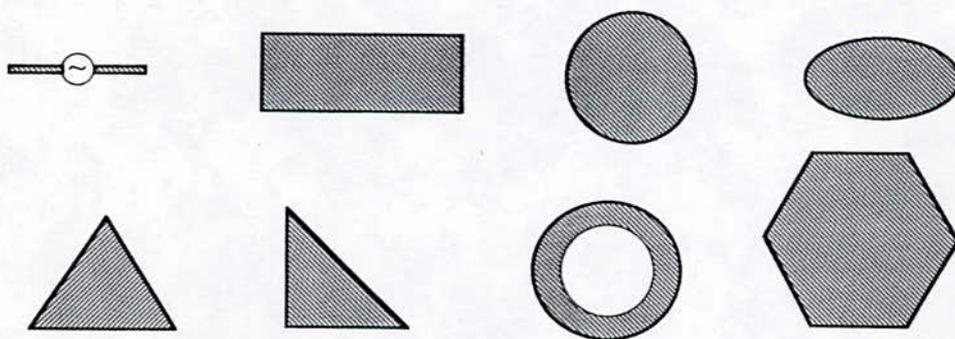


Fig. 1.4. Principaux éléments rayonnants de forme simple.

Théoriquement, les antennes microrubans sont des dispositifs résonnants à bande étroite et à polarisation linéaire. L'absence d'une composante croisée est due au fait que la plupart des modèles d'analyse de ces structures négligent les modes d'excitation d'ordre supérieur. Cependant, le fonctionnement en multifréquence [25-32] et la polarisation circulaire [23-24, 33-38] sont possibles.

L'excitation de l'élément rayonnant joue un rôle très important lors de la conception d'une antenne microruban, car elle peut modifier considérablement les caractéristiques de rayonnement. En effet, par sa position, elle détermine les modes qui seront excités et l'adaptation (à 50Ω par exemple) et par sa nature, elle peut engendrer des phénomènes indésirables tels que le rayonnement parasite d'une ligne microruban ou d'une sonde coaxiale qui sont les plus couramment utilisées.

a) Alimentation directe par ligne microruban

L'élément rayonnant et sa ligne microruban d'excitation sont imprimés sur la même face du substrat diélectrique (Fig. 1.5). Cette technologie est très employée en raison de sa simplicité mais elle est mal adaptée à une alimentation indépendante de chaque élément dans le cas des réseaux. De plus, une telle configuration présente des discontinuités entre les lignes, les éléments rayonnants et éventuellement des éléments d'adaptation. Toutes ces discontinuités sont des sources de rayonnement et peuvent donc modifier considérablement le diagramme de rayonnement de l'antenne. L'influence de la ligne est directement liée à sa largeur W qui est calculée pour qu'il y ait adaptation à une impédance caractéristique imposée ou désirée. De nombreuses formules de synthèse existent pour le calcul théorique de la largeur W d'une ligne [100], connaissant le substrat diélectrique sur lequel elle est déposée et l'impédance caractéristique fixée.

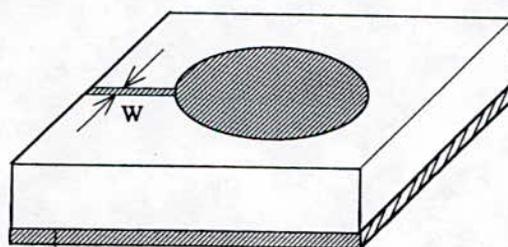


Fig. 1.5. Antenne alimentée par ligne microruban.

b) Alimentation par sonde coaxiale

Le conducteur central de la sonde coaxiale est directement soudé à l'élément rayonnant, après passage à travers le plan de masse et traversée du substrat diélectrique (Fig. 1.6). Situé au-dessous du conducteur supérieur, ce moyen d'excitation perturbe beaucoup moins le rayonnement propre de l'antenne que le dispositif précédent. La position du point d'excitation peut varier, offrant ainsi la possibilité d'adaptation de l'antenne au circuit d'alimentation. L'excitation par sonde coaxiale pose cependant des problèmes

Théoriquement, les antennes microrubans sont des dispositifs résonnants à bande étroite et à polarisation linéaire. L'absence d'une composante croisée est due au fait que la plupart des modèles d'analyse de ces structures négligent les modes d'excitation d'ordre supérieur. Cependant, le fonctionnement en multifréquence [25-32] et la polarisation circulaire [23-24, 33-38] sont possibles.

L'excitation de l'élément rayonnant joue un rôle très important lors de la conception d'une antenne microruban, car elle peut modifier considérablement les caractéristiques de rayonnement. En effet, par sa position, elle détermine les modes qui seront excités et l'adaptation (à 50Ω par exemple) et par sa nature, elle peut engendrer des phénomènes indésirables tels que le rayonnement parasite d'une ligne microruban ou d'une sonde coaxiale qui sont les plus couramment utilisées.

a) Alimentation directe par ligne microruban

L'élément rayonnant et sa ligne microruban d'excitation sont imprimés sur la même face du substrat diélectrique (Fig. 1.5). Cette technologie est très employée en raison de sa simplicité mais elle est mal adaptée à une alimentation indépendante de chaque élément dans le cas des réseaux. De plus, une telle configuration présente des discontinuités entre les lignes, les éléments rayonnants et éventuellement des éléments d'adaptation. Toutes ces discontinuités sont des sources de rayonnement et peuvent donc modifier considérablement le diagramme de rayonnement de l'antenne. L'influence de la ligne est directement liée à sa largeur W qui est calculée pour qu'il y ait adaptation à une impédance caractéristique imposée ou désirée. De nombreuses formules de synthèse existent pour le calcul théorique de la largeur W d'une ligne [100], connaissant le substrat diélectrique sur lequel elle est déposée et l'impédance caractéristique fixée.

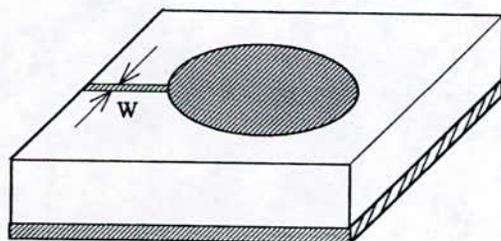


Fig. 1.5. Antenne alimentée par ligne microruban.

b) Alimentation par sonde coaxiale

Le conducteur central de la sonde coaxiale est directement soudé à l'élément rayonnant, après passage à travers le plan de masse et traversée du substrat diélectrique (Fig.1.6). Situé au-dessous du conducteur supérieur, ce moyen d'excitation perturbe beaucoup moins le rayonnement propre de l'antenne que le dispositif précédent. La position du point d'excitation peut varier, offrant ainsi la possibilité d'adaptation de l'antenne au circuit d'alimentation. L'excitation par sonde coaxiale pose cependant des problèmes

technologiques, particulièrement lors de la réalisation de réseaux d'antennes, en raison des percements du substrat et des soudures sur les éléments rayonnants. L'influence de la sonde est liée à sa contribution inductive qui dépend du diamètre de son conducteur central pour un substrat donné. L'expression analytique de cette contribution inductive la plus utilisée est donné par Bailey [82].

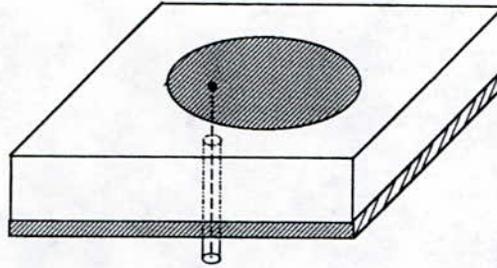


Fig. 1.6. Alimentation par sonde coaxiale.

D'autres procédés d'alimentation sont également utilisés et publiés dans la littérature [39-45] en raison l'avantage qu'ils présentent de ne pas induire de problèmes de jonction ligne-élément rayonnant et donc d'exclure toute nuisance du circuit d'alimentation. Cependant, leur réalisation est très délicate.

Comme tout dispositif rayonnant, l'inconvénient majeur d'une antenne microruban est sa bande passante réduite (quelques pourcents en général). Divers procédés sont utilisés pour élargir cette bande passante. Il est souvent fait appel au couplage entre éléments rayonnants superposés (Fig. 1.7) pour tirer profit de l'élargissement des courbes de résonance intervenant entre résonateurs de fréquences voisines. Les antennes ainsi construites ont des structures multicouches [46-58].

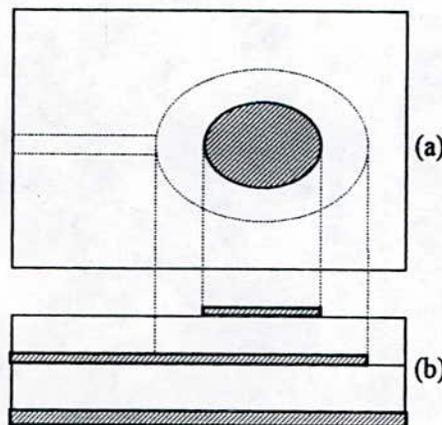


Fig. 1.7. Antenne multicouche.
(a) vue de dessus; (b) coupe.

La bande passante peut également être améliorée en plaçant les éléments parasites (non alimentés) dans le même plan (Fig. 1.8) que l'antenne [59-61]. D'autres procédés permettent d'élargir sensiblement la bande passante des antennes microrubans.

Lee et Dahele [62-64] ainsi que Fan et Lee [65] ont montré théoriquement et expérimentalement que l'introduction d'une couche d'air, d'épaisseur ajustable, entre le plan de masse et le substrat diélectrique (Fig. 1.9), peut changer de manière remarquable la fréquence de résonance et la bande passante d'une antenne microruban.

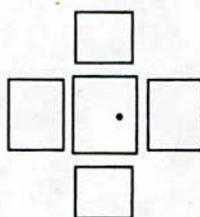


Fig. 1.8. Eléments parasites dans le même plan que l'antenne.
(vue de dessus)

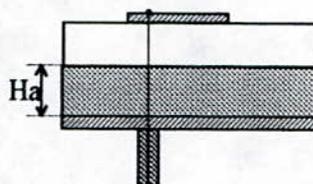


Fig. 1.9. Antenne microruban avec une couche d'air d'épaisseur ajustable H_a .
(coupe)

1.3. Les modèles d'analyse

L'étude d'une antenne microruban est rendue particulièrement complexe par la présence de diverses discontinuités ainsi que par la grande variété de formes des éléments rayonnants. Plusieurs méthodes sont possibles, basées sur des modèles approchés plus ou moins élaborés. Ces méthodes sont détaillées par Bahl et Bhartia [8], James et Hall [11] et Bhartia et al [12]. Parmi les premières publications apparues, nous citerons les principaux modèles par ordre croissant de complexité dans le tableau 1.2 (Mosig, 1983).

Tab. 1.2: Principaux modèles utilisés pour l'étude des antennes microrubans.

Modèle	Auteurs et références
Ligne de transmission	Munson [3], Derneryd [66], Dubost [67]
Ouvertures	James et Wilson [68], Hammer et al [69]
Cavité simple	Long et al [70], Derneryd [71]
Cavité avec analyse modale	Richards et al [72], Lo et al [73], Carver [74]
Segmentation	Gupta et Sharma [75]
Analyse dynamique	Itoh et Menzel [76], Araki et Itoh [77], Wood [78]
Fonctions de Green	Agrawal et Bailey [79], Uzunoglu et al [80], Newman et Tulyathan [81], Rana et Alexopoulos [13], Bailey et Deshpande [82], Chew et Kong [83], Pozar [84]

1.3.1. Modèle de la ligne de transmission

Développé par Munson [3] pour des plaques rectangulaires, ce modèle considère une ligne de transmission dont les deux extrémités sont assimilées à deux ouvertures rayonnantes verticales (Fig.1.10), placées sur les bords en circuit ouvert du conducteur supérieur.

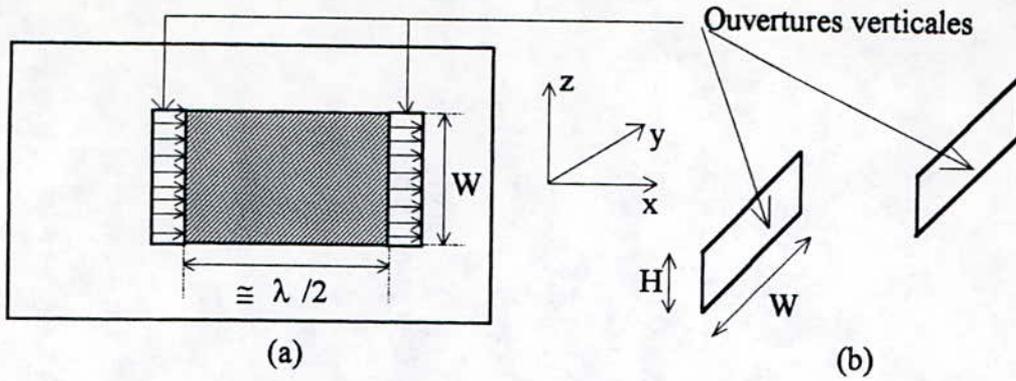


Fig. 1.10. Antenne de forme rectangulaire disposée sur un substrat d'épaisseur H .
 (a) vue de dessus; (b) modèle avec deux ouvertures verticales.

Ce modèle a été raffiné et complété par Dubost [67, 85-86] et Lier [87] pour tenir compte des pertes dans le diélectrique, dans les conducteurs et par rayonnement. Il permet actuellement de traiter des antennes microrubans de forme arbitraire (§ 1.4).

1.3.2. Modèle avec ouvertures

Ce modèle considère également une paire d'ouvertures (Fig. 1.10), dans laquelle les courants magnétiques sont calculés rigoureusement. Les réflexions aux extrémités de la ligne ainsi que les pertes dues à l'excitation d'une onde de surface sont prises en compte. Des expressions, assez complexes, mais précises, de l'admittance des ouvertures ont été obtenues et appliquées, aussi bien à une ligne microruban finie en circuit ouvert qu'au disque imprimé [68]. La méthode, utilisant les relations vectorielles de Kirchhoff, est mathématiquement précise si les champs dans les ouvertures sont connus avec exactitude. Dans le cas contraire, des approximations sont nécessaires.

La méthode a été généralisée à des antennes de forme rectangulaire avec un rapport longueur/largeur quelconque [69]. Les sources, dans ce cas, sont assimilées à quatre ouvertures rectangulaires entourant l'élément rayonnant et situées dans le même plan (Fig. 1.11). Le courant magnétique dans ces ouvertures est développé sur un ensemble complet de modes résonnants.



Fig. 1.11. Modèle d'antenne microruban rectangulaire avec quatre ouvertures horizontales.
 (a) configuration des champs sur les ouvertures.
 (b) sens du courant magnétique équivalent.

1.3.3. Modèle en cavité simple

L'antenne est assimilée à une cavité résonnante (Fig. 1.12.a), où le conducteur supérieur et le plan de masse, considérés comme des conducteurs électriques parfaits (c.e.p), sont complétés par une paroi magnétique verticale, supposée être un conducteur magnétique parfait (c.m.p). Basé sur les courants magnétiques circulant sur la paroi latérale (mur magnétique), ce modèle est aisément utilisé pour des géométries pour lesquelles l'équation de Helmholtz admet une solution analytique: disque [70-71], rectangle [88], triangle [89], ellipse [90] et l'anneau circulaire [91]. Dans le cas où seul le mode fondamental de la cavité est pris en compte, l'antenne peut être modélisée par un circuit résonnant parallèle R.L.C (Fig. 1.12.b).

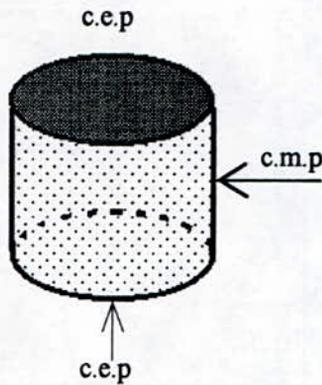


Fig. 1.12.a. Modèle d'antenne microruban en cavité simple.

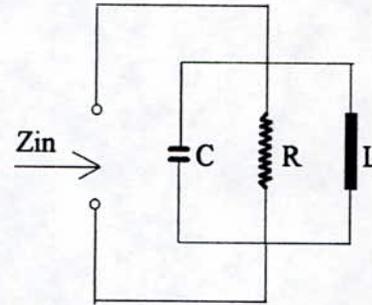


Fig. 1.12.b. Circuit équivalent du modèle pour l'impédance d'entrée.

Le principal défaut d'une telle modélisation est que l'impédance d'entrée donne sur l'abaque de Smith (Fig. 1.12.c) un cercle centré sur l'axe réel (courbe 1) alors que l'expérience montre que ce cercle est centré sur la partie inductive de l'abaque (courbe 2). Autrement dit, l'impédance d'entrée Z_{in} possède une partie inductive non nulle à la résonance.

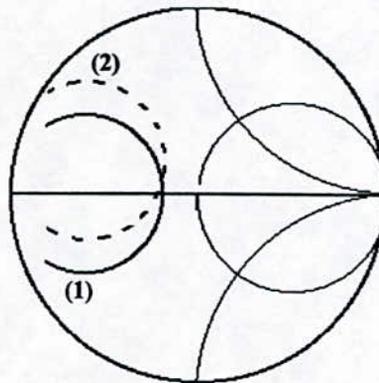


Fig. 1.12.c. Impédance d'entrée d'une antenne microruban en fonction de la fréquence sur l'abaque de Smith.

1.3.4. Analyse modale

Le modèle de la cavité simple a été amélioré en exprimant le champ par une somme infinie sur l'ensemble des modes de résonance (fig. 1.13). A cause du rayonnement, les champs réels sont légèrement différents de ceux calculés par la théorie de la cavité. Pour tenir compte de cet effet, des termes correctifs sont introduits: des pertes fictives dans le diélectrique [73] ou encore, ne plus considérer la paroi latérale comme un conducteur magnétique parfait et lui attribuer donc une impédance surfacique finie [74]. Ainsi, l'impédance d'entrée est correctement évaluée en fonction de la fréquence sauf, lorsque le mode de résonance n'est que faiblement excité. Ce défaut est en partie corrigé par Richards et al [72] qui présentent, par la même occasion, une approche tenant partiellement compte des ondes de surface.

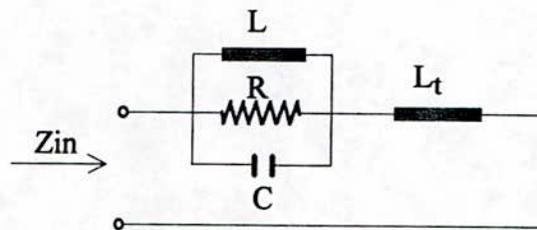


Fig. 1.13. Circuit équivalent de la cavité selon l'analyse modale.

L_t représente les modes supérieurs.

L'impédance d'entrée est celle d'un circuit bouchon R.L.C. En général, le mode excité est celui dont la fréquence de résonance est la plus basse (TM₁₀ par exemple dans le cas d'une antenne rectangulaire). Tous les autres modes supérieurs apportent une contribution inductive à l'impédance d'entrée. Ce modèle, donnant des résultats plus proches des valeurs expérimentales que celui en cavité simple, a servi à étudier diverses géométries d'éléments rayonnants et à modéliser les circuits d'alimentation. Cependant, il ne permet pas l'analyse de formes arbitraires.

1.3.5. Segmentation

Cette technique, développée à l'origine pour l'analyse des circuits bidimensionnels (planaires) micro-ondes [92-95], a été étendue à l'étude des antennes microrubans par Gupta et Sharma [75]. Ce modèle utilise une fonction de Green particulière, définie comme la tension (intégrale du champ électrique) entre un point arbitraire du conducteur supérieur et le plan de masse.

Pour plusieurs géométries simples, cette fonction de Green est calculée analytiquement en considérant l'antenne comme une cavité simple. Dans le cas d'une forme arbitraire, l'antenne est décomposée en un nombre fini de figures élémentaires (processus de segmentation), dont la fonction de Green est connue, reliées entre elles par des connexions idéales. L'ensemble ainsi obtenu est étudié comme un multipôle à l'aide des

techniques bidimensionnelles des structures planaires [96]. La matrice impédance de la structure de forme quelconque est alors obtenue à partir des matrices des différents segments issus de la décomposition.

Le modèle est flexible et relativement simple, mais comme il est basé sur la méthode de la cavité, il présente le même inconvénient. En effet, le caractère inhomogène et ouvert de la structure rayonnante ne peut être analysé rigoureusement.

1.3.6 Analyse dynamique

Elle a été utilisée pour analyser des antennes de formes rectangulaire [76] et circulaire [77] pour lesquelles on a fait usage respectivement de transformées de Fourier doubles et de Hankel. Une paire d'équations intégrales homogènes couplées est alors obtenue, dont les inconnues sont les deux composantes du courant de surface qui permet la détermination des caractéristiques radioélectriques de la structure rayonnante. La résolution de cette paire d'équations peut s'effectuer soit dans le domaine spatial, soit dans le domaine spectral, à l'aide de la méthode des moments.

Pour le courant de surface, Wood [78] a utilisé, pour une géométrie circulaire, 40 fonctions de base dans le domaine spatial, alors que 2 ou 3 suffisent dans le domaine transformé. En revanche, l'auteur a pu éviter l'utilisation, très ardue, des transformées de Hankel inverses à la fin du calcul.

Les modèles dynamiques sont rigoureux. Ils fournissent des valeurs correctes pour la fréquence de résonance (à mieux de 1%) et le diagramme de rayonnement en tenant compte de l'influence des ondes de surface. Cependant, leurs performances sont faibles en ce qui concerne les caractéristiques dépendant du champ proche (impédance d'entrée) et leur usage est limité à des géométries simples.

1.3.7. Technique des fonctions de Green

Cette technique peut s'appliquer dans l'espace physique (domaine spatial), mais il est plus aisé d'utiliser le domaine transformé de Fourier de celui-ci, appelé domaine fréquentiel (spectral). La densité de courant de surface sur l'élément rayonnant, permettant de caractériser l'antenne, est obtenue en résolvant, par une méthode des moments (Galerkin), une équation intégrale portant sur les potentiels.

La fonction dyadique (tensorielle) de Green électrique, notée $\overline{\overline{G}}_E$, établit une relation de cause à effet entre un courant source (densité de courant de surface \vec{J}_s) et le champ électrique \vec{E}^d qu'il crée [97]. Le champ \vec{E}^d résultant d'une distribution quelconque \vec{J}_s , existant sur le conducteur supérieur (Fig. 1.14), s'exprime [98] en vertu du principe de superposition, dans un système linéaire, par l'équation intégrale

$$\vec{E}^d = \int_{S_0} \overline{\overline{G}}_E \vec{J}_s dS \quad (1-1)$$

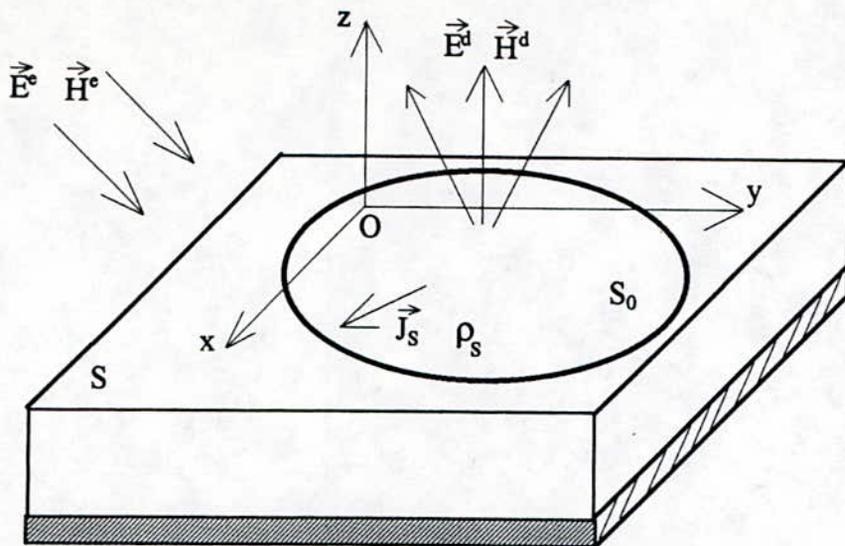


Fig. 1.14. Structure rayonnante de forme arbitraire avec excitation dynamique (d'après [98]).

En présence d'un champ d'excitation \vec{E}^e , la composante tangentielle du champ total est proportionnelle à la densité de courant de surface \vec{J}_s sur le conducteur supérieur S_0 . Dans ces conditions, la relation vectorielle

$$\hat{z} \wedge (\vec{E}^e + \vec{E}^d) = \hat{z} \wedge Z_s \vec{J}_s \quad (1-2)$$

avec \hat{z} : vecteur unitaire porté par l'axe Oz (normal à la surface S_0);

Z_s : impédance surfacique (mesurée en Ω) tenant compte de la conductivité finie du conducteur;

constitue une équation intégrale de Fredholm de deuxième espèce pour \vec{J}_s (en A/m).

L'impédance surfacique Z_s dépend des données technologiques à savoir l'épaisseur et la rugosité de la surface du conducteur supérieur. Les pertes, représentées par le terme $Z_s \vec{J}_s$, sont généralement très faibles et négligées en première approximation.

En absence d'excitation ($\vec{E}^e = \vec{0}$), on est en présence d'un problème aux valeurs propres, qui permet la détermination des modes et des fréquences de résonance de l'antenne. Dans le cas contraire, le problème devient déterministe et on peut alors calculer la distribution du courant et les caractéristiques radioélectriques (impédance d'entrée et diagramme de rayonnement).

La difficulté majeure de cette technique réside dans la détermination de la fonction de Green dyadique $\overline{\overline{G}}_E$. L'approche la plus simple consiste à considérer que l'antenne est immergée dans un milieu homogène. La fonction de Green se calcule alors aisément mais, les ondes de surface ne sont pas prises en compte [79]. Les résultats théoriques obtenus sont ensuite réajustés, de manière empirique, pour tenir compte de

l'inhomogénéité diélectrique. Une deuxième simplification est parfois introduite, en remplaçant le conducteur supérieur par un réseau de fils entrelacés auquel on applique la méthode de réaction de Richmond (1966). L'erreur résultant d'une telle discrétisation est difficile à évaluer. Elle est peu significative en ce qui concerne le champ lointain, mais risque en revanche de perturber complètement les grandeurs dépendant du champ proche comme l'impédance d'entrée de l'antenne (Miller et Deadrick, 1975).

Un modèle plus amélioré [81] assimile le substrat diélectrique à un ensemble de courants de polarisation qui, comme les courants de conduction réels, rayonnent cependant dans l'espace libre. L'élément rayonnant est discrétisé en cellules rectangulaires qui sont traitées par la méthode de Richmond et la sonde coaxiale d'alimentation est modélisée par un filament de courant constant. Bien que donnant de meilleurs résultats que l'approche précédente, cette technique reste encore approximative en ce qui concerne l'impédance d'entrée et ne prend pas en considération les ondes de surface.

L'analyse complète et rigoureuse des antennes microrubans exprime les fonctions dyadiques de Green en milieux stratifiés par des intégrales de Sommerfeld [84, 98] ou par des transformées de Fourier bidimensionnelles [81,99]. Ces auteurs se sont limités à l'étude de géométries rectangulaires, ce qui n'est pas une restriction inhérente à la technique des fonctions de Green mais plutôt à la méthode de résolution numérique utilisée. Depuis, cette méthode a pris de l'ampleur et s'est étendue à des géométries complexes monocouches et multicouches [54].

Actuellement, cette technique paraît être la seule capable d'analyser rigoureusement une structure rayonnante planaire sans limitation de forme, de fréquence ou de dimensions, tout en incorporant une analyse correcte des ondes de surface, de l'excitation et du couplage entre structures voisines. Cependant, elle fait usage d'un formalisme mathématique compliqué conduisant à des développements numériques très lourds exigeant un support informatique puissant.

1.4. Choix de la méthode

L'objet de notre travail consiste à élaborer une méthode d'analyse permettant de déterminer les caractéristiques radioélectriques d'une antenne microruban de forme quelconque. Cette méthode sera étendue à une structure multicouche, pour examiner l'effet d'un élément parasite (directeur) sur ces caractéristiques (impédance d'entrée, bande passante et diagramme de rayonnement).

Nous nous proposons de faire usage d'un formalisme mathématique peu complexe, mais assez précis, conduisant à des développements numériques les moins lourds possibles afin de réduire au maximum le temps de calcul et d'utiliser un moyen informatique de capacité modeste. Nous devons, par conséquent, faire appel à une technique plus pragmatique qui permet de caractériser et de comprendre la physique du

rayonnement à l'aide principalement d'une formulation analytique directement utilisable et facile à interpréter.

Notre choix s'est porté alors sur la méthode des lignes de transmission avec pertes initiée par Dubost et al [67, 85-86], à laquelle nous apportons quelques améliorations, car elle répond parfaitement aux contraintes que nous nous sommes imposées. Le comportement radioélectrique de diverses antennes microrubans a été expliqué avec succès par ce modèle qui privilégie le mode quasi-transversal électromagnétique. Cette hypothèse du mode dominant quasi-TEM est valable dans la mesure où les variations du champ dans la direction transverse sont insignifiantes. Les résultats expérimentaux, effectués sur divers prototypes, justifient cette approximation pour des substrats de faible permittivité et dont l'épaisseur reste faible devant la longueur d'onde. Si ces deux conditions ne sont pas remplies, des modes supérieurs peuvent se propager et des ondes de surface risquent de se propager.

La bande passante d'une antenne microruban, fonctionnant à la première résonance et dont l'épaisseur de substrat est très mince, est relativement faible et considérée par les utilisateurs comme insuffisante. L'usage d'éléments parasites (directeurs), judicieusement disposés et dimensionnés permet, dans certains cas, un élargissement significatif de la bande passante et une diminution [48-52] de la résistance de rayonnement. C'est la raison pour laquelle nous allons nous intéresser particulièrement aux structures rayonnantes multicouches.

La technique d'analyse d'antennes microrubans de forme arbitraire, proposée par Dubost, consiste à discrétiser linéairement la surface de l'élément rayonnant (Fig. 1.15), dans le sens de son axe de symétrie Ox , en un grand nombre N de sections élémentaires, assimilables à des lignes microrubans, de largeur $W(i)$ ($i = 1, N$) variable et dont l'épaisseur H et la longueur (L/N) sont constantes.

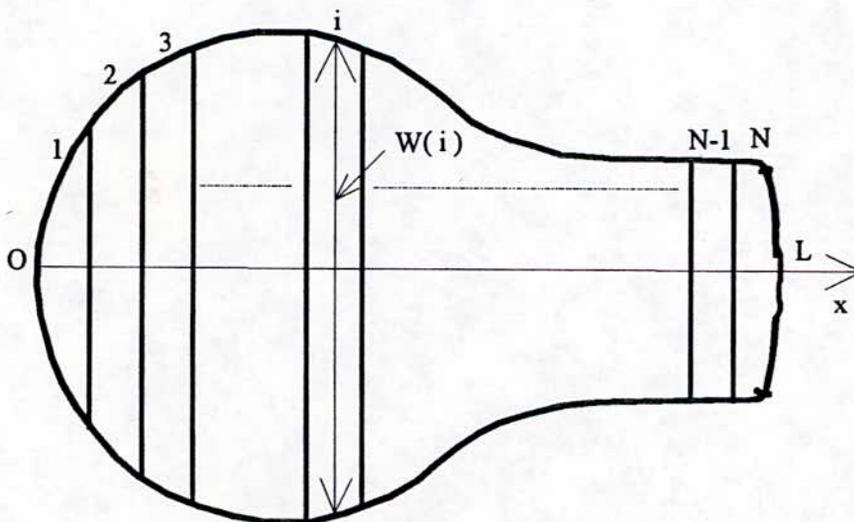


Fig. 1.15. Discrétisation d'une antenne de forme arbitraire (vue de dessus).

Le long de l'axe de l'antenne, l'impédance caractéristique, la permittivité diélectrique effective et la constante de propagation ne sont plus constantes comme dans le cas simple d'une géométrie rectangulaire. Chaque ligne élémentaire, ainsi obtenue, est analysée comme un quadripôle caractérisé par sa matrice de transmission. Dans le cas d'une antenne avec un directeur (structure bicouche), le quadripôle devient un octopôle équivalent à deux lignes de transmission couplées [48-52] par capacité.

Les améliorations que nous comptons apporter pour compléter cette modélisation sont les suivantes

a) L'impédance caractéristique, la permittivité diélectrique relative et le coefficient de propagation de chaque ligne élémentaire seront calculés selon les modèles [100-103], les plus précis existant actuellement, qui tiennent compte aussi bien de l'effet de dispersion que de l'épaisseur et de la rugosité de la surface des conducteurs. De plus, ces modèles sont valables (à mieux de 1%) dans une gamme du rapport W/H allant de 0.01 à 100; alors que la modélisation proposée par Dubost et al [48-52] n'utilise que des expressions quasi-statiques valables uniquement dans une gamme du rapport W/H allant de 0.05 à 20. Ainsi, pour un substrat donné, la méthode est généralisée à une plus grande gamme des dimensions des éléments rayonnants et par conséquent à une plus large gamme de fréquences.

b) Lors du calcul du champ rayonné, nous utiliserons un courant de conduction surfacique, au lieu d'un courant de conduction axial (linéaire) tout en conservant à la méthode d'analyse son caractère unidimensionnel. Pour ce faire, nous avons mis au point une méthode simple, mais originale, qui consiste à déterminer l'expression analytique de la "ligne de courant centre de gravité" de l'élément rayonnant. Cette ligne de courant nous permet de calculer le courant de conduction transverse et d'analyser sa contribution au rayonnement.

c) Les champs calculés seront corrigés par la théorie uniforme de la diffraction, à trois dimensions, combinée au concept des courants équivalents. Les champs diffractés par les bords d'un plan de masse de forme curviligne (disque par exemple) présentent des singularités (caustiques) que nous pouvons contourner en faisant usage du concept des courants équivalents.

d) Nous savons qu'un découpage "adapté" aux variations de la largeur des tronçons élémentaire issus de la discrétisation serait plus économique en temps de calcul. Pour une géométrie circulaire, dont le contour varie rapidement, nous avons introduit une discrétisation de type angulaire de la surface de l'élément rayonnant. Dans ce cas, les longueurs des sections élémentaires résultant du découpage ne sont plus égales et leurs valeurs dépendent de leur position le long de l'antenne. Pour un nombre de sections élémentaires, beaucoup plus réduit, ce nouveau découpage donne pratiquement les mêmes

résultats que la discrétisation linéaire, ce qui nous permet de réduire de manière sensible le temps de calcul.

e) Dans le cas d'une structure bicouche, Dubost et al [48-52] utilisent un coefficient de couplage constant, ajusté de façon à obtenir des résultats concordant avec l'expérience. Nous avons mis au point, de manière heuristique, une modélisation de ce coefficient à l'aide d'une expression analytique simple, tenant compte aussi bien des dimensions que des paramètres électriques de la structure rayonnante.

f) Nous avons également fait subir une discrétisation aux parties non couplées (cas d'antennes bicouches) et nous leur avons appliqué la méthode des lignes de transmission avec pertes, au lieu d'utiliser l'approximation [50-52] qui consiste à les assimiler à des capacités.

Les principales étapes d'analyse d'une structure microruban rayonnante sont illustrées par le schéma synoptique de la figure 1.16.

La technique d'analyse que nous proposons est basée sur un formalisme mathématique assez simple dans lequel les caractéristiques radioélectriques de la structure rayonnante sont exprimées avantageusement à l'aide d'expressions analytiques qui permettent d'évaluer aisément l'influence des dimensions et des paramètres électriques. Les techniques numériques ne seront introduites que pour évaluer certaines fonctions spéciales (de Fresnel et de Bessel) intervenant lors du calcul du champ diffracté par les bords du plan de masse.

La première partie de notre travail est consacrée à présenter la modélisation d'une antenne de forme arbitraire à l'aide de la méthode des lignes de transmission à pertes. Elle comportera notamment la description des deux types de discrétisation (linéaire et angulaire), la modélisation du coefficient de couplage (cas des structures multicouches), le calcul de l'impédance d'entrée et la détermination de la distribution des courants. Le champ rayonné sera d'abord calculé à l'aide de la théorie de l'optique géométrique (G.O) qui, suppose un plan de masse infini, afin d'utiliser le principe des images. Nous procéderons ensuite à la correction de ce champ en tenant compte des champs diffractés par les bords du plan de masse dont les dimensions sont réellement finies. Pour cela, nous introduirons une méthode hybride, combinant la théorie uniforme de la diffraction (UTD) à trois dimensions et le concept des courants équivalents afin d'éviter les problèmes des singularités générées par les caustiques d'un contour de forme curviligne.

La deuxième étape est réservée aux résultats théoriques obtenus dans le cas d'une antenne de forme circulaire avec et sans directeur. Ces résultats seront commentés et confrontés à des mesures effectuées sur des prototypes que nous avons réalisés à l'Université Catholique de Louvain (UCL, Belgique) ainsi qu'aux expériences réalisées par Zerguerras [51] à l'Université de Rennes I (France) en chambre anéchoïque. Certaines mesures d'impédance d'entrée ont été effectuées au Laboratoire de Télécommunications de

l'Ecole Nationale Polytechnique (ENP), à l'aide d'un analyseur de réseaux piloté par un microordinateur, grâce à un logiciel de mesures et de calibration élaboré par Ouchar [104].

Les calculs longs et fastidieux des champs rayonnés, des coefficients de diffraction ainsi que les modèles donnant les caractéristiques des lignes microrubans dont nous avons besoin sont donnés en annexes. Une liste appréciable de références bibliographiques est donnée en fin de mémoire.

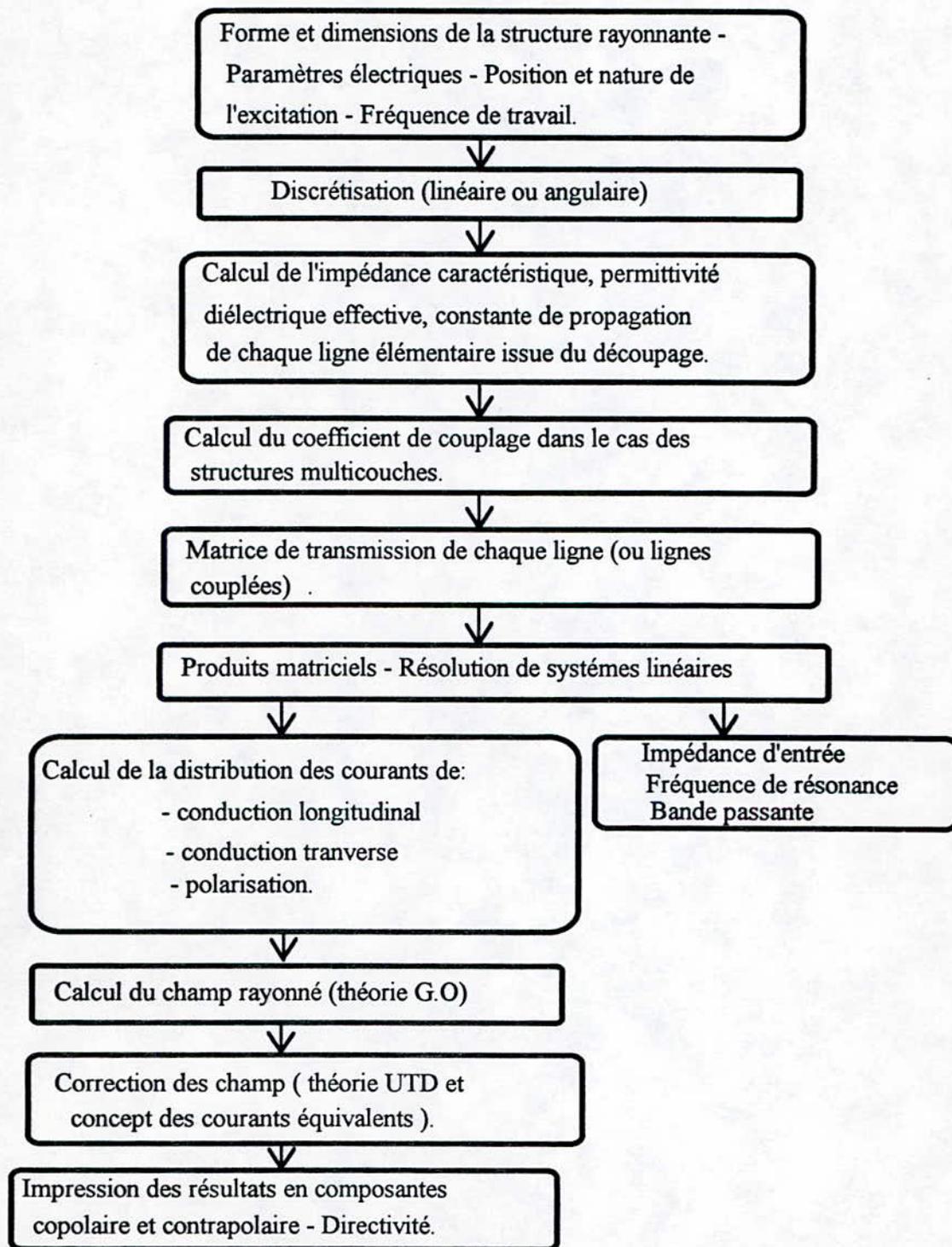


Fig. 1.16. Schéma synoptique des principales étapes de l'analyse.

CHAPITRE 2

ANALYSE DU PROBLEME

Après avoir exposé les propriétés des antennes microrubans, les différentes méthodes d'analyse et justifié notre choix de la méthode retenue, nous allons présenter les étapes de calcul permettant de connaître les diverses grandeurs radioélectriques caractérisant une antenne microruban de forme quelconque avec ou sans directeur. Comme application, nous considérons une géométrie circulaire.

2.1 Position du problème

L'objet de ce chapitre est de déterminer les caractéristiques radioélectriques (impédance d'entrée, bande passante et diagramme de rayonnement) d'une structure microruban rayonnante de forme arbitraire, ayant toutefois un axe de symétrie par rapport à son point d'excitation. Pour rendre l'exposé aussi clair que possible, nous considérerons d'abord le cas d'une antenne sans directeur (structure monocouche). Nous étendrons ensuite l'analyse à une structure multicouche, constituée de l'antenne précédente à laquelle nous associons un élément parasite (directeur) de même forme et ayant également un axe de symétrie parallèle à celui de l'élément pilote.

La technique adoptée est celle généralisée du modèle de la ligne de transmission (LMA) avec pertes fonctionnant en mode quasi-TEM (§ 1.4).

2.2 Structure monocouche

2.2.1 Principe de la discrétisation de l'élément rayonnant

Considérons une structure microruban rayonnante, de forme arbitraire (Fig. 2.1), excitée par une ligne microruban au point O et ayant l'axe Ox comme axe de symétrie.

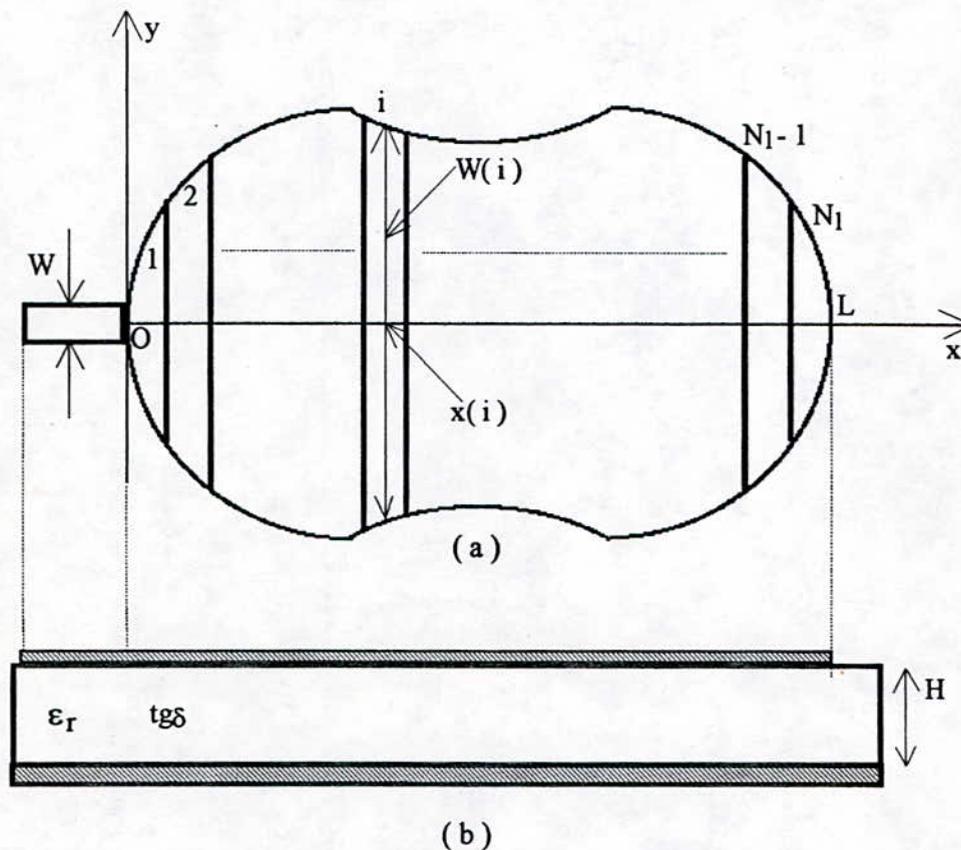


Fig. 2.1. Antenne microruban de forme arbitraire discrétisée en N_1 sections élémentaires d'égales longueurs.

(a) vue de dessus de l'antenne; (b) coupe.

La longueur L de l'élément rayonnant est généralement de l'ordre de la demi-longueur d'onde et sa largeur varie le long de l'axe de symétrie Ox . Cet élément est monté sur un substrat diélectrique, d'épaisseur H faible par rapport à la longueur d'onde et de permittivité relative ϵ_r , aussi faible que possible, afin de conserver la validité du mode dominant quasi-TEM. Les pertes dans le diélectrique sont caractérisées par le facteur de pertes $\text{tg}\delta$ de l'ordre de 0.001 et les pertes électriques dépendent aussi bien de la conductivité finie σ des conducteurs (élément rayonnant et plan de masse) que de la rugosité de la surface de ces conducteurs. Les dimensions de la plaque diélectrique et du plan de masse seront considérées grandes devant la longueur d'onde pour atténuer au mieux les effets des ondes de surface qui rayonnent sur les bords de cette plaque.

Le modèle théorique considère l'antenne comme un quadripôle de longueur L . La surface de l'élément rayonnant est discrétisée linéairement en N_1 tranches élémentaires. Chaque quadripôle élémentaire, issu de ce découpage, est alors traité comme une ligne microruban, de faible longueur ($\Delta L = L/N_1$) et d'épaisseur H constantes, mais dont la largeur $W(i)$ ($i = 1, 2, \dots, N_1$) varie le long de l'axe Ox .

Le nombre de tranches N_1 doit être aussi grand que possible, pour assurer une bonne précision, sans toutefois dépasser un certain seuil [105]. Sa valeur doit être choisie judicieusement de telle sorte que:

- la largeur $W(1)$ du premier tronçon élémentaire soit pratiquement égale à la largeur W de la ligne microruban d'excitation
 - les largeurs $W(i)$ et $W(i + 1)$ de deux sections adjacentes ne présentent pas une différence importante
- afin de réduire les problèmes de discontinuités et de désadaptation.

La ligne microruban élémentaire d'ordre i est centrée sur l'abscisse:

$$x(i) = (2i - 1) \frac{L}{2N_1} \quad (2-1)$$

Sa largeur $W(i)$ sera déterminée une fois la géométrie et les dimensions de l'élément fixées. Nous en déduisons ensuite son impédance caractéristique $Z_c(i)$ et son coefficient de propagation $\gamma(i)$, selon les modèles les plus précis existant actuellement (§ annexe A). Le quadripôle élémentaire, équivalent à cette ligne, est alors caractérisé par sa matrice de transfert qui s'écrit:

$$[t(i)] = \begin{pmatrix} e^{\gamma(i) \cdot \Delta L} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma(i) \cdot \Delta L} \end{pmatrix} \quad (2-2)$$

L'antenne, ainsi discrétisée, est alors équivalente à N_1 lignes microrubans en cascade, dont l'une des deux extrémités est alimentée et l'autre en circuit ouvert, conformément au schéma électrique équivalent de la figure 2.2.

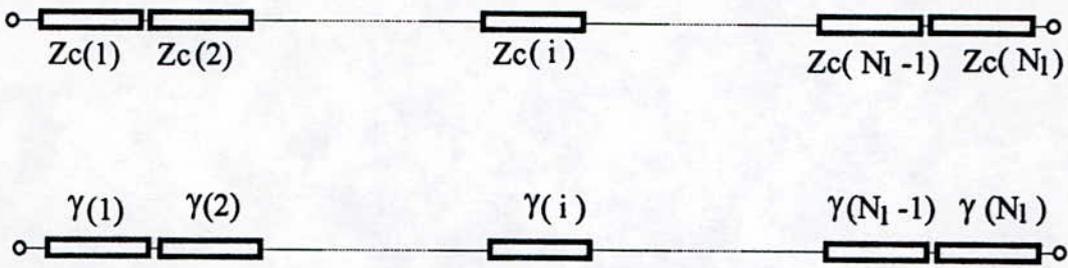


Fig. 2.2. Circuit électrique équivalent de l'antenne selon le modèle LMA.

2.2.2 Calcul de l'impédance d'entrée

a) Alimentation par microruban

Dans le cas où l'antenne est excitée par une ligne microruban à son extrémité O, le problème de la détermination de l'impédance d'entrée revient à ramener en ce point le circuit ouvert situé à l'autre extrémité. Pour cela, nous ferons usage des propriétés des quadripôles disposés en cascade. Les ondes de tensions incidentes et réfléchies V^i et V^r aux deux extrémités du quadripôle globale équivalent (fig. 2.3) sont reliées par la relation matricielle:

$$\begin{bmatrix} V^i(0) \\ V^r(0) \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^{j=N_1} [t(j)] \begin{bmatrix} V^i(N_1) \\ V^r(N_1) \end{bmatrix} \quad (2-3)$$

où $t(j)$ est définie par la relation (2-2).

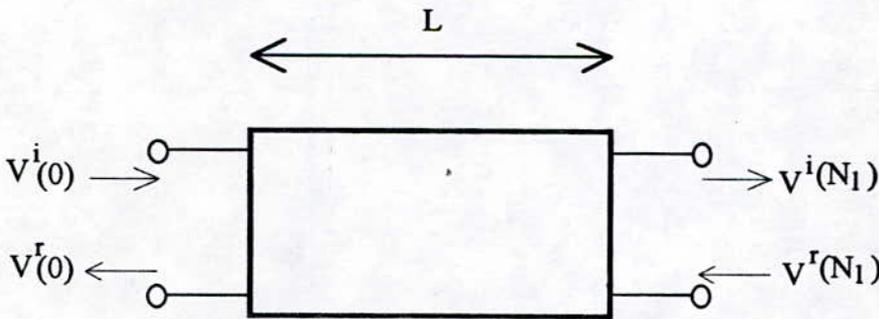


Fig. 2.3. Quadripôle équivalent de l'antenne.

Comme la tranche d'ordre N_1 est ouverte à son extrémité ($x = L$), nous pouvons alors écrire la condition aux limites

$$V^r(N_1) = V^i(N_1) \quad (2-4)$$

Compte tenu de (2-2)-(2-4), le coefficient de réflexion au point d'excitation O de l'antenne s'écrit sous la forme

$$\Gamma(0) = \frac{V^r(0)}{V^i(0)} = e^{-2 \zeta \Delta L} \quad (2-5)$$

avec

$$\zeta = \sum_{i=1}^{i=N_1} \gamma(i)$$

Nous en déduisons alors l'impédance d'entrée de la structure rayonnante à l'aide de l'expression classique:

$$Z_{in}(0) = \frac{1 + \Gamma(0)}{1 - \Gamma(0)} Z_c(1) \quad (2-6)$$

$Z_c(1)$ étant l'impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre 1.

b) Cas d'une alimentation par sonde coaxiale

L'usage d'une sonde coaxiale (Fig. 2.4), dont le point d'excitation A peut varier le long de la structure rayonnante, offre donc la possibilité d'adaptation entre l'antenne et le circuit d'alimentation. Pour un nombre de découpage N_1 fixé, la position de ce point d'excitation sera choisie au centre $x(m)$ de la section élémentaire d'ordre m dont l'impédance caractéristique $Z_c(m)$ est égale à une impédance désirée Z_0 (généralement de valeur standard 50 ou 75 Ω).

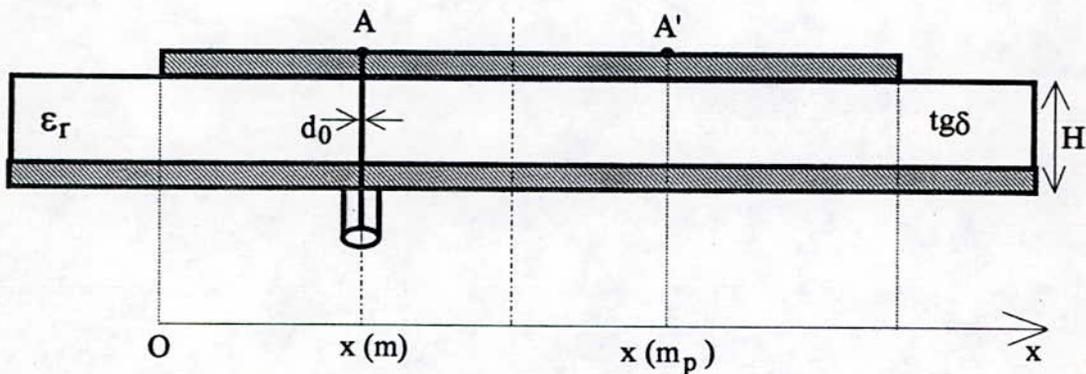


Fig. 2.4. Antenne microruban alimentée par sonde coaxiale (coupe).

Dans le cas où la position du point d'excitation $x(m)$ est imposée, l'ordre m de la tranche élémentaire dans laquelle il se trouve est, compte tenu de (2-1), donné par la relation

$$m = \text{Int}\left(\frac{x(m)}{L} N_1 + \frac{1}{2}\right) \quad (2-7)$$

Int(t) étant la valeur entière de la variable réelle t.

Pour déterminer l'impédance d'entrée de l'antenne au point d'excitation A, nous procédons comme suit.

i) Nous déterminons d'abord l'ordre m_p de la tranche centrée au point A', symétrique du point d'excitation A par rapport au milieu ($x = L/2$) de l'antenne, par

$$m_p = N_1 - m + 1 \quad (2-8)$$

ii) Nous calculons ensuite les impédances ramenées de l'extrémité ouverte ($x = L$) respectivement vers les points A et A' par les relations

$$Z_{in}(A) = \frac{1 + \Gamma(m)}{1 - \Gamma(m)} Z_c(m) \quad (2-9)$$

$$Z_{in}(A') = \frac{1 + \Gamma(m_p)}{1 - \Gamma(m_p)} Z_c(m_p) \quad (2-10)$$

avec $\Gamma(m) = e^{-2\zeta_A \Delta L}$; $\Gamma(m_p) = e^{-2\zeta_{A'} \Delta L}$; $\zeta_A = \sum_{i=m+1}^{i=N_1} \gamma(i)$; $\zeta_{A'} = \sum_{i=m_p+1}^{i=N_1} \gamma(i)$

$Z_c(m)$ et $Z_c(m_p)$ étant respectivement les impédances caractéristiques des tranches d'ordre m et m_p .

iii) L'impédance d'entrée au point d'excitation est alors

$$Z_{in} = \frac{Z_{in}(A) \cdot Z_{in}(A')}{Z_{in}(A) + Z_{in}(A')} + jX_L \quad (2-11)$$

X_L étant la contribution inductive, introduite par la sonde coaxiale, dont l'une des expressions les plus utilisées est donnée par Bailey [82] sous la forme

$$X_L = 60 k_0 H \ln\left(\frac{2}{k_0 d_0 \sqrt{\epsilon_r}}\right) \quad (2-12)$$

k_0 et d_0 sont respectivement le nombre d'onde dans le vide et le diamètre du conducteur central de la sonde coaxiale.

2.3 Structure multicouche

2.3.1 Principe de la méthode

Nous allons généraliser la méthode d'analyse exposée en 2.2 à une structure rayonnante multicouche (Fig. 2.5), composée d'une antenne microruban de forme arbitraire associée à un élément parasite (directeur) de géométrie identique et ayant le même axe de symétrie. Ce type de structure peut être avantageusement réalisé à l'aide de circuits imprimés empilés.

Pour plus de clarté, les éléments de la figure 2.5 ne sont pas représentés dans leurs proportions exactes. En réalité, les dimensions des plaques diélectriques (1) et (2) et celle du plan de masse sont grandes devant la longueur d'onde pour les mêmes raisons que celles citées en 2.2.1. Celles du directeur sont légèrement inférieures à celles de l'antenne dont la longueur L_1 est de l'ordre de la demi-longueur d'onde.

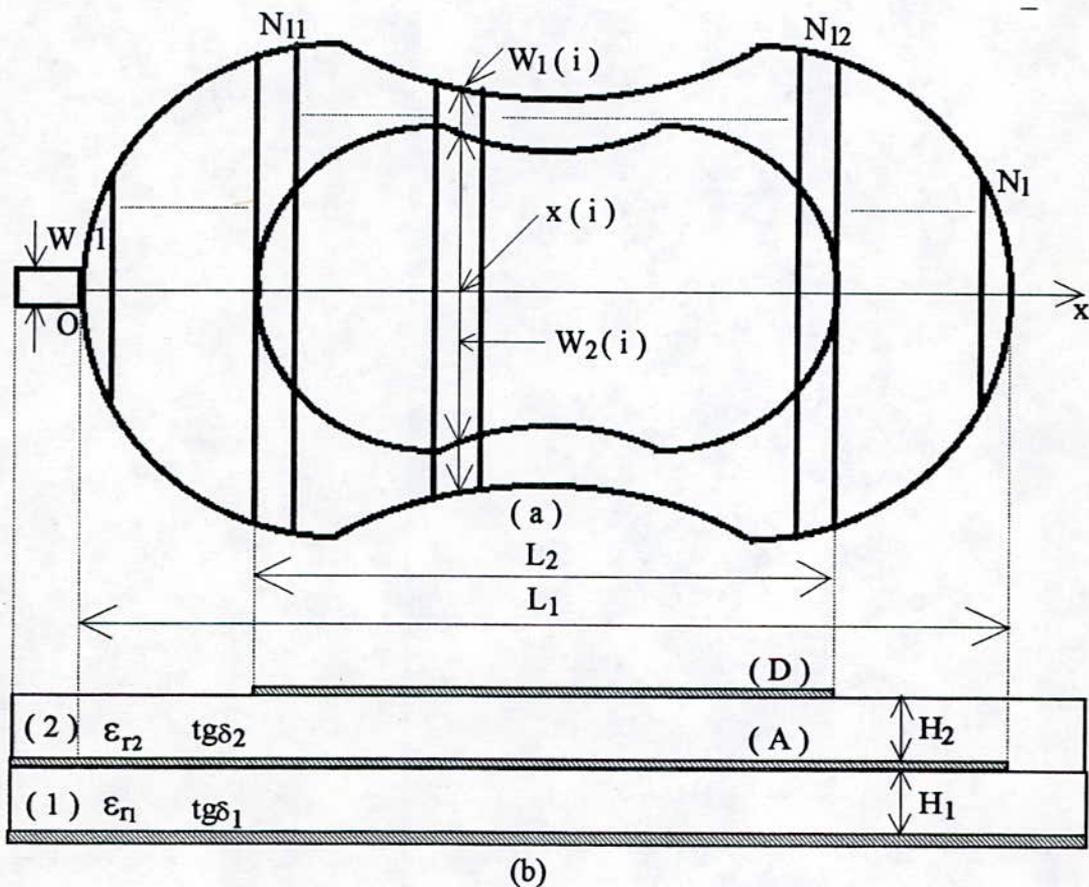


Fig. 2.5. Antenne microruban de forme quelconque associée à un directeur de même forme.

(a) vue de dessus de l'antenne et du directeur; (b) coupe de la structure multicouche.

Les deux substrats diélectriques utilisés peuvent être identiques ou différents. De même, le choix de considérer l'antenne et son directeur avec des géométries identiques et ayant le même axe de symétrie, n'est nullement une restriction inhérente à la technique d'analyse, mais plutôt à des commodités de calcul et de programmation. Le

modèle proposé peut également prendre en considération une variation de l'épaisseur des substrats utilisés dans la direction de l'axe de symétrie Ox mais l'état actuel de la technologie rend peu probable l'éventualité d'usage de structures non planaires.

Comme pour la structure monocouche, l'antenne et son directeur sont discrétisés linéairement en tranches élémentaires d'égales longueurs ($\Delta L = L_1 / N_1$) le long de leur axe de symétrie Ox. Nous obtenons ce qui suit.

- a) Pour l'antenne (A), des lignes élémentaires de largeurs variables, notées $W_1(i)$ ($i = 1, N_1$), montées sur un substrat diélectrique (1) d'épaisseur H_1 , de permittivité relative ϵ_{r1} et de pertes diélectriques $\text{tg}\delta_1$. Le conducteur constituant l'antenne et la ligne microruban d'alimentation est caractérisé par son épaisseur t_1 , sa conductivité σ_1 et la rugosité de sa surface Δ_1 .
- b) Pour le directeur (D), des lignes élémentaires de largeurs également variables, notées $W_2(i)$ ($i = N_{11}, N_{12}$), montées sur un substrat diélectrique (2) d'épaisseur H_2 de permittivité relative ϵ_{r2} et de pertes diélectrique $\text{tg}\delta_2$. Le conducteur constituant le directeur est caractérisé par son épaisseur t_2 , sa conductivité σ_2 et la rugosité de sa surface Δ_2 .
- c) Le conducteur du plan de masse est défini par sa conductivité σ_d et la rugosité de sa surface Δ_d .

Le modèle électrique (Fig.2.6) de cette structure ainsi discrétisé est constitué de deux cascades de lignes de transmission superposées où l'on peut distinguer 3 parties distinctes

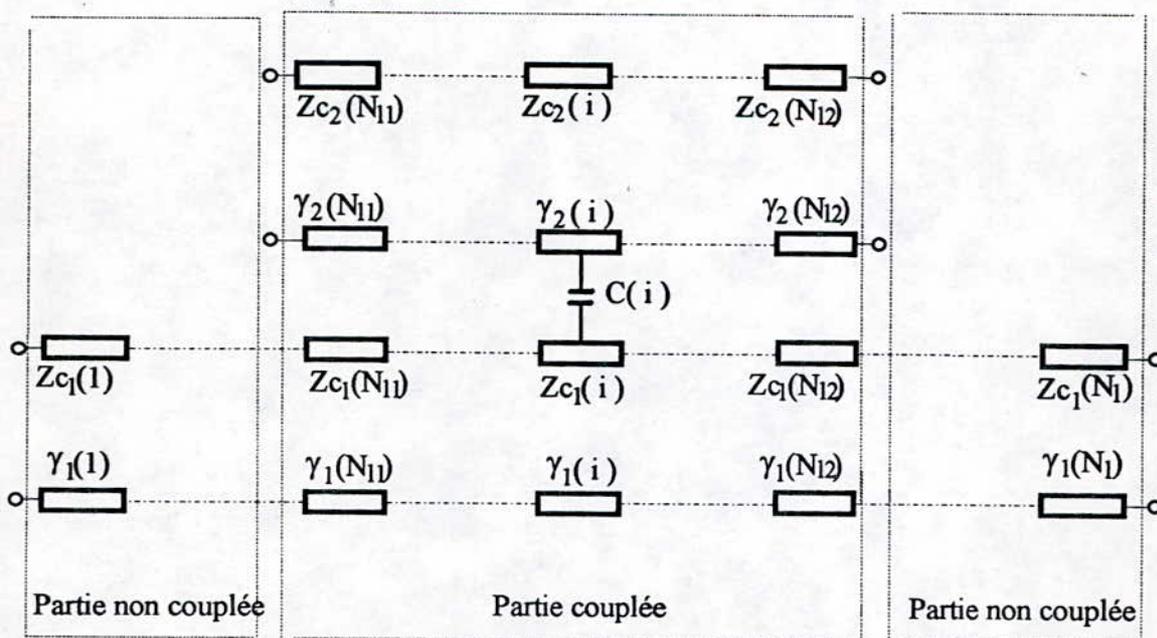


Fig. 2.6. Circuit électrique équivalent de la structure rayonnante multicouche discrétisée.

- une partie couplée, de longueur L_2 , constituée de $(N_{12} - N_{11} + 1)$ lignes élémentaires superposées et pour laquelle nous appliquerons la méthode proposée par Dubost [48-52] mais dont nous modifierons le coefficient de couplage
- deux parties non couplées, pour lesquelles, afin d'obtenir une meilleure précision, nous ferons usage de la méthode de discrétisation, exposée au paragraphe 2-2 pour le cas d'une antenne sans directeur, au lieu de l'approximation qui consiste à les assimiler à des capacités [48-52].

2.3.2 Capacité de couplage entre deux lignes élémentaires superposées.

Le modèle théorique de la partie couplée est équivalent [48-52] à un "octopôle" global de longueur totale L_2 composé de $(N_{12} - N_{11} + 1)$ lignes élémentaires couplées. Les 2 lignes superposées d'ordre i sont couplées par une capacité

$$C(i) = C_{12}(i) \Delta L \quad (2-13)$$

où $C_{12}(i)$ est la capacité linéique de couplage donnée par [50-52] sous la forme

$$C_{12}(i) = k_{12} \epsilon_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{r1} W_1(i) \epsilon_{r2} W_2(i)}{H_1 H_2}} \quad (2-14)$$

k_{12} étant un coefficient de couplage compris entre 0 et 1.

Il paraît évident que ce coefficient doit dépendre de la forme, des dimensions et des paramètres électriques de la structure multicouche. Pour tenir compte de tous ces paramètres, nous proposons une méthode [109] heuristique permettant d'exprimer le coefficient k_{12} sous une forme analytique simple qui tient compte aussi bien du ratio d'ouverture couplant les deux lignes superposées que de la répartition de l'énergie incidente entre ces deux lignes et l'espace libre.

a) Ratio d'ouverture entre deux lignes microrubans stratifiées

Considérons une ligne microruban (Fig. 2.7) de largeur W , de longueur Δx et d'épaisseur diélectrique H .

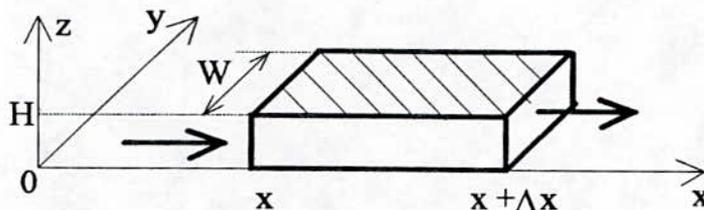


Fig. 2.7. Ligne microruban élémentaire.

La surface latérale, parcourue par le flux d'énergie électromagnétique, entrant en x et sortant en $x + \Delta x$, est

$$\Sigma = S_m + S_{nm} \quad (2-15)$$

$S_{nm} = 2(\Delta x \cdot W)$ et $S_m = 2(Dx \cdot H)$ étant respectivement les surfaces métallisée et non métallisée.

Pour une telle structure, nous avons [106] défini un ratio d'ouverture comme étant le rapport

$$\rho = \frac{S_{nm}}{\Sigma} = \frac{1}{1 + \frac{W}{H}} \quad (2-16)$$

Dans le cas de deux lignes superposées d'ordre i de la structure multicouche représentée par la figure 2.5, situées dans la partie couplée, le ratio d'ouverture s'écrit

$$\rho_{12}(i) = \sqrt{\rho_1(i) \cdot \rho_2(i)} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{W_1(i)}{H_1}\right) \left(1 + \frac{W_2(i)}{H_2}\right)}} \quad (2-17)$$

b) ratio d'ouverture globale de la partie couplée

Le ratio d'ouverture globale de l'octopôle de longueur L_2 , constitué par la partie couplée, peut être défini de deux manières possibles: soit en prenant la moyenne le long de cet octopôle des ratios définis par la relation (2-17) et, nous obtenons alors l'expression

$$\overline{\rho}_G = \overline{\rho}_{12} = \frac{\sum_{i=N_{11}}^{i=N_{12}} \rho_{12}(i)}{N_{12} - N_{11} + 1} \quad (2-18)$$

ou encore en appliquant directement l'expression (2-16) pour l'intégralité de cette partie:

$$\rho_G = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{2S_1}{C_1 H_1}\right) \left(1 + \frac{2S_2}{C_2 H_2}\right)}} \quad (2-19)$$

(C_1, C_2) et (S_1, S_2) étant respectivement les longueurs totales des contours latéraux ouverts et les surfaces de l'antenne et du directeur.

Une fois la forme et les dimensions de la structure multicouche connues, les valeurs du ratio d'ouverture sont parfaitement déterminées par les relations (2-18) et (2-19) qui donnent toutefois des valeurs légèrement différentes.

c) Coefficient de couplage de la structure multicouche

A partir de l'analyse des lignes couplées dissymétriques [107-108], et de la notion du ratio d'ouverture, nous avons déterminé [109] l'expression du coefficient de couplage d'une ligne coaxiale double co-centrée (Fig. 2.8) de longueur l sous la forme

$$k_{12} = \left\{ \left(1 + \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r2}} \frac{\ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}{\ln\left(\frac{r_0}{r_2}\right)} \right) \left(1 + \frac{1}{H_1} \right) \left(1 + \frac{1}{H_2} \right) \right\}^{-1/2} \quad (2-20)$$

où r_1 , r_2 et r_0 sont respectivement les rayons des conducteurs internes, externes et de la gaine de protection.

ϵ_{r1} , ϵ_{r2} sont respectivement les permittivités relatives des diélectriques (1) et (2) d'épaisseurs H_1 et H_2 .

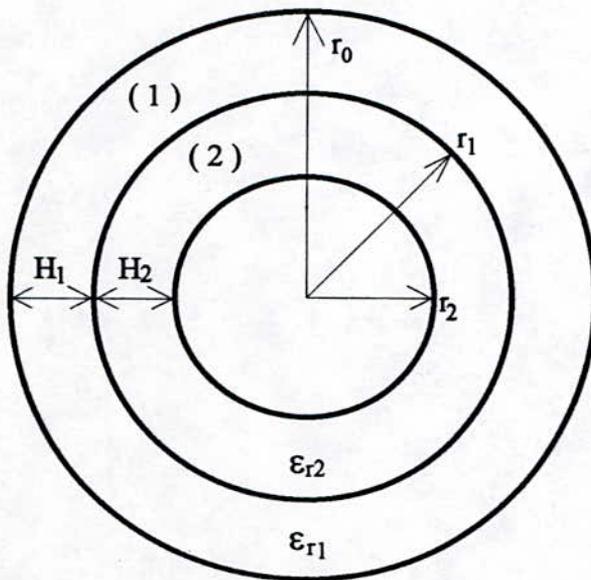


Fig. 2.8. Section droite d'un coaxial double co-centré.

Le premier terme de la relation (2-20), déterminé à partir de l'analyse des lignes couplées, prend en considération la répartition de l'énergie incidente entre les deux lignes (1) et (2) et l'espace environnant; les deux autres représentent le ratio d'ouverture globale de ces deux lignes.

Pour une structure multicouche planaire, le premier terme de la relation (2-20) se réduit à

$$\left(1 + \frac{\epsilon_{r1} H_2}{\epsilon_{r2} H_1}\right)^{-1/2}$$

Le coefficient de couplage s'écrit alors sous la forme finale

$$k_{12} = \left(1 + \frac{\epsilon_{r1} H_2}{\epsilon_{r2} H_1}\right)^{-1/2} \cdot \rho_G \quad (2-21)$$

avec le ratio d'ouverture ρ_G donné par les relations (2-18) ou (2-19).

Nous obtenons ainsi une expression analytique simple du coefficient de couplage k_{12} . Elle dépend d'une part, de la forme et des dimensions de l'antenne et du directeur et, d'autre part, des permittivités relatives et des épaisseurs des substrats empilés de la structure rayonnante multicouche.

2.3.3 Matrice de transfert d'une section élémentaire

Dans le cas où la section élémentaire se trouve dans l'une des parties non couplées, sa matrice de transfert est celle d'un quadripôle et, par conséquent, elle est donnée par une relation du type (2-2). Par contre, si elle est située dans la partie couplée, sa matrice de transfert est celle d'un octopôle et s'écrit [51]

$$[t(i)] = \begin{bmatrix} (1 + jC_{2i})Ch_{2i} + (D_i + jQ_{2i})Sh_{2i} & jC_{2i}Ch_{2i} - (S_i - jQ_{2i})Sh_{2i} & -jC_{li}Ch_{2i} - jM_iSh_{2i} & -jC_{li}Ch_{2i} - jM_iSh_{2i} \\ -jC_{2i}Ch_{2i} + (S_i + jQ_{2i})Sh_{2i} & (1 - jC_{2i})Ch_{2i} - (D_i - jQ_{2i})Sh_{2i} & +jC_{li}Ch_{2i} - jM_iSh_{2i} & +jC_{li}Ch_{2i} - jM_iSh_{2i} \\ -jC_{2i}Ch_{li} - jM_iSh_{li} & -jC_{2i}Ch_{li} - jM_iSh_{li} & (1 + jC_{li})Ch_{li} + (D_i + jQ_{li})Sh_{li} & jC_{li}Ch_{li} + (S_i + jQ_{li})Sh_{li} \\ +jC_{2i}Ch_{li} - jM_iSh_{li} & +jC_{2i}Ch_{li} - jM_iSh_{li} & -jC_{li}Ch_{li} - (S_i - jQ_{li})Sh_{li} & (1 - jC_{li})Ch_{li} - (D_i - jQ_{li})Sh_{li} \end{bmatrix} \quad (2 - 22)$$

$$\text{avec} \quad C_{2i} = \frac{1}{2} Z_{c2}(i) C_{12}(i) \omega \Delta L \quad C_{li} = \frac{1}{2} Z_{c1}(i) C_{12}(i) \omega \Delta L$$

$$d(i) = \sqrt{\frac{Z_{c2}(i)}{Z_{c1}(i)}} \quad D_i = \frac{1}{2} \left(d(i) + \frac{1}{d(i)} \right) \quad S_i = \frac{1}{2} \left(d(i) - \frac{1}{d(i)} \right)$$

$$Q_{2i} = C_{2i} d(i) \quad Q_{li} = C_{li} / d(i), \quad M_i = C_{li} d(i) = C_{2i} / d(i)$$

$$Ch_{2i} = \cosh(\gamma_2(i) \Delta L) \quad Ch_{li} = \cosh(\gamma_1(i) \Delta L)$$

$$Sh_{2i} = \sinh(\gamma_2(i) \Delta L) \quad Sh_{li} = \sinh(\gamma_1(i) \Delta L).$$

A partir de la forme et des dimensions de la structure multicouche, nous calculerons d'abord les impédances caractéristiques $Z_{c_j}(i)$, les coefficients de propagation $\gamma_j(i)$ ainsi que la capacité linéique de couplage $C_{12}(i)$ de la partie couplée ($j = 1, 2; i = N_{11}, N_{12}$) et, nous en déduirons ensuite les 16 éléments de la matrice $[t(i)]$.

2.3.4 Calcul de l'impédance d'entrée

Pour calculer l'impédance d'entrée de la structure rayonnante multicouche, constituée de deux quadripôles et d'un octopôle, nous adoptons la procédure suivante

a) Coefficient de réflexion $\Gamma(N_{12})$ au niveau de la tranche d'ordre N_{12}

Nous déterminons d'abord le coefficient de réflexion $\Gamma(N_{12})$ en utilisant la méthode exposée en 2.2.2, pour la partie non couplée (Fig. 2.9) constituée des tranches élémentaires d'ordre i ($i = N_{12}, N_{11}$). Comme la structure est ouverte en $x = L_1$, nous obtenons

$$\Gamma_1(N_{12}) = e^{-2 \zeta_1 \Delta L} \quad (2-23)$$

avec

$$\zeta_1 = \sum_{i=N_{12}}^{i=N_{11}} \gamma_1(i)$$

b) Coefficient de réflexion $\Gamma(N_{11})$ au niveau de la tranche d'ordre N_{11}

Connaissant la matrice de transfert $[t(i)]$ ($i = N_{11}, N_{12}$) des tranches élémentaires de la partie couplée et le coefficient de réflexion $\Gamma(N_{12})$ (donnés respectivement par les relations 2-22 et 2-23), nous pouvons alors déterminer le coefficient de réflexion $\Gamma(N_{11})$ au niveau de la section d'ordre N_{11} . Pour ce faire, nous utiliserons les propriétés des octopôles en cascade (Fig. 2.10) pour résoudre le système linéaire suivant

$$\begin{bmatrix} V_2^i(N_{11}) \\ V_2^r(N_{11}) \\ V_1^i(N_{11}) \\ V_1^r(N_{11}) \end{bmatrix} = \prod_{j=N_{11}}^{j=N_{12}} [t(j)] \begin{bmatrix} V_2^i(N_{12}) \\ V_2^r(N_{12}) \\ V_1^i(N_{12}) \\ V_1^r(N_{12}) \end{bmatrix} \quad (2-24)$$

où $V_m^n(p)$ désigne les ondes de tensions incidentes et réfléchies aux deux extrémités N_{11} et N_{12} de la partie couplée de la structure

$$n = \begin{cases} i & \text{onde incidente} \\ r & \text{onde réfléchie} \end{cases} \quad m = \begin{cases} 1 & \text{antenne (A)} \\ 2 & \text{directeur (D)} \end{cases} \quad p = \begin{cases} N_{11} \\ N_{12} \end{cases}$$

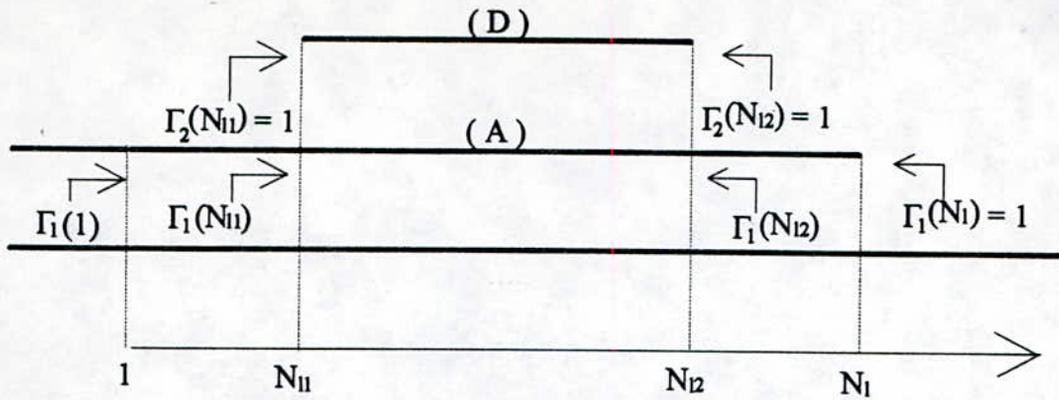


Fig. 2.9. Les différents coefficients de réflexion intervenant dans le calcul de l'impédance d'entrée de l'antenne multicouche.

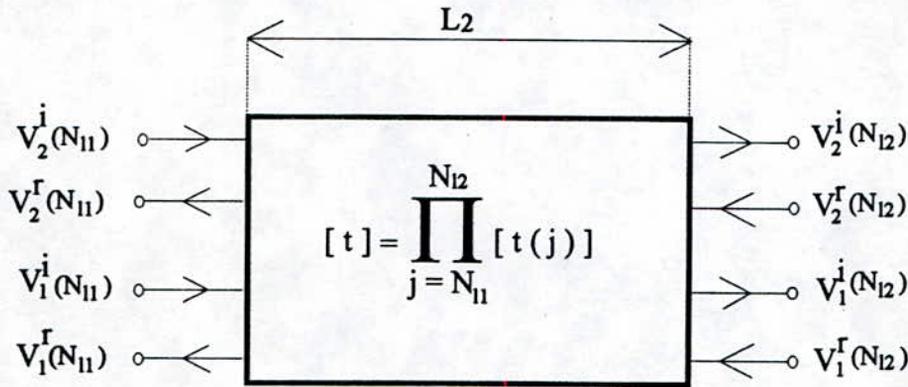


Fig. 2.10. Octopôle globale équivalent de la partie couplée.

En tenant compte des conditions aux limites au niveau des extrémités de la partie couplée qui s'écrivent

$$\left. \begin{aligned} V_2^i(N_{12}) &= V_2^r(N_{12}) \\ V_2^i(N_{11}) &= V_2^r(N_{11}) \end{aligned} \right\} \text{car le directeur est ouvert à ses deux extrémités}$$

$$\left. \begin{aligned} V_1^r(N_{12}) &= \Gamma_1(N_{12}) V_1^i(N_{12}) \\ V_1^r(N_{11}) &= \Gamma_1(N_{11}) V_1^i(N_{11}) \end{aligned} \right\} \text{au niveau de l'antenne,}$$

nous obtenons

$$\Gamma_1(N_{11}) = \frac{(t_{41} + t_{42}) \cdot T_1 + (t_{43} + \Gamma_1(N_{12}) \cdot t_{44}) \cdot T_2}{(t_{31} + t_{32}) \cdot T_1 + (t_{33} + \Gamma_1(N_{12}) \cdot t_{34}) \cdot T_2} \quad (2-25)$$

$$\text{avec } T_1 = t_{23} - t_{13} + \Gamma_1(N_{12}) \cdot (t_{24} - t_{14}) \quad T_2 = t_{11} + t_{12} - t_{21} - t_{22}$$

t_{jk} ($j = 1, 4; k = 1, 4$) sont les 16 éléments de la matrice $[t]$, de l'octopôle globale, obtenue en effectuant le produit matriciel

$$[t] = \prod_{n=N_{11}}^{n=N_{12}} [t(n)]$$

c) Impédance d'entrée de la structure multicouche

Le coefficient de réflexion $\Gamma_1(1)$ au niveau de la section d'ordre 1 (Fig. 2.11), située dans la partie non couplée constituée des tranches élémentaires d'ordre i ($i = 1, N_{11}$) s'écrit

$$\Gamma_1(1) = \Gamma_1(N_{11}) e^{-2 \zeta_2 \Delta L} \quad (2-26)$$

avec

$$\zeta_2 = \sum_{i=1}^{i=N_{11}} \gamma_1(i)$$

L'impédance d'entrée, au point d'excitation O, de la structure rayonnante multicouche est alors donnée par l'expression classique

$$Z_{in} = \frac{1 + \Gamma_1(1)}{1 - \Gamma_1(1)} Z_c(1) \quad (2-27)$$

$Z_c(1)$ étant l'impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre 1.

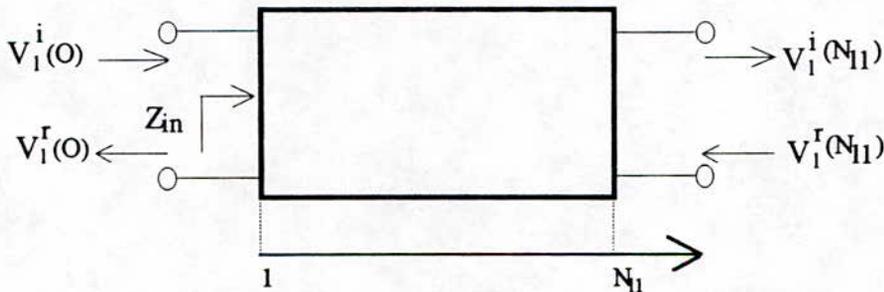


Fig. 2.11. Quadripôle équivalent de la partie non couplée (1, N_{11}).

2.4. Fréquence de résonance et bande passante

La connaissance de l'impédance d'entrée d'une antenne microruban monocouche (ou multicouche) permet de déterminer aussi bien la (les) fréquence (s) de résonance que la bande passante.

2.4.1. Fréquence de résonance

La fréquence de résonance d'une structure microruban rayonnante est généralement déduite à partir de l'impédance d'entrée de cette structure. Toutefois, deux remarques importantes s'imposent au sujet de sa détermination. En effet, pour une antenne alimentée par une ligne microruban, la fréquence de résonance correspond à une impédance d'entrée

purement réelle. Mais dans le cas d'une alimentation par sonde coaxiale, ce n'est plus le cas, à cause de la contribution de cette sonde sous forme d'élément inductif. Aussi, nous adopterons la définition de la fréquence de résonance, comme étant la fréquence pour laquelle la partie réelle de l'impédance d'entrée est maximale.

Contrairement aux structures monocouches (résonnantes) possédant une fréquence de résonance unique, les structures multicouches à large bande présentent généralement deux fréquences particulières, pour lesquelles l'impédance d'entrée est soit purement réelle soit ayant une partie réelle maximale, qu'on peut toutefois assimiler à deux fréquences de résonance.

Dans le cas d'une structure rayonnante monocouche, des expressions analytiques simples de la fréquence de résonance ont été élaborées, à partir du modèle de la cavité, pour des géométries simples: rectangulaire [110-117], circulaire [71, 115, 118-124], triangulaire [125-128] et annulaire [129-130]. Les résultats obtenus à partir de ces expressions permettent une vérification rapide de ceux déduits à partir de l'évolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence.

2.4.2. Bande passante

D'une manière générale, la bande passante d'une antenne est la gamme de fréquence dans laquelle les performances radioélectriques de cette antenne sont conformes à une norme imposée. Il est donc possible de considérer plusieurs définitions de la bande passante:

- celle pour laquelle le niveau du gain est de 3 dB au-dessous de son maximum
- celle pour laquelle la partie réelle de l'impédance d'entrée vaut 0.707 fois sa valeur maximale
- celle définie directement à partir de la représentation en abaque de Smith de l'impédance d'entrée.

Dans le cas des antennes microrubans, qui sont généralement des structures résonnantes, nous adoptons cette dernière définition en considérant le module $|\Gamma|$ du coefficient de réflexion et le taux d'ondes stationnaires (T.O.S.). Pour un T.O.S. inférieur ou égal à 2, par exemple, on repère (Fig. 2.12) deux fréquences f_1 et f_2 correspondant à l'intersection de la courbe représentant l'impédance d'entrée normalisée avec le cercle de rayon $|\Gamma| = 0.33$ (cercle 1). L'impédance de normalisation doit être choisie judicieusement [105] afin que cette courbe soit centrée aussi près que possible du point adaptant (1, 0). La bande passante est alors exprimée directement en fonction de f_1 et f_2 par la relation

$$B = 200 \frac{f_2 - f_1}{f_2 + f_1} \quad (\text{ en \% }) \quad (2-28)$$

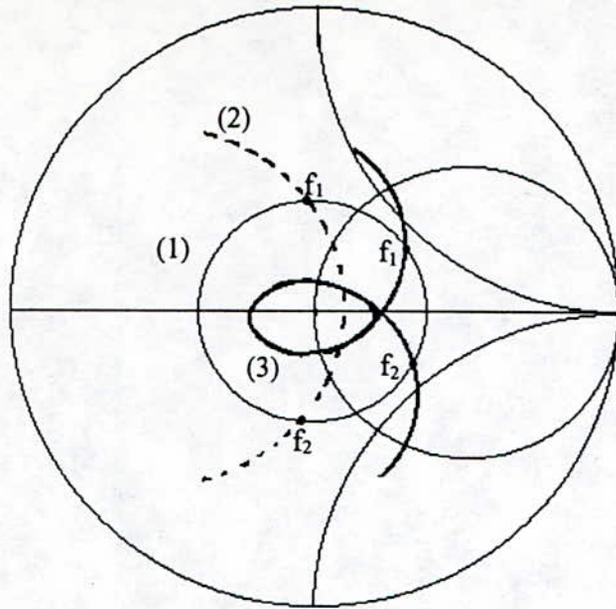


Fig. 2-12. Représentation de l'impédance d'entrée normalisée en abaque de Smith.

Dans le cas des structures multicouches à large bande (Fig. 2-12, courbe 3), une boucle de couplage idéale serait centrée sur l'axe réel de l'abaque, et permettrait ainsi de déterminer le coefficient de qualité de la structure rayonnante en utilisant des circuits électriques équivalents [131].

La bande passante obtenue à partir de la représentation de l'impédance d'entrée en abaque de Smith et de la relation (2-28) peut être vérifiée rapidement, dans le cas des structures rayonnantes monocouches (Fig. 2-12, courbe 2). En effet, pour de telles antennes, des expressions purement analytiques du coefficient de qualité [86] et de la bande passante [88], pour un T.O.S. donné, ont été élaborées sous la forme

$$Q = \frac{f_r}{2R_e(y_{in})_{f=f_r}} \left\{ \frac{\partial I_m(y_{in})}{\partial f} \right\}_{f=f_r} \quad (2-29)$$

$$B = \frac{100(R.O.S.-1)}{Q\sqrt{R.O.S.}} \quad (\text{en } \%) \quad (R.O.S. > 1) \quad (2-30)$$

où f_r est la fréquence de résonance; $R_e(y_{in})$ et $I_m(y_{in})$ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'admittance d'entrée.

La recherche d'une bande passante importante, pour un T.O.S. donné, ne doit pas faire oublier qu'une antenne doit avant tout rayonner: c'est son rôle. En effet, une antenne avec une bande de 15 %, pour un T.O.S. < 2, est excellente de point de vue de son impédance d'entrée mais pourrait être rejetée si son rayonnement est très faible ou si sa polarisation est dégradée.

2.5 Distribution des courants

La modélisation des antennes microrubans, monocouches ou multicouches, à l'aide de la méthode des lignes de transmission (§ 2-2 et 2-3) permet également de déterminer la distribution du courant de conduction axial et celle du courant de polarisation ainsi que le diagramme de rayonnement [50-51]. Ces auteurs ont vérifié l'efficacité de cette technique sur des géométries circulaires, grâce à des mesures de rayonnement en chambre anéchoïque, en présentant les résultats expérimentaux obtenus en composantes copolaire et contrapolaire dans les plans E et H. Cependant, ils ne fournissent pas de résultats théoriques en ce qui concerne le champ contrapolaire. De plus, pour conférer au calcul du champ un caractère unidimensionnel, ils ne considèrent que la composante axiale du courant de conduction, qui possèdent en réalité, deux composantes. La composante transverse de ce courant, bien que faible comme nous le verrons par la suite, est complètement occultée du fait que la modélisation axiale ne permet pas de la déterminer. Dans leur formulation du champ copolaire dans le plan H, ils introduisent également une constante qu'ils ajustent pour faire coïncider leurs résultats théoriques avec les valeurs expérimentales.

La méthode que nous proposons permet de compléter le modèle présenté par Dubost et al [50-51], en fournissant les expressions générales du champ rayonné, calculées à partir des deux composantes du courant de conduction et du courant de polarisation, tout en conservant à ce modèle son caractère unidimensionnel, afin de réduire au mieux le temps de calcul. Pour ce faire, nous allons introduire la notion de "ligne de courant" qui servira d'une part, de déterminer la composante transverse du courant de conduction ainsi que sa contribution au rayonnement et, d'autre part, d'éviter l'utilisation de constantes d'ajustement dans les équations des champs.

2.5.1 Courants de conduction axial et de polarisation le long d'une structure monocouche

Les courants de conduction axial et de polarisation, dirigés respectivement selon les axes Ox et Oz et localisés le long de l'axe de symétrie de l'antenne (Fig. 2.13), sont donnés [50-51], au niveau de la tranche élémentaire d'ordre n ($n = 1, N_1$) par les expressions

$$I_{ca}(n) = \frac{V^i(n) - V^r(n)}{Z_c(n)} \quad (2-31)$$

$$I_{pa}(n) = j \omega \epsilon_0 (\epsilon_r - 1) W(n) \left[V^i(n) + V^r(n) \right] \quad (2-32)$$

où $V^i(n)$, $V^r(n)$, $Z_c(n)$ et $W(n)$ désignent respectivement les ondes de tensions incidentes et réfléchies, l'impédance caractéristique et la largeur au niveau de cette tranche.

Pour obtenir ces courants en n'importe quelle tranche de la structure rayonnante, il faut d'abord connaître les ondes incidentes et réfléchies au niveau de cette tranche. Pour cela, nous devons d'abord calculer ces tensions au niveau des extrémités 0 et L de la structure à partir du

système (2-3), de la condition (2-4) et en imposant une valeur, au courant d'excitation à l'entrée 0, égale à un Ampère

$$I_{ca}(0) = \frac{V^i(0) - V^r(0)}{Z_c(1)} = 1 \text{ A} \quad (2-33)$$

Les tensions $V^i(n)$ et $V^r(n)$ au niveau de la tranche d'ordre n sont alors déduites de celles de l'extrémité L , en vertu des propriétés des quadripôles en cascade, à l'aide du système d'équations

$$\begin{bmatrix} V^i(n) \\ V^r(n) \end{bmatrix} = \prod_{j=n+1}^{j=N_1} [t(j)] \begin{bmatrix} V^i(N_1) \\ V^r(N_1) \end{bmatrix} \quad (2-34)$$

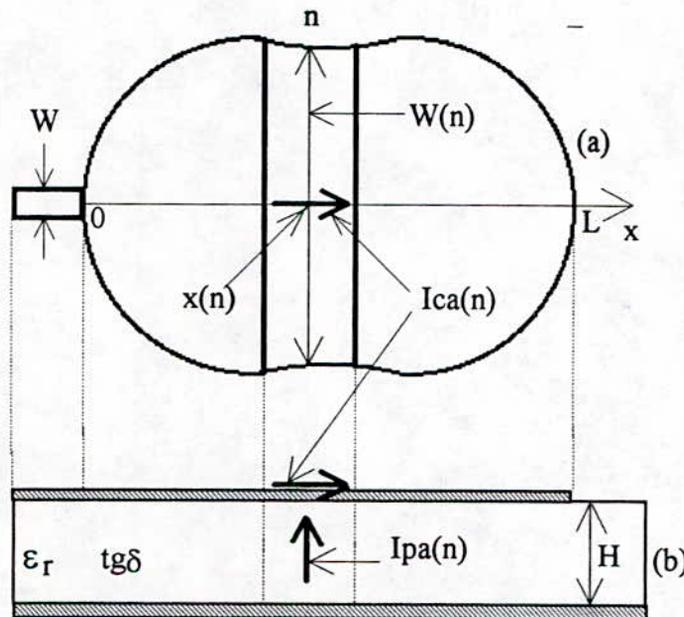


Fig. 2.13. Courants de conduction axial et de polarisation.

(a) vue de dessus de l'antenne et de son excitation; (b) coupe de la structure rayonnante.

2.5.2. Cas d'une structure multicouche

La distribution des courants de conduction axial et de polarisation, le long de l'axe de symétrie Ox , d'une structure rayonnante multicouche (Fig. 2-14) est déterminée par une extension de la technique exposée en 2.5.1 pour une antenne sans directeur.

Au niveau de la tranche d'ordre n , centrée en $x(n)$, les courants de conduction axial et de polarisation, respectivement sur l'antenne et sur le directeur, sont donnés [50-51] par les expressions:

- pour l'antenne

$$I_{ca_1}(n) = \begin{cases} \frac{V_1^i(n) - V_1^r(n)}{\sqrt{Z_{c_1}(n) \cdot Z_{c_2}(n)}} & \text{pour } n = N_{11}, N_{12} \\ \frac{V_1^i(n) - V_1^r(n)}{Z_{c_1}(n)} & \text{pour } n = \begin{cases} 1, N_{11} - 1 \\ N_{12} + 1, N_1 \end{cases} \end{cases} \quad (2-35)$$

$$I_{pa_1}(n) = j \omega \epsilon_0 (\epsilon_{r1} - 1) W_1(n) [V_1^i(n) + V_1^r(n)] \quad \text{pour } n = 1, N_1 \quad (2-36)$$

- pour le directeur:

$$I_{ca_2}(n) = \begin{cases} \frac{V_2^i(n) - V_2^r(n)}{\sqrt{Z_{c_1}(n) \cdot Z_{c_2}(n)}} & \text{pour } n = N_{11}, N_{12} \\ 0 & \text{pour } n = \begin{cases} 1, N_{11} - 1 \\ N_{12} + 1, N_1 \end{cases} \end{cases} \quad (2-37)$$

$$I_{pa_2}(n) = j \omega \epsilon_0 (\epsilon_{r2} - 1) W_2(n) [V_2^i(n) + V_2^r(n)] \quad \text{pour } n = N_{11}, N_{12} \quad (2-38)$$

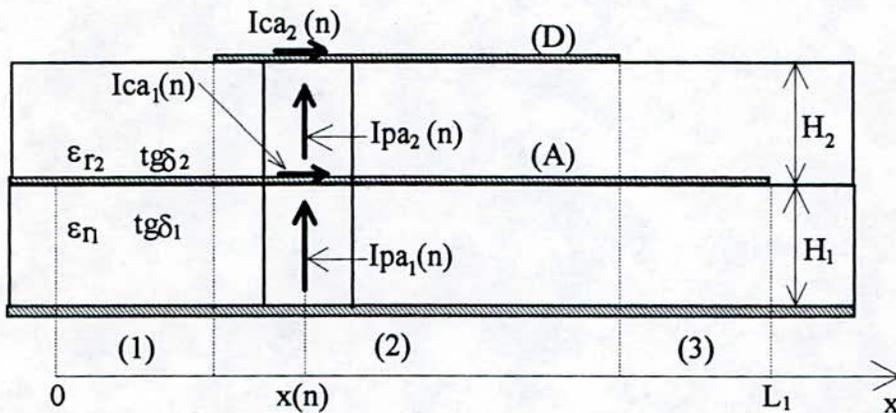


Fig. 2.14. Courants de conduction axial et de polarisation le long de la structure multicouche.

Comme dans le cas d'une antenne sans directeur, la détermination de ces quatre courants nécessite la connaissance des ondes de tensions incidentes et réfléchies en n'importe quelle tranche de la structure multicouche. Pour ce faire, nous devons d'abord calculer ces tensions aux extrémités 0 et L_1 de l'antenne en résolvant successivement les systèmes d'équations suivants.

a) Partie non couplée (3)

La partie non couplée (3) (Fig. 2.14), constituée des tranches élémentaires dont l'ordre n est compris entre $N_{12} + 1$ et N_1 , est équivalente à un quadripôle (Fig. 2-15) dont les ondes de tensions incidentes et réfléchies à ses extrémités sont reliées par le système d'équations suivant

$$\begin{bmatrix} V_1^i(N_{12}) \\ V_1^r(N_{12}) \end{bmatrix} = \prod_{j=N_{12}+1}^{j=N_1} [t(j)] \begin{bmatrix} V_1^i(N_1) \\ V_1^r(N_1) \end{bmatrix} \quad (2-39)$$

avec la condition aux limites $V_1^r(N_{11}) = V_1^i(N_{11})$ car l'antenne est ouverte à son extrémité $x = L_1$. La matrice $[t(j)]$ est définie par son expression (2-2).

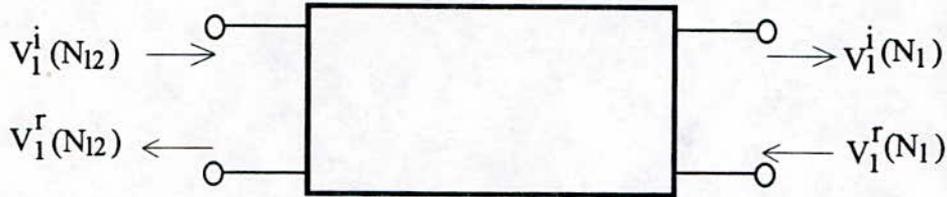


Fig. 2.15. Quadripôle globale équivalent de la partie non couplée (3).

b) Partie couplée (2)

La partie couplée (2) (Fig. 2.14), constituée par les tranches élémentaires d'ordre n ($n = N_{11}, N_{12}$), est équivalente à un octopôle global (Fig. 2.10) où les ondes de tensions incidentes et réfléchies aux deux extrémités, sont liées par le système matriciel (2-24) dont la matrice $[t(j)]$ est définie explicitement par la relation (2-22). La résolution de ce système doit tenir compte des conditions aux limites aux extrémités ouvertes du directeur

$$\begin{aligned} V_2^i(N_{12}) &= V_2^r(N_{12}) \\ V_2^i(N_{11}) &= V_2^r(N_{11}) \end{aligned}$$

c) Partie non couplée (1)

Comme pour la partie non couplée (3), les ondes de tensions incidentes et réfléchies aux extrémités de la partie non couplée (1), constituée des tranches élémentaires d'ordre n ($n = 1, N_{11} - 1$), sont liées par le système matriciel

$$\begin{bmatrix} V_1^i(0) \\ V_1^r(0) \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^{j=N_{11}-1} [t(j)] \begin{bmatrix} V_1^i(N_{11}) \\ V_1^r(N_{11}) \end{bmatrix} \quad (2-40)$$

où la matrice $[t(j)]$ est donnée par son expression (2-2).

Pour tous ces systèmes d'équations et conditions aux limites, la détermination des ondes de tensions incidentes et réfléchies au niveau d'une tranche d'ordre quelconque, le long de la structure rayonnante, nécessite une condition supplémentaire se rapportant à l'excitation que nous ajoutons en imposant une valeur du courant d'entrée égale à un Ampère

$$I_{ca_1}(0) = \frac{V_1^i(0) - V_1^r(0)}{Z_c(1)} = 1 \text{ A} \quad (2-41)$$

2.5.3. Ligne de courant et courant de conduction transverse

Nous allons introduire la notion de ligne de courant qui nous permettra de déterminer la composante transverse du courant de conduction afin de l'inclure dans le calcul du champ lointain.

Dans le but d'alléger le formalisme mathématique, nous considérons le cas d'une structure rayonnante monocouche de forme arbitraire (Fig. 2.16), ayant toutefois l'axe Ox comme axe de symétrie et excitée par une ligne microruban au point O.

Le calcul du champ rayonné sera ramené à un domaine unidimensionnel, les densités de courants intervenant dans ce calcul sont alors équivalentes à des courants et donc exprimées en ampère. D'une manière générale, l'expression du courant de conduction, en un point M(x,y) quelconque de l'élément rayonnant, s'écrit

$$\vec{J}_s(x, y) = J_{cx}(x, y) \hat{x} + J_{cy}(x, y) \hat{y} \quad (2-42)$$

\hat{x} et \hat{y} étant les vecteurs unitaires portés respectivement par les axes Ox et Oy.

Pour une tranche élémentaire centrée à l'abscisse x (Fig. 2.16), le modèle présenté par Dubost et al [50-51] ne tient pas compte de la composante transverse $J_{cy}(x, y)$ du courant de conduction colinéaire à l'axe Oy. De plus, ces auteurs ont considéré pour la composante longitudinale $J_{cx}(x, y)$, le courant axial $I_{ca}(x)$ donné par les relations (2-31) pour une structure monocouche et (2-35, 2-37) pour une structure multicouche. Or, ce courant axial est la somme de tous les courants $J_{cx}(x, y)$ le long de la largeur $W(x)$ et peut donc s'écrire sous la forme

$$I_{ca}(x) = \int_{-W(x)/2}^{W(x)/2} J_{cx}(x, y) dy \quad (2-43)$$

Pour compléter la modélisation présentée par [50-51], nous avons élaboré une méthode [132-133] simple, mais originale, qui permet de déterminer la composante transverse du courant de conduction et d'analyser sa contribution au champ rayonné. Pour cela, nous avons mis à profit le modèle, présenté par Denlinger [134], qui donne une formulation analytique, de la composante longitudinale (dirigée selon l'axe Ox) du courant de conduction le long d'une ligne microruban de largeur $W(x)$, sous la forme d'une fonction à variables séparées

$$J_{cx}(x, y) = I_{cx}(x) \cdot J_x(y) \quad (2-44)$$

avec

$$J_x(y) = \begin{cases} \frac{4}{5W(x)} \left\{ 1 + \left| \frac{2y}{W(x)} \right|^3 \right\} & \text{pour } |y| \leq W(x)/2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2-45)$$

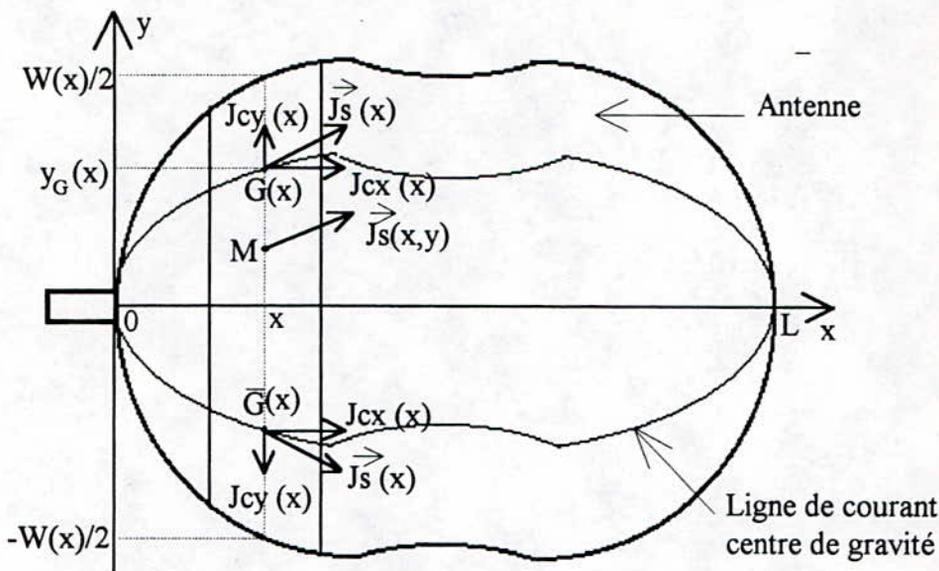


Fig. 2.16. Composantes longitudinale et transverse du courant de conduction le long d'une antenne microruban de forme arbitraire.

Compte tenu des relations (2-43)-(2-45) nous pouvons déduire que

$$I_{cx}(x) = I_{ca}(x) \quad (2-46)$$

et la composante longitudinale du courant de conduction (défini par la relation 2-42) devient

$$J_{cx}(x, y) = I_{ca}(x) \cdot J_x(y) \quad (2-47)$$

Bien que la relation (2-47), dont les deux termes sont maintenant parfaitement définis, puisse être appliquée directement pour calculer le champ rayonné, son usage pose deux problèmes majeurs:

- elle fait intervenir des intégrales bidimensionnelles dont les solutions comportent des points singuliers, nécessitant un temps de calcul assez long;
- la composante transverse $J_{cy}(x, y)$ du courant de conduction n'est pas déterminée et sa contribution au rayonnement sera encore occultée.

Pour éviter ces deux problèmes, nous avons introduit la notion de "ligne de courant centre de gravité" qui permet d'une part, de ramener le calcul du champ lointain à un domaine unidimensionnel ne comportant pas de points singuliers et, d'autre part, de déterminer la composante transverse du courant de conduction afin d'analyser sa contribution au rayonnement.

a) Ligne de courant

Pour une ligne microruban élémentaire (Fig. 2.16) centrée sur l'abscisse x et de largeur $W(x)$, la fonction de position du centre de gravité $G(x)$ des composantes longitudinales $J_{cx}(x, y)$ (définies par la relation 2-47) s'écrit, compte tenu de (2-45) pour le demi-plan supérieur ($y > 0$), sous la forme

$$y_G(x) = \frac{\int_0^{W(x)/2} J_{cx}(x, y) y \, dy}{\int_0^{W(x)/2} J_{cx}(x, y) \, dy} = \frac{7}{25} W(x) \quad (2-48)$$

La relation (2-48), obtenue en vertu du théorème de centre de gravité, représente l'équation de l'ensemble des points $G(x)$ le long de la structure rayonnante ou encore de la "ligne de courant centre de gravité". Cette équation présente l'avantage de ne dépendre que de la variable x . Dans le demi-plan inférieur ($y < 0$), nous obtenons d'une manière analogue une ligne symétrique à la précédente par rapport à l'axe Ox .

b) Courant de conduction transverse

En un point $G(x)$ de la "ligne de courant centre de gravité", le courant de conduction $\vec{J}_s(x)$ (Fig. 2.17), qui ne dépend plus que de la variable x , peut donc s'écrire sous la forme

$$\vec{J}_s(x) = J_{cx}(x) \hat{x} + J_{cy}(x) \hat{y} \quad (2-49)$$

Il est composé d'un courant longitudinal et d'un courant transverse que nous désignerons dorénavant par $I_{cy}(x)$ (en ampère) dont les expressions sont obtenues de la manière suivante

$$J_{cx}(x) = \int_0^{W(x)/2} J_{cx}(x, y) \, dy = \frac{1}{2} I_{ca}(x) \quad (2-50)$$

$$J_{cy}(x) = I_{cy}(x) = \operatorname{tg} \alpha J_{cx}(x) = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \alpha I_{ca}(x) \quad (2-51)$$

où $\operatorname{tg} \alpha = \frac{d(y_G(x))}{dx}$ est la première dérivée de la fonction $y_G(x)$. (2-52)

La notion de "ligne de courant centre de gravité", ainsi introduite, nous permet de déterminer les expressions des deux composantes du courant de conduction le long de l'élément rayonnant en fonction de la seule variable x . Le calcul du champ lointain est donc ramené à un domaine unidimensionnel tout en prenant en considération la contribution de la composante transverse de ce courant.

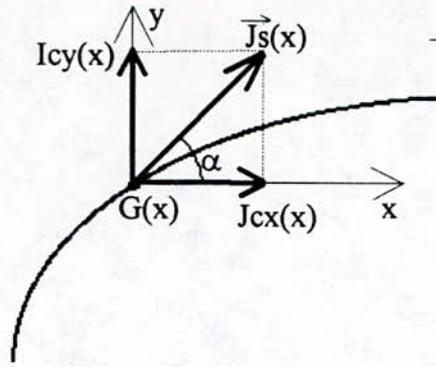


Fig. 2.17. Courant de conduction et ses composantes en un point $G(x)$ de la ligne de courant centre de gravité.

2.5.4. Cas d'une structure multicouche

En procédant comme en 2.5.3, nous obtenons les expressions des composantes transverses des courants de conduction, respectivement sur l'antenne et sur le directeur, sous la forme

$$I_{cy_1}(x) = \frac{1}{2} \frac{d(y_{G1}(x))}{dx} I_{ca_1}(x) \quad (2-53)$$

$$I_{cy_2}(x) = \frac{1}{2} \frac{d(y_{G2}(x))}{dx} I_{ca_2}(x) \quad (2-54)$$

où $y_{G1}(x)$ et $y_{G2}(x)$ représentent respectivement les équations des "lignes de courant centre de gravité" sur l'antenne et sur le directeur. Elles sont formulées par des expressions analogues à (2-48). Les courants de conduction axiaux $I_{ca_1}(x)$ et $I_{ca_2}(x)$ sont exprimés par les relations (2-35) et (2-37).

2.6. Diagramme de rayonnement

Connaissant les distributions des courants de conduction et de polarisation (§ 2.5), nous pouvons alors calculer, en appliquant le théorème d'équivalence en volume [135], les expressions du champ rayonné aussi bien pour une structure rayonnante monocouche que multicouche. Dans ce paragraphe, nous supposons que le plan de masse de la structure est infini et parfaitement conducteur afin de pouvoir utiliser le principe des images [136], lors du calcul du champ rayonné, dont les composantes seront exprimées dans un système de coordonnées sphériques. La procédure de ce calcul, étant longue et laborieuse, sera exposée à l'annexe B.

2.6.1. Cas d'une structure monocouche

Pour une antenne de forme arbitraire de longueur L , dont les expressions et les positions des sources d'excitations sont déterminées (§ 2.5), la théorie de l'optique géométrique (G.O), tenant compte à la fois du champ direct (rayonné par l'antenne) et du champ réfléchi (émanant de l'image de cette antenne), nous permet d'écrire les expressions des composantes du champ rayonné sous la forme

$$\begin{aligned}
E_{\theta} = & E_0 \cos\theta \cos\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\
& + 2j E_0 \cos\theta \sin\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{cy}(x) \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\
& + jE_0 \sin\theta \cos\left(k_z \frac{H}{2}\right) \int_0^L I_{pa}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx
\end{aligned} \tag{2-55}$$

$$\begin{aligned}
E_{\phi} = & -E_0 \sin\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\
& - 2j E_0 \cos\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{cy}(x) \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx
\end{aligned} \tag{2-56}$$

$$\text{où } E_0 = \frac{\eta_0}{\lambda_0} \psi(r) \quad \psi(r) = \frac{e^{-jk_0 r}}{r} \quad (\text{fonction de Green en espace libre}) \quad \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

$k_x = k_0 \sin\theta \cos\phi$ $k_y = k_0 \sin\theta \sin\phi$ $k_z = k_0 \cos\theta$ $k_0 = 2\pi / \lambda_0$.
 λ_0 , η_0 , ϵ_0 et μ_0 sont respectivement la longueur d'onde, l'impédance d'onde, la permittivité et la perméabilité en espace libre. Les expressions des courants $I_{ca}(x)$, $I_{cy}(x)$ et $I_{pa}(x)$ ainsi que celle de la fonction $y_G(x)$ de la "ligne de courant centre de gravité" sont formulées en 2.5.

En général, pour bien analyser la polarisation, le champ rayonné est exprimé en composantes copolaire et contrapolaire, notées respectivement E_{co} et E_{cros} . La définition selon Ludwig [137] de ces deux composantes, pour le cas d'une antenne polarisée selon l'axe Ox (Fig. 2-13, 2-16), donne

$$E_{co} = E_{\theta} \cos\phi - E_{\phi} \sin\phi \tag{2-57}$$

$$E_{cros} = E_{\theta} \sin\phi + E_{\phi} \cos\phi \tag{2-58}$$

a) Plan E

Dans le plan E (plan xz) défini par $\phi = 0$, les composantes copolaire et contrapolaire du champ rayonné deviennent, compte tenu des équations (2-55)-(2-58)

$$\begin{aligned}
E_{co} = & E_0 \cos\theta \sin(k_0 H \cos\theta) \int_0^L I_{ca}(x) e^{jk_0 x \sin\theta} dx \\
& + j E_0 \sin\theta \cos\left(k_0 \frac{H}{2} \cos\theta\right) \int_0^L I_{pa}(x) e^{jk_0 x \sin\theta} dx
\end{aligned} \tag{2-59}$$

$$E_{cros} = 0 \tag{2-60}$$

b) Plan H

Dans le plan H (plan yz) défini par $\phi = \pi/2$, les composantes copolaire et contrapolaire du champ rayonné par la structure rayonnante monocouche deviennent

$$E_{co} = E_0 \sin(k_0 H \cos\theta) \int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_0 y_G(x) \sin\theta] dx \quad (2-61)$$

$$E_{cros} = 2j E_0 \cos\theta \sin(k_0 H \cos\theta) \int_0^L I_{cy}(x) \sin[k_0 y_G(x) \sin\theta] dx \\ + j E_0 \sin\theta \cos\left(k_0 \frac{H}{2} \cos\theta\right) \int_0^L I_{pa}(x) \cos[k_0 y_G(x) \sin\theta] dx \quad (2-62)$$

La discrétisation de l'élément rayonnant en tranches élémentaires offre l'avantage de remplacer les intégrales par des sommes. Ainsi, nous avons par exemple

$$\int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx = \sum_{n=1}^{n=N_1} I_{ca}(n) \cos[k_y y_G(n)] e^{jk_x x(n)}$$

2.6.2 Cas d'une structure multicouche

Comme pour la structure monocouche précédente, le champ rayonné par une antenne munie d'un directeur (Fig. 2.14) est obtenu, en utilisant le théorème d'équivalence en volume et le principe des images (théorie G.O.), à partir des distributions des courants de conduction (en composantes longitudinale et transverse) et de polarisation ainsi que des "lignes de courants centre de gravité" le long de la structure rayonnante déterminées en 2.5.

Dans ce cas, en considérant l'antenne et le directeur (sources réelles) ainsi que leurs images respectives (sources virtuelles), les expressions générales des composantes du champ rayonné (§ annexe B), en un point d'observation $M(r, \theta, \phi)$, par la structure multicouche s'écrivent alors sous la forme suivante.

a) Pour l'antenne et son image

$$E_{\theta_1} = E_0 \cos\theta \cos\phi \sin(k_z H_1) \int_0^{L_1} I_{ca_1}(x) \cos[k_y y_{G1}(x)] e^{jk_x x} dx \\ + 2j E_0 \cos\theta \sin\phi \sin(k_z H_1) \int_0^{L_1} I_{cy_1}(x) \sin[k_y y_{G1}(x)] e^{jk_x x} dx \quad (2-63) \\ + j E_0 \sin\theta \cos\left(k_z \frac{H_1}{2}\right) \int_0^{L_1} I_{pa_1}(x) \cos[k_y y_{G1}(x)] e^{jk_x x} dx$$

$$E_{\phi_1} = -E_0 \sin\phi \sin(k_z H_1) \int_0^{L_1} I_{ca_1}(x) \cos[k_y y_{G1}(x)] e^{jk_x x} dx \\ - 2j E_0 \cos\phi \sin(k_z H_1) \int_0^{L_1} I_{cy_1}(x) \sin[k_y y_{G1}(x)] e^{jk_x x} dx \quad (2-64)$$

b) Pour le directeur et son image

$$\begin{aligned}
 E_{\theta 2} = & E_0 \cos \theta \cos \phi \sin(k_z (H_1 + H_2)) \int_0^{L_2} I_{ca_2}(x) \cos[k_y y_{G2}(x)] e^{jk_x x} dx \\
 & + 2j E_0 \cos \theta \sin \phi \sin(k_z (H_1 + H_2)) \int_0^{L_2} I_{cy_2}(x) \sin[k_y y_{G2}(x)] e^{jk_x x} dx \quad (2-65) \\
 & + j E_0 \sin \theta \cos \left(k_z \left(H_1 + \frac{H_2}{2} \right) \right) \int_0^{L_2} I_{pa_2}(x) \cos[k_y y_{G2}(x)] e^{jk_x x} dx
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{\phi 2} = & -E_0 \sin \phi \sin(k_z (H_1 + H_2)) \int_0^{L_2} I_{ca_2}(x) \cos[k_y y_{G2}(x)] e^{jk_x x} dx \\
 & - 2j E_0 \cos \phi \sin(k_z (H_1 + H_2)) \int_0^{L_2} I_{cy_2}(x) \sin[k_y y_{G2}(x)] e^{jk_x x} dx \quad (2-66)
 \end{aligned}$$

Les composantes du champ total rayonné par la structure multicouche sont alors données par

$$\begin{cases} E_{\theta t} = E_{\theta 1} + E_{\theta 2} \\ E_{\phi t} = E_{\phi 1} + E_{\phi 2} \end{cases} \quad (2-67)$$

et peuvent être également exprimées en composantes copolaire et contrapolaire, dans les plans E et H, à l'aide des relations (2-57) et (2-58).

2.7. Cas d'une géométrie circulaire

Pour un substrat donné, toutes les caractéristiques radioélectriques (Impédance d'entrée, diagramme de rayonnement...) des antennes de forme quelconque (étudiées en 2.2 à 2.6), dépendent uniquement de la largeur des sections élémentaires issues de la discrétisation et, par conséquent, de la forme et des dimensions de l'antenne (et du directeur dans le cas d'une structure multicouche). Comme application, nous considérons une géométrie circulaire.

2.7.1. Discrétisation linéaire

Pour une antenne microruban de forme circulaire et de rayon R (Fig. 2.18), discrétisée linéairement en N_1 sections, l'expression de la largeur $W(i)$, (normalisée par rapport à la longueur d'onde) de la tranche élémentaire d'ordre i , s'écrit

$$W(i) = 2\sqrt{r \cdot x(i) - x^2(i)} \quad (i = 1, N_1) \quad (2-68)$$

$$\text{avec} \quad x(i) = (2i - 1) \frac{r}{2N_1}, \quad r = \frac{2R}{\lambda_0}$$

L'équation de la "ligne de courant centre de gravité" formulée par la relation (2-48) devient dans ce cas

$$y_G(i) = \frac{14}{25} \sqrt{r \cdot x(i) - x^2(i)} \quad (i = 1, N_1) \quad (2-69)$$

et représente une ellipse (Fig. 2.18) parfaitement définie par son équation cartésienne classique

$$\frac{\left(x - \frac{r}{2}\right)^2}{\left(\frac{r}{2}\right)^2} + \frac{y^2}{\left(\frac{14}{50}r\right)^2} = 1 \quad (2-70)$$

Ce résultat est en parfait accord avec celui qui donne la trajectoire des lignes de courant de conduction du mode TM₁₁, présenté par Davidovitz [138] pour une antenne microruban de forme circulaire.

Compte tenu de la symétrie d'une telle géométrie, nous avons:

$$\text{- pour } N_1 \text{ pair} \quad W(i) = W(N_1 - i + 1) \quad (2-71a)$$

$$\text{- pour } N_1 \text{ impair } (N_1 = 2p + 1) \quad W(i) = W[2(p + 1) - i] \quad (2-71b)$$

L'impédance caractéristique $Z_c(i)$, le coefficient de propagation $\gamma(i)$ (§ annexe A), la matrice de transfert $[t(i)]$ (définie par la relation 2-2) et "la ligne de courant centre de gravité" (formulée par 2-69) vérifient également cette propriété de symétrie.

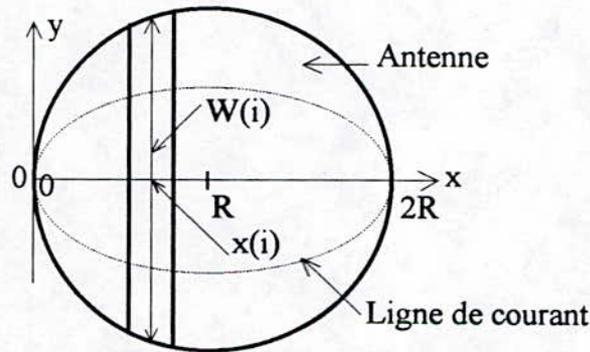


Fig. 2.18. Antenne microruban de forme circulaire.

La composante transverse du courant de conduction (équation 2-52) devient dans ce cas

$$I_{cy}(i) = \frac{7}{50} I_{ca}(i) \frac{r - 2x(i)}{\sqrt{r \cdot x(i) - x^2(i)}} \quad (2-72)$$

Cas d'une structure multicouche

Si la structure multicouche, représentée par la figure 2.5, prend une forme circulaire, les largeurs $W_1(i)$ et $W_2(i)$ des sections élémentaires d'ordre i , respectivement sur l'antenne de rayon R_1 et sur le directeur de rayon R_2 (Fig. 2.19), s'écrivent

$$W_1(i) = 2\sqrt{r_1 \cdot x(i) - x^2(i)} \quad (i = 1, N_1) \quad (2-73)$$

$$W_2(i) = \begin{cases} 2\sqrt{r_2 \cdot X(i) - X^2(i)} & (i = N_{11}, N_{12}) \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2-74)$$

avec $x(i) = (2i - 1) \frac{r_1}{2N_1}$, $r_1 = \frac{2R_1}{\lambda_0}$, $r_2 = \frac{2R_2}{\lambda_0}$, $X(i) = x(i) - \frac{r_1 - r_2}{2}$

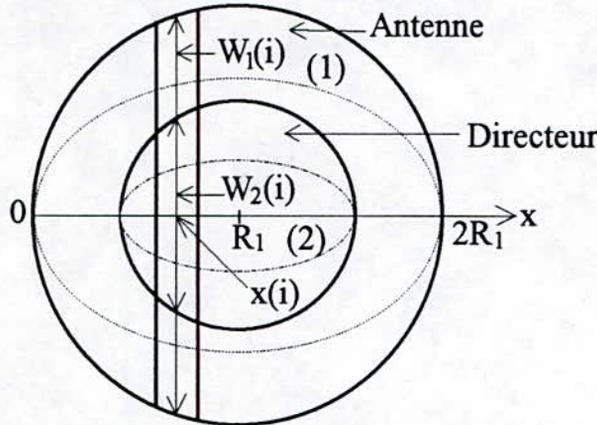


Fig. 2.19. Antenne microruban de forme circulaire avec un directeur de même forme.

Comme pour la structure monocouche précédente, les "lignes de courant centre de gravité" sur l'antenne et sur le directeur (Fig. 2.19, courbe 1 et 2) sont deux ellipses définies respectivement par les équations

$$\begin{cases} y_{G1}(i) = \frac{7}{25} W_1(i) \\ y_{G2}(i) = \frac{7}{25} W_2(i) \end{cases} \quad (2-75)$$

Les composantes transverses, des courants de conduction sur ces deux conducteurs, définies par les relations (2-53) et (2-54) peuvent alors être formulées d'une manière plus explicite

$$I_{cy_1}(i) = \frac{7}{50} I_{ca_1}(i) \frac{r_1 - 2 \cdot x(i)}{\sqrt{r_1 \cdot x(i) - x^2(i)}} \quad (i = 1, N_1) \quad (2-76)$$

$$I_{cy_2}(i) = \begin{cases} \frac{7}{50} I_{ca_2}(i) \frac{r_2 - 2 \cdot X(i)}{\sqrt{r_2 \cdot X(i) - X^2(i)}} & (i = N_{11}, N_{12}) \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (2-77)$$

Les propriétés de symétrie (relations 2-71a et 2-71b) sont également vérifiées par la structure multicouche tant que l'antenne et le directeur restent co-centriques.

2.7.2. Discrétisation angulaire

La discrétisation linéaire pour des antennes, dont le contour est très irrégulier, nécessite, pour un fractionnement en tronçons de longueurs identiques, un nombre de découpage N_1 trop élevé et par conséquent un temps de calcul trop long. C'est la raison pour laquelle nous avons testé [139], pour une géométrie circulaire, une autre méthode de discrétisation à savoir le fractionnement angulaire régulier avec un nombre de découpage N_a beaucoup plus faible que N_1 mais à précision pratiquement égale. Ce nouveau moyen de découpage, applicable aussi bien pour une structure monocouche que multicouche, s'avère donc plus avantageux lorsque l'exigence de la précision croît.

Considérons l'antenne microruban (Fig. 2.20) dont le conducteur supérieur est un disque circulaire de rayon R excité par une sonde coaxiale en un point A .

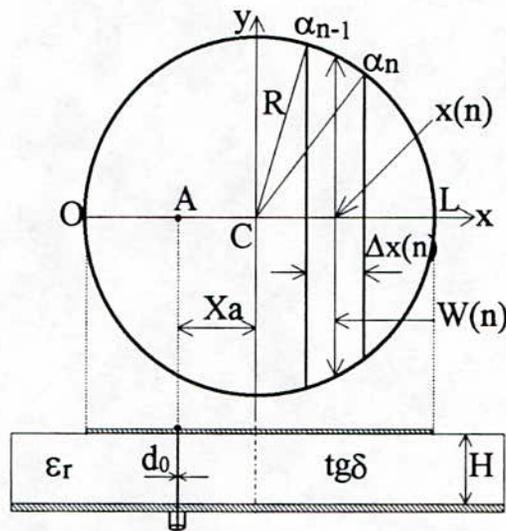


Fig. 2.20. Antenne disque avec discrétisation angulaire.

L'angle plat OCL de l'antenne disque est décomposé régulièrement en N_a angles élémentaires d'égales valeurs ($\Delta\alpha = \pi/N_a$) et l'angle au centre α_n s'écrit alors

$$\alpha_n = \pi(1 - n/N_a) \quad (n = 0, N_a) \quad (2-78)$$

Les longueurs et les largeurs de la ligne élémentaire d'ordre n , issue d'un tel découpage, sont alors données respectivement par les expressions

$$\begin{cases} \Delta x(n) = R (\cos\alpha_n - \cos\alpha_{n-1}) \\ W(n) = 2R \sin\left(\frac{\alpha_n + \alpha_{n-1}}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha_n - \alpha_{n-1}}{2}\right) \end{cases} \quad n = 1, N_a \quad (2-79)$$

et le rapport entre ces deux dimensions, ne dépendant plus que du nombre de découpage N_a , est alors

$$R_a(n) = R_a = \frac{\Delta x(n)}{W(n)} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2N_a}\right) \quad (2-80)$$

Autrement dit, tous les tronçons élémentaires issus de ce découpage sont géométriquement semblables et la précision d'analyse est la même le long de la structure rayonnante.

Dans le cas de la discrétisation linéaire (§ 2.7.1), le rapport entre la longueur et la largeur de la tranche d'ordre n s'écrit

$$R_1(n) = \frac{\Delta x}{W(n)} = \frac{1}{(2n-1)\sqrt{\frac{2N_1}{(2n-1)} - 1}} \quad (2-81)$$

Il dépend à la fois du nombre de découpage N_1 et de l'ordre n de la tranche considérée. Par conséquent, les tronçons au voisinage du centre du disque (nettement plus larges) et ceux des extrémités sont analysés avec des précisions très inégales; et la plus défavorable affecte la précision globale.

Le ratio entre le tronçon central et celui des extrémités de l'antenne disque, défini par la relation

$$r_1 = \frac{R_1(1)}{R_1(N_1/2)} = \frac{R_1(N_1)}{R_1(N_1/2)} = \left(\frac{N_1^2 - 1}{2N_1 - 1}\right)^{1/2} \quad (2-82)$$

dépend du nombre de découpage N_1 , alors que pour la discrétisation angulaire, il est constant et égal à 1 le long de la structure.

Ainsi, pour la même précision, le nombre de découpage angulaire N_a est r_1 fois plus faible que le nombre de découpage linéaire N_1 (tableau 2.1). Le temps de calcul, dont on bénéficie en faisant usage du découpage angulaire, est alors d'autant plus avantageux que la précision est exigée plus fine sur des moyens informatiques de capacité modeste.

Tableau 2.1: Valeurs de N_1 et N_a donnant la même précision.

N_1	200	300	400	500	600	700	800
N_a	20	24	28	32	34	38	40

Pour toute autre configuration géométrique, admettant la direction du moment électrique comme axe de symétrie et dont le contour varie rapidement, il serait donc toujours utile de rechercher une uniformisation de la précision sur les tronçons élémentaires lors de l'utilisation de la méthode des lignes de transmission.

2.8. Effets d'un plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement

Les plans de masse de dimensions infinies n'existent pas physiquement. Les caractéristiques de rayonnement d'une antenne sur un plan de masse fini sont considérablement modifiées par les effets de bords, plus particulièrement aux endroits où l'intensité des courants d'excitation est faible. En effet, pour des structures planes de dimensions comparables à la longueur d'onde, la notion de l'optique géométrique (G.O) n'est pas une approximation suffisante. Il est donc nécessaire d'adjoindre à la composante G.O, calculée dans le cas où le plan de masse est supposé infini, une composante oscillante pour tenir compte de l'effet de la diffraction par les bords. Les caractéristiques de rayonnement d'antennes microrubans, avec un plan de masse fini, ont été étudiées par plusieurs auteurs.

La plupart d'entre eux utilisent la théorie uniforme de la diffraction (UTD) formulée par Kouyoumjian et Pathak [140]. Cette théorie est basée sur une évaluation asymptotique du champ diffracté aux hautes fréquences et loin de la structure rayonnante. Lier et Jakobsen [141] ont utilisé cette théorie pour la détermination de la conductance de rayonnement et de la fréquence de résonance d'antennes plaques microrubans (APM) rectangulaires avec des plans de masse finis et infinis. Huang [142] a également fait usage de cette théorie pour calculer le champ diffracté créé par la discontinuité du plan de masse fini.

La méthode des moments a été adoptée par Kishk et Shafai [143] pour déterminer le diagramme de rayonnement d'une antenne disque avec un plan de masse fini. Les sources équivalentes (électrique et magnétique), sur la surface externe de l'antenne et du plan de masse, sont obtenues par la résolution numérique d'équations intégrales afin d'en déduire le diagramme de rayonnement. Cette méthode est la plus appropriée pour l'étude détaillée du rayonnement d'une structure de forme complexe mais, cela constitue un autre problème, qui relève autant de l'informatique que de l'électromagnétisme.

A. K. Bhattacharyya [144] a développé une approche analytique pour résoudre les effets d'un plan de masse fini sur le rayonnement d'une APM circulaire. La méthode consiste à déterminer le courant induit sur le plan de masse par le champ proche de l'ouverture physique de l'antenne. Le champ total rayonné par la structure est la somme des contributions des sources équivalentes de l'ouverture de l'antenne et du courant induit sur le plan de masse. Cependant, cette approche ne tient pas compte des effets de bords créés par la discontinuité du plan de masse.

Nous présentons une méthode hybride, combinant l'UTD et le concept des courants équivalents, pour analyser les effets d'un plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement d'APM, de forme circulaire, monocouches ou multicouches. Au champ rayonné, calculé par la théorie G.O, nous ajoutons d'abord le champ diffracté par le contour du plan de masse, obtenu à l'aide de l'UTD. Mais dans le cas où ce plan de masse possède un contour curviligne (circulaire dans notre cas), les champs diffractés ainsi obtenus présentent des singularités (caustiques) au niveau de la région axiale (axe Oz). Le concept des courants

équivalents permet d'éviter ces singularités et donc de présenter une solution correcte du champ diffracté au voisinage de cette région axiale.

2.8.1. Champs diffractés hors de la zone axiale (théorie UTD)

Dans le cas d'une APM disque circulaire associée (ou non) à un directeur de même géométrie, la théorie G.O nous a permis d'écrire l'expression (§ 2.6) du champ rayonné sous la forme

$$\vec{E}^i = E_\theta \hat{\theta} + E_\phi \hat{\phi} \quad (2-83)$$

avec $E_\theta = E_{0\theta} \psi(r) f(\theta, \phi)$ $E_\phi = E_{0\phi} \psi(r) g(\theta, \phi)$

Les paramètres $E_{0\theta}$, $E_{0\phi}$, $f(\theta, \phi)$, $g(\theta, \phi)$ et $\psi(r)$ sont décrits en 2.6.

Or, le plan de masse de cette APM, supposé être infini afin d'appliquer le principe des images (§ 2.6), est un disque circulaire (Fig. 2.21) de rayon a . L'épaisseur H du substrat est supposée négligeable devant les dimensions du plan de masse et l'antenne est alors assimilée à un point source situé en O . Pour éviter toute confusion, nous désignerons par ϕ , l'angle phi relatif aux coordonnées sphériques et, par ϕ' et ϕ , respectivement les angles des rayons incident et diffracté, mesurés par rapport à la face "O" (face du plan de masse selon $z > 0$). La structure étant symétrique par rapport à ϕ (Oz étant un axe de révolution pour le plan de masse), il est donc suffisant de calculer le champ total dans un plan vertical particulier, soit le plan $x-z$ ($\phi = 0$ ou plan E). Il est clair que dans ce plan, seuls les champs diffractés par les points P et Q et le champ rayonné par l'antenne elle-même contribuent au champ total dans n'importe quelle direction \hat{r} , sauf pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$ (caustiques).

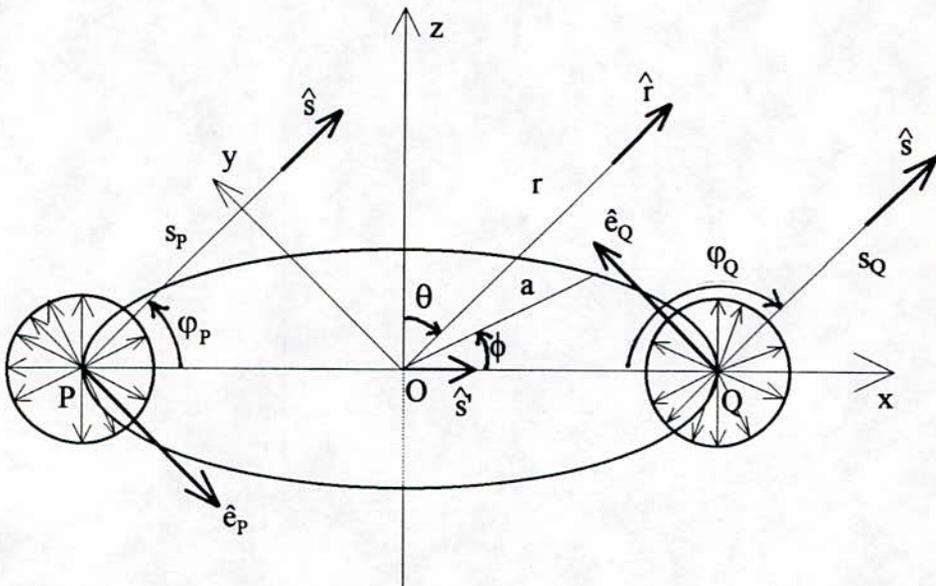


Fig. 2.21. Configuration de la structure rayonnante disposée sur un plan de masse circulaire de rayon a .

De plus, nous remarquons (Fig. 2.21) que n'importe quel rayon incident \hat{s}' , issu de la source en O, arrive au bord du plan de masse avec un angle $\beta'_0 = 90^\circ$. Par conséquent, tous les cônes de diffraction sont des disques. En dehors de la région axiale, le champ total rayonné peut s'écrire [140] sous la forme

$$\bar{E}_{t1} = \gamma(90 - \theta)\bar{E}^i + \bar{E}_Q^d + \bar{E}_P^d \quad \text{pour } 0 < \theta < 180^\circ \quad (2-84)$$

avec

$$\gamma(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

\bar{E}^i est le champ rayonné par la source en O (champ incident), qui se réduit à sa composante E_θ indépendante de ϕ dans le plan x-z.

\bar{E}_Q^d et \bar{E}_P^d sont les champs diffractés, du premier ordre, respectivement par les points Q et P. Les champs diffractés du deuxième ordre, supposés négligeables, ne sont pas pris en considération.

La première étape du calcul consiste à déterminer les vecteurs unitaires $\hat{\phi}'$, $\hat{\beta}'_0$, $\hat{\phi}$, et $\hat{\beta}_0$ relatifs aux champs incidents et diffractés définis [145] comme suit

$$\bar{E}^i = E_{\beta_0}^i \hat{\beta}'_0 + E_{\phi'}^i \hat{\phi}' \quad (2-85a)$$

$$\bar{E}^d = E_{\beta_0}^d \hat{\beta}_0 + E_{\phi}^d \hat{\phi} \quad (2-85b)$$

2.8.1.1. Champ diffracté par le point Q ($\theta = 90^\circ$, $\phi = 0^\circ$)

Compte tenu de la forme circulaire du plan de masse (Fig. 2.21), nous avons

$\hat{n}_o = \hat{z}$: vecteur unitaire normal à la face "O"

$\hat{e}_Q = \hat{y}$: vecteur unitaire tangentiel en Q au contour du plan de masse

$\hat{s}' = \hat{x}$: vecteur unitaire du rayon incident, issu de la source en O et se dirigeant vers le point de diffraction Q

$\hat{s} = \sin\theta \hat{x} + \cos\theta \hat{z}$: vecteur unitaire du rayon diffracté dans le plan x-z

$\hat{n}_e = \hat{x}$: vecteur unitaire sortant et normal au contour du plan de masse.

De plus nous avons (Fig. 2.21) $\beta'_0 = \beta_0 = 90^\circ$ à cause de l'incidence rasante. Autrement dit, les cônes de diffraction deviennent des disques dans le plan x-z.

Dans ces conditions, les vecteurs unitaires $\hat{\phi}'$, $\hat{\beta}'_0$, $\hat{\phi}$, et $\hat{\beta}_0$ donnés par Mc Namara [145] deviennent respectivement

$$\hat{\phi}' = - \frac{\hat{e}_Q \wedge \hat{s}'}{|\hat{e}_Q \wedge \hat{s}'|} = \hat{z} = -\hat{\theta} \quad (2-86a)$$

$$\hat{\beta}'_0 = \hat{\phi}' \wedge \hat{s}' = \hat{y} = \hat{\phi} \quad (2-86b)$$

$$\hat{\phi} = \frac{\hat{e}_Q \wedge \hat{s}}{|\hat{e}_Q \wedge \hat{s}|} = \hat{\theta} \quad (2-86c)$$

$$\hat{\beta}_0 = \hat{\phi} \wedge \hat{s} = -\hat{y} = -\hat{\phi} \quad (2-86d)$$

a) Expression du champ incident en Q

En tenant compte de la relation (2-83), l'expression du champ incident au point Q, issu de la source en O s'écrit

$$\bar{E}^i(Q) = E_{0\theta} \psi(a) f(Q) \hat{\theta} \quad (2-87)$$

où $f(Q) = f(\theta = 90^\circ, \phi = 0^\circ)$ et $\psi(a) = \frac{e^{-jk_0 a}}{a}$

Ses composantes, relatives aux vecteurs unitaires $\hat{\phi}'$ et $\hat{\beta}'_0$ définies par la relation 2-85a, peuvent alors s'exprimer par

$$\begin{cases} E_{\beta'_0}^i(Q) = 0 & (2-88a) \\ E_{\phi'}^i(Q) = -E_{0\theta} \psi(a) f(Q) & (2-88b) \end{cases}$$

b) Expression du champ diffracté en Q

Le champ diffracté est relié [145] au champ incident par la relation matricielle

$$\begin{bmatrix} E_{\beta'_0}^d \\ E_{\phi'}^d \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} D_s(Q) & 0 \\ 0 & D_h(Q) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta'_0}^i(Q) \\ E_{\phi'}^i(Q) \end{bmatrix} A(\rho_Q, s_Q) e^{-jk_0 s_Q} \quad (2-89)$$

où $D_{s,h}$ sont respectivement les coefficients de diffraction relatifs à la polarisation horizontale (conditions aux limites de Dirichlet) et à la polarisation verticale (conditions aux limites de Neuman). ρ_Q est la distance entre le point Q du contour du plan de masse à la caustique Q' du rayon diffracté, s_Q est la distance du point Q au point d'observation, supposé être lointain, et $A(\rho_Q, s_Q)$ un facteur d'atténuation [145] qui s'écrit

$$A(\rho_Q, s_Q) = \sqrt{\frac{\rho_Q}{s_Q(s_Q + \rho_Q)}}$$

La distance ρ_Q est donnée [140] par la relation

$$\frac{1}{\rho_Q} = \frac{1}{\rho_e^i} - \frac{\hat{n}_e \cdot (\hat{s}' - \hat{s})}{|a_e| \sin^2 \beta_0}$$

Comme le plan de masse a une géométrie circulaire nous avons alors

$$\beta_0 = 90^\circ$$

$a_e = a$ est le rayon de courbure du contour au point Q

$\rho_e^i = a$ est le rayon de courbure du front d'ondes incident au point Q.

Dans ces conditions la distance ρ_Q devient

$$\rho_Q = \frac{a}{\sin \theta} \quad (2-90)$$

Le point caustique Q' s'obtient en extrapolant la distance ρ_Q (égale à QQ') à partir du point de diffraction Q (Fig. 2.22) dans une direction opposée à la direction de propagation. Au point Q, nous avons $\rho_Q > 0$ et le rayon diffracté par ce point ne passe pas alors par la caustique Q'. Dans le cas du champ lointain, nous avons $s_Q \gg \rho_Q$ et le facteur d'atténuation se réduit alors à

$$A(\rho_Q, s_Q) = \sqrt{\frac{\rho_Q}{s_Q(s_Q + \rho_Q)}} \cong \frac{\sqrt{\rho_Q}}{s_Q} \quad (2-91)$$

avec

$$s_Q = \begin{cases} r - a \sin \theta & \text{pour le terme de phase} \\ r & \text{pour le terme d'amplitude} \end{cases}$$

Nous obtenons alors

$$\frac{e^{-jk_0 s_Q}}{s_Q} \cong \psi(r) e^{jk_0 a \sin \theta} \quad (2-92)$$

Compte tenu des relations (2-85)-(2-92) le champ diffracté par le point Q s'écrit

$$\bar{E}_Q^d(\theta) = E_{0\theta} f(Q) \frac{e^{-jk_0 a (1 - \sin \theta)}}{\sqrt{a \sin \theta}} \frac{D_h(Q)}{2} \psi(r) \hat{\theta} \quad (2-93)$$

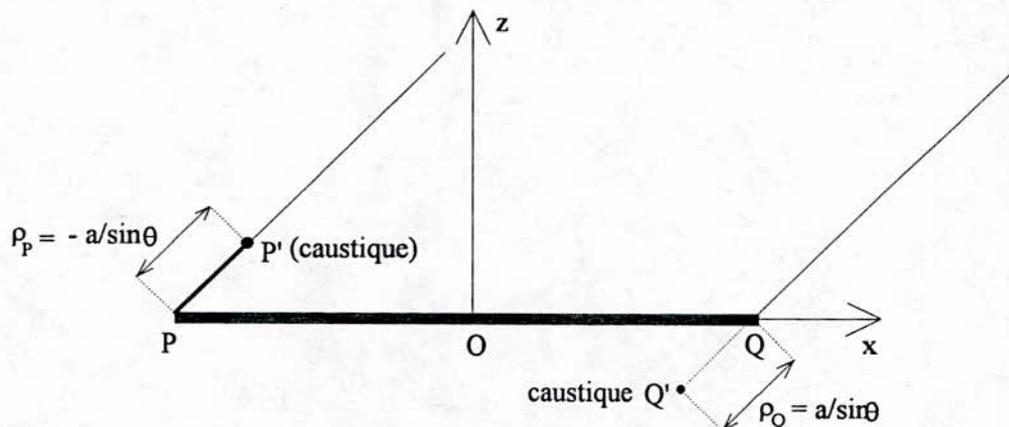


Fig. 2.22. Position des caustiques dans le plan x-z

Le coefficient de diffraction $D_h(Q)$, dont l'expression générale est fournie par Kouyoumjian et Pathak [140], est divisé par 2 à cause de l'incidence rasante ($\varphi' = 0$). De plus, comme le plan de masse est à faces planes et que l'angle de diffraction au point Q s'écrit

$$\varphi_Q = 90 + \theta \quad \text{pour } 0^\circ < \theta < 180^\circ$$

nous obtenons (annexe C) l'expression de ce coefficient de diffraction sous la forme

$$\frac{D_h(Q)}{2} = \sqrt{\frac{a}{\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \text{Sgn}(\theta - 90) e^{ju} \int_{\sqrt{u}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad (2-94)$$

avec

$$F(x) = \int_x^{\infty} e^{-jt^2} dt = C_1(x) - jS_1(x)$$

où $C_1(x)$ et $S_1(x)$ sont les fonctions de Fresnel définies par

$$C_1(x) = \int_x^{\infty} \cos t^2 dt \quad \text{et} \quad S_1(x) = \int_x^{\infty} \sin t^2 dt$$

$$u = k_0 a(1 - \sin \theta) \quad \text{et} \quad \text{Sgn}(x) = \begin{cases} +1 & \text{si } x \geq 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases}$$

Compte tenu de (2-93) et (2-94), le champ diffracté au point Q s'écrit finalement

$$\bar{E}_Q^d(\theta) = E_{0\theta} \hat{\theta} \psi(r) f(Q) \frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi \sin \theta}} \text{Sgn}(\theta - 90) e^{ju} \int_{\sqrt{u}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad (2-95)$$

2.8.1.2. Champ diffracté au point P ($\theta = -90^\circ$, $\phi = 180^\circ$)

La distance ρ_p (égale à PP'), entre le point P du contour (Fig. 2.22) et la caustique P' du rayon diffracté s'écrit dans ce cas

$$\rho_p = -\frac{a}{\sin \theta}$$

autrement dit, le rayon diffracté par le point P passe par la caustique P' car la distance ρ_p est négative. De plus, l'angle de diffraction φ_p au point P et la distance s_p s'écrivent

$$\varphi_p = \begin{cases} 90 - \theta & \text{si } 0^\circ < \theta \leq 90^\circ \\ 450 - \theta & \text{si } 90^\circ < \theta < 180^\circ \end{cases} \quad s_p = \begin{cases} r + a \sin \theta & \text{pour le terme de phase} \\ r & \text{pour le terme d'amplitude} \end{cases}$$

Un travail analogue à celui exposé en 2.8.1.1 nous conduit à l'expression du champ diffracté par le point P

$$\bar{E}_P^d(\theta) = -j E_{0\theta} \hat{\theta} \psi(r) f(P) \frac{e^{j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{\pi \sin\theta}} \text{Sgn}(\theta - 90) e^{jv} \int_{\sqrt{v}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \quad (2-96)$$

avec $v = k_0 a(1 + \sin\theta)$

2.8.1.3. Champ total rayonné par la structure hors de la région axiale

Compte tenu des relations (2-83)-(2-84) et (2-95)-(2-96), l'expression de la composante copolaire dans le plan E du champ total rayonné, en dehors de la région axiale de la structure, s'écrit

$$\bar{E}_{t1} = E_{0\theta} \psi(r) \left\{ \gamma(90 - \theta) f(\theta) + \text{Sgn}(\theta - 90) \frac{1+j}{\sqrt{2\pi \sin\theta}} \xi(Q, P, u, v) \right\} \quad (2-97)$$

avec $\xi(Q, P, u, v) = f(Q) F(u) - jf(P) F(v)$

Nous remarquons que le champ total diffracté obtenu à l'aide de l'UTD présente bien deux singularités au niveau de la région axiale ($\theta = 0^\circ$ et $\theta = 180^\circ$).

2.8.2. Champ au niveau de la région axiale

Afin de résoudre le problème des singularités au niveau de la région axiale, nous introduirons un terme correctif qui sera déterminé à l'aide du concept des courants équivalents. Pour une onde incidente, issue de la source en O (Fig. 2.21), de la forme

$$\bar{E}^i = E^i \hat{e}_i = E_{0\theta} \psi(r) f(\theta, \phi) \hat{e}_i$$

où \hat{e}_i est un vecteur unitaire indiquant la polarisation, les courants équivalents (électrique et magnétique) au point Q sont donnés respectivement [145] par les relations

$$\bar{J}_e(Q) = - \frac{\hat{e}_i \cdot \hat{e}_Q}{\eta_0 \sin\beta_0} E^i(Q) \sqrt{\frac{8\pi}{k_0}} e^{-j\frac{\pi}{4}} D_s(Q) \hat{e}_Q \quad (2-98a)$$

$$\bar{J}_m(Q) = - \frac{\hat{e}_i \cdot (\hat{e}_Q \wedge \hat{s}')}{\sin\beta_0} E^i(Q) \sqrt{\frac{8\pi}{k_0}} e^{-j\frac{\pi}{4}} D_h(Q) \hat{e}_Q \quad (2-98b)$$

Dans le cas de la structure étudiée (Fig. 2.21), nous avons pour la composante copolaire dans le plan x-z

$$\hat{e}_i = \hat{\theta}; \quad \hat{e}_Q = \hat{\phi}; \quad \hat{s}' = \hat{x} \quad \text{et} \quad E^i(Q) = E_{0\theta} \psi(a) f(Q)$$

Les expressions des courants équivalents deviennent alors

$$\bar{J}_e(Q) = 0 \quad (2-99a)$$

$$\bar{J}_m(Q) = -E_{0\theta} \frac{e^{-jk_0 a}}{a} f(Q) \sqrt{\frac{8\pi}{k_0}} e^{-j\frac{\pi}{4}} D_h(Q) \hat{\phi} \quad (2-99b)$$

$$\hat{\phi} = -\sin\phi' \hat{x} + \cos\phi' \hat{y} \quad (2-200)$$

Le coefficient de diffraction $D_h(Q)$, au niveau de la zone axiale [145] s'écrit dans ces conditions

$$D_h(Q) = \frac{\text{Sgn}(\theta - 90)}{\sqrt{2}} \frac{e^{-j\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_0}} \quad (2-201)$$

Le champ, rayonné à grande distance, dû au courant équivalent magnétique (2-99b), s'écrit

$$\bar{E}^d = -j \frac{k_0}{4\pi} \psi(r) \int_0^{2\pi} (\bar{J}_m(Q) \wedge \hat{s}) e^{jk_0(\hat{s} \cdot \bar{r}')} a d\phi' \quad (2-202)$$

avec

$$\begin{cases} \hat{s} = \sin\theta \hat{x} + \cos\theta \hat{z} \\ \bar{r}' = a(\cos\phi' \hat{x} + \sin\phi' \hat{y}) \end{cases} \quad (2-203)$$

Compte tenu des relations (2-99)-(2-201) et (2-203), l'expression (2-202) devient

$$\bar{E}^d = j E_{0\theta} \psi(r) \frac{\text{Sgn}(\theta - 90)}{\sqrt{2}} f(Q) e^{-jk_0 a} J_1(k_0 a \sin\theta) \quad (2-204)$$

avec $J_1(x)$ fonction de Bessel de première espèce, d'ordre 1.

Ainsi, au voisinage de la région axiale, la composante copolaire du champ total rayonné par l'antenne dans le plan x-z, disposée sur un plan de masse de rayon a, s'écrit

$$\bar{E}_{t2} = \gamma(90 - \theta) \bar{E}^i + \bar{E}^d \quad \text{pour} \begin{cases} 0^\circ \leq \theta \leq \theta_0 \\ 180^\circ - \theta_0 \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases} \quad (2-205)$$

L'angle θ_0 est choisi généralement entre 15° et 30° .

2.8.3. Expression du champ total rayonné

Dans le plan x-z, la composante copolaire du champ total rayonné par la structure s'écrit finalement

$$\bar{E}_t = \begin{cases} \bar{E}_{t1} & \text{si } \theta_0 < \theta < 180^\circ - \theta_0 \\ \bar{E}_{t2} & \text{si } 0^\circ \leq \theta \leq \theta_0 \text{ ou } 180^\circ - \theta_0 \leq \theta \leq 180^\circ \end{cases} \quad (2-206)$$

La composante copolaire, dans le plan H (plan y-z), se réduit à sa valeur calculée par la théorie G.O, car le coefficient de diffraction D_s est nul dans le cas d'une incidence rasante. Par contre, la composante contrapolaire dans ce plan s'obtient de la même manière que la composante copolaire dans le plan E. Son expression est identique à celle donnée par la relation (2-206).

2.9. Conclusion

Ce chapitre, constituant la formulation mathématique de notre travail, donne toutes les relations permettant de calculer l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance, la bande passante et le diagramme de rayonnement d'une antenne microruban isolée ou associée à un directeur en structure bicouche.

Nous avons examiné le cas de deux types d'excitation, à savoir la ligne microruban et la sonde coaxiale. Le coefficient de couplage entre les deux éléments rayonnants, dans le cas d'une structure rayonnante bicouche, a été formulé à l'aide d'une expression analytique aisément programmable.

En supposant d'abord que le plan de masse est infini, nous avons pu établir, à l'aide du principe des images, les équations générales du champ lointain. Ce champ a été exprimé ensuite, dans les plans E et H, en composantes copolaire et contrapolaire. Les sources de courants contribuant à l'existence de la composante contrapolaire dans le plan H ont été mises en évidence.

Pour tenir compte de la diffraction par les bords du plan de masse fini, nous avons combiné la théorie uniforme de la diffraction et le principe des courants équivalents afin de trouver une formulation correcte du champ total rayonné. Ainsi, l'effet d'un plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement peut être soigneusement examiné.

CHAPITRE 3

ANALYSE DES RESULTATS OBTENUS

Après avoir établi au chapitre 2 toute la formulation mathématique des caractéristiques radioélectriques d'une structure rayonnante microruban de forme arbitraire, monocouche et bicouche, nous consacrons ce chapitre aux résultats théoriques obtenus pour une géométrie circulaire. Ces résultats seront confrontés à des mesures que nous avons pu effectuer ou à des résultats présentés par d'autres auteurs. L'influence de divers paramètres sur l'évolution de ces caractéristiques sera également présentée et interprétée.

3.1 Mesures de l'impédance d'entrée et du rayonnement

L'intérêt d'une modélisation d'un dispositif physique n'est pas de remplacer l'expérience. La simulation (analytique ou numérique), pour caractériser ou concevoir ce dispositif, a besoin de mesures précises au laboratoire pour confirmer ou infirmer les résultats théoriques obtenus et permettre donc de valider la qualité des hypothèses de travail et la modélisation utilisée.

3.1.1. Réalisation

La plupart des maquettes, objets de nos mesures, ont été réalisées au Laboratoire d'Hyperfréquences de l'Université Catholique de Louvain (U.C.L. Belgique). Deux types de substrats ont été utilisés, à savoir:

- Le RT/Duroïd 5870 d'épaisseur 1.524 mm, de permittivité relative 2.33 et de tangente de pertes 0.0012 à 10 GHz. L'épaisseur du conducteur est de 9 μm . C'est un polytétrafluoroéthylène associé à des fibres de verre, matériau assez cher mais permettant d'obtenir de bons résultats de mesures, sans erreurs importantes sur ses caractéristiques.
- Le verre Téflon TLX060, d'épaisseur 1.524 mm, de permittivité relative 2.53 et de tangente de pertes 0.002. L'épaisseur du dépôt métallique est de l'ordre de 4 μm .

Dans le cas d'une alimentation par sonde coaxiale, il faut prendre certaines précautions:

- L'âme centrale de la sonde, à souder à l'élément rayonnant, traverse le plan de masse et le substrat diélectrique. Aussi, pour éviter tout court-circuit entre cette tige et le plan de masse, le cuivre de ce dernier est enlevé autour de cette tige sur une surface circulaire de diamètre égal à celui de la gaine électrique du connecteur de type RIM. Seule l'embase est soudée au plan de masse.
- Les antenne bicouches nécessitent une opération supplémentaire car il est toujours difficile, lors de la soudure de la tige centrale du coaxial au conducteur inférieur (antenne), d'obtenir une surface plane au niveau de la jonction. Aussi, il est nécessaire d'effectuer un très léger creux dans la plaque supérieure qui doit venir se coller sur la plaque inférieure, au niveau de la jonction. Cette opération permet, lors du collage des deux plaques, d'obtenir une adhérence quasi-parfaite entre les deux substrats sans présence de poche d'air.

3.1.2. Mesures de l'impédance d'entrée

La plupart des mesures de l'impédance d'entrée ont été effectuées à l'aide d'un analyseur vectoriel Wiltron 360 du Laboratoire d'Hyperfréquences de l'U.C.L. Toutefois certaines expériences, particulièrement celles concernant les antennes excitées par sonde coaxiale, ont pu être obtenues au Laboratoire de Télécommunications (E.N.P.) grâce à un analyseur de réseau HP 8408B piloté par un microordinateur de type P.C.

Avant d'effectuer l'expérience proprement dite, un étalonnage soigné de la chaîne de mesure, dans la bande de fréquence du prototype à mesurer, est indispensable.

Le cas d'une alimentation par ligne microruban (Fig. 3.1a) exige la réalisation d'une maquette supplémentaire (Fig. 3.1b) sur un substrat identique à celui utilisé pour l'antenne. A l'aide de ce dispositif, nous pouvons appliquer la méthode de mesure appelée L.R.L. (Line Reflexion Line) permettant de transférer le plan de référence de l'entrée de la ligne vers la jonction ligne-antenne et d'obtenir ainsi l'impédance d'entrée propre de cette antenne.

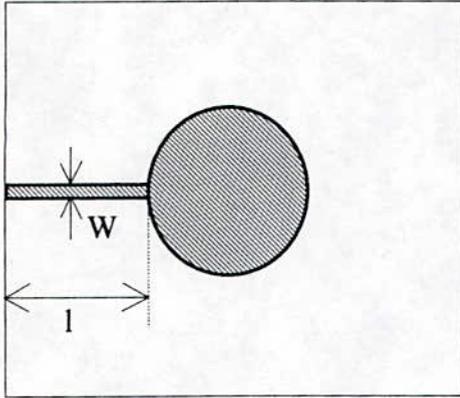


Fig. 3.1a. Antenne disque alimentée par ligne microruban (vue de dessus).

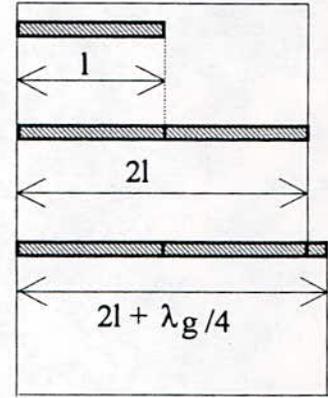


Fig. 3.1b. Dispositif permettant l'application de la L.R.L.

Dans le cas d'une alimentation par sonde coaxiale, l'impédance d'entrée mesurée est obtenue avec comme plan de référence celui du plan de masse de l'antenne. Dans ces conditions, il faut tenir compte de la contribution inductive de la tige centrale de la sonde coaxiale pour obtenir l'impédance d'entrée propre au niveau de la jonction tige-antenne. Des expressions analytiques sont généralement utilisées pour effectuer cette correction. Le domaine de validité de chacune d'elles est toutefois limité à une bande de fréquence donnée et leur application est en particulier douteuse pour des épaisseurs de substrats importantes, souvent utilisées pour élargir la bande passante. Pour toutes les mesures que nous avons effectuées sur les antennes microrubans (monocouches et bicouches) excitées par sonde coaxiale, nous avons utilisé l'expression (eq. 2-12) donnée par Bailey [82].

3.1.3. Mesures de rayonnement

Les mesures de rayonnement sont plus délicates à effectuer. Avant toute chose, il est nécessaire de connaître les conditions de mesures, à savoir, les orientations de l'antenne et de la source, la distance source-récepteur, la détermination des plans de référence (suivant la polarisation). A ceci s'ajoute le bon isolement des appareils afin d'éviter qu'ils ne contribuent à des champs parasites reçus par l'antenne à tester qui joue le rôle de récepteur.

Ne disposant pas de chambre anéchoïque pour effectuer convenablement les mesures de diagramme de rayonnement, les résultats expérimentaux obtenus au Laboratoire de Télécommunications (E.N.P.) sont infructueux. C'est la raison pour laquelle nous allons

confronter nos résultats théoriques aux mesures effectuées par A. ZERGUERRAS [105] en chambre anéchoïque à l'Université de Renne I (France).

3.2. Impédance d'entrée d'une antenne monocouche

Nous avons réalisé quatre antennes monocouches de forme circulaire dont deux sont alimentées par microruban (Fig. 3.2a) et les deux autres par sonde coaxiale (Fig. 3.2b).

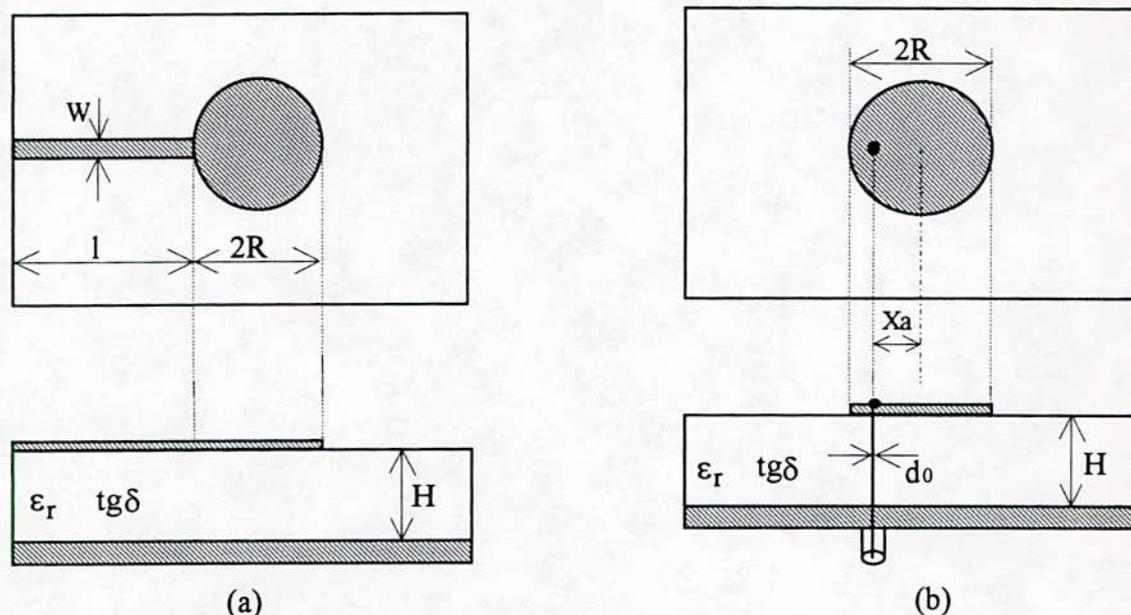


Fig. 3.2. Antenne microruban monocouche de forme circulaire.

Élément rayonnant de rayon R et d'épaisseur t .

Substrat diélectrique caractérisé par ses paramètres ϵ_r , H et $\text{tg}\delta$.

Les conducteurs (antenne et plan de masse) sont caractérisés respectivement par leurs conductivités σ et σ_d ainsi que par les rugosités de leurs surfaces Δ et Δ_d .

(a) Alimentation par ligne microruban de largeur W , de longueur l et d'impédance caractéristique Z_0 .

(b) Alimentation par sonde coaxiale d'impédance caractéristique Z_0 . La tige centrale de diamètre d_0 est connectée au point A situé à une distance X_a du centre du disque.

3.2.1. Comparaison théorie-expérience

Nous présentons dans les figures 3.3 et 3.4 nos résultats théoriques et expérimentaux concernant l'évolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence de deux antennes microrubans circulaires alimentées par ligne microruban. Les deux structures rayonnantes sont réalisées avec le même substrat diélectrique. Nous avons modifié uniquement le rayon de l'élément rayonnant afin de travailler dans deux bandes de fréquences distinctes. La fréquence de résonance, notée f_r , correspond une impédance d'entrée purement réelle. La bande passante B (en %) est déterminée pour un $\text{TOS} \leq 2$ à partir des relations 2-29 et 2-30, procédure que nous adopterons pour toutes les antennes monocouches.

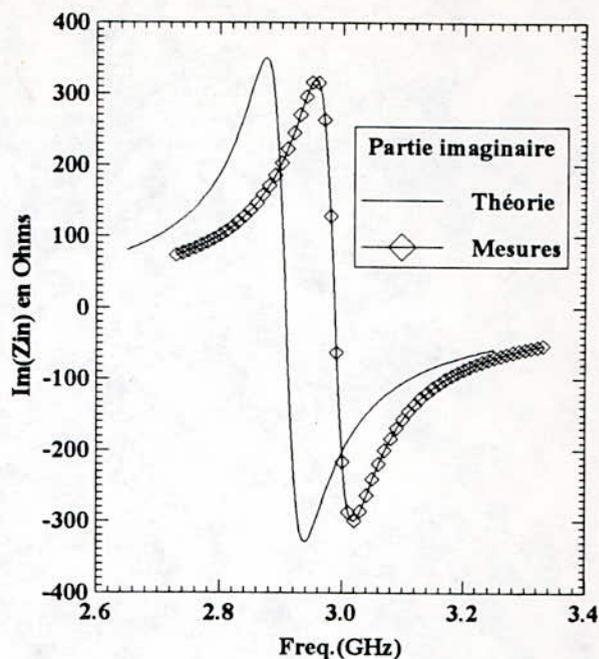
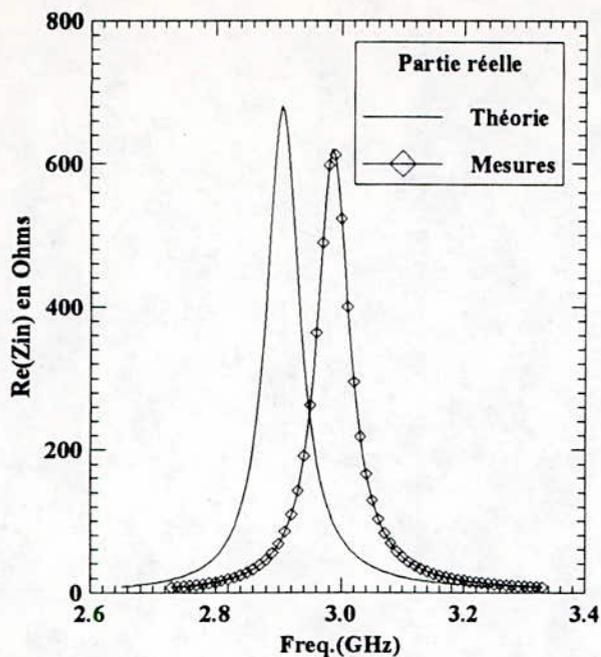


Fig 3.3. Impédance d'entrée d'une antenne disque de rayon $R = 17.6$ mm.

Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.53$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.524$ mm.

Alimentation type Microruban: $W = 4.5$ mm; $l = 22$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

$f_r = 2.91$ GHz (théorique) et 2.99 GHz (mesures).

$B = 1.55$ % (théorique) et 1.50 % (mesures).

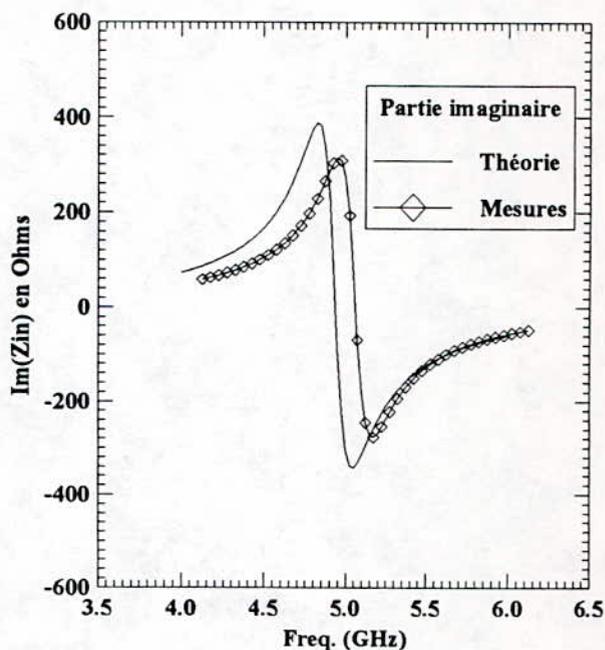
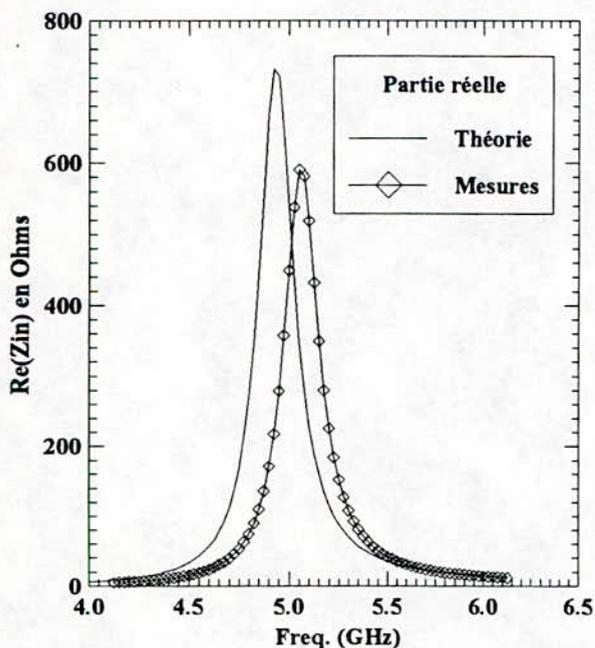


Fig 3.4. Impédance d'entrée d'une antenne disque de rayon $R = 9.92$ mm.

Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.53$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.524$ mm.

Alimentation type Microruban: $W = 4.5$ mm; $l = 22$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

$f_r = 4.94$ GHz (théorique) et 5.06 GHz (mesures).

$B = 3.05$ % (théorique) et 3.00 % (mesures).

Pour les deux antennes considérées, les résultats théoriques obtenus concordent assez bien avec les mesures. Les écarts ne dépassent guère 3 % aussi bien pour la fréquence de résonance que pour la bande passante.

La figure 3.5 permet de confronter nos résultats théoriques aux mesures effectuées par [105] dans le cas d'une antenne circulaire alimentée par une sonde coaxiale. La fréquence de résonance, pour ce mode d'excitation, correspond au maximum de la partie réelle de l'impédance d'entrée. Ces résultats théoriques, présentés pour les deux types de discrétisation formulés au chapitre 2, sont corroborés à mieux de 1.3 % pour la fréquence de résonance et à mieux de 3 % pour la bande passante.

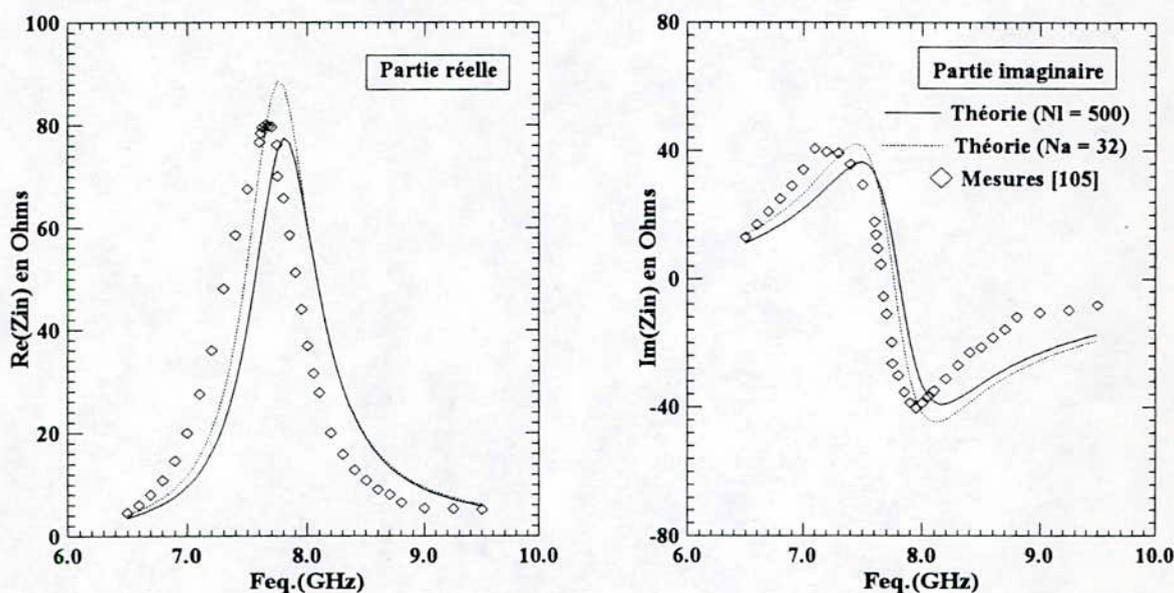


Fig.3.5. Impédance d'entrée d'une antenne disque de rayon $R = 6.84$ mm.
 Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.17$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.60$ mm.
 Alimentation par sonde coaxiale: $X_a = 2.75$ mm, $d_o = 1.3$ mm, $Z_o = 50 \Omega$.
 $f_r = 7.80$ GHz (théorique) et 7.70 GHz (mesures);
 $B = 6.40$ % (théorique) et 6.60 % (mesures).

De plus, nous constatons que la discrétisation angulaire donne pratiquement les mêmes résultats que la discrétisation linéaire avec un nombre de découpages 15 fois plus faible, ce qui permet de réduire sensiblement le temps de calcul.

Les figures 3.6 et 3.7 représentent nos résultats théoriques et expérimentaux concernant l'évolution de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence de deux antennes circulaires de mêmes dimensions mais réalisées avec deux substrats différents. Les résultats théoriques obtenus sont en très bon accord avec les mesures. Les écarts ne dépassent pas 1 % pour la fréquence de résonance et 8 % pour la bande passante. Le substrat diélectrique dont la permittivité relative est plus faible donne une fréquence de résonance et une bande passante plus élevées.

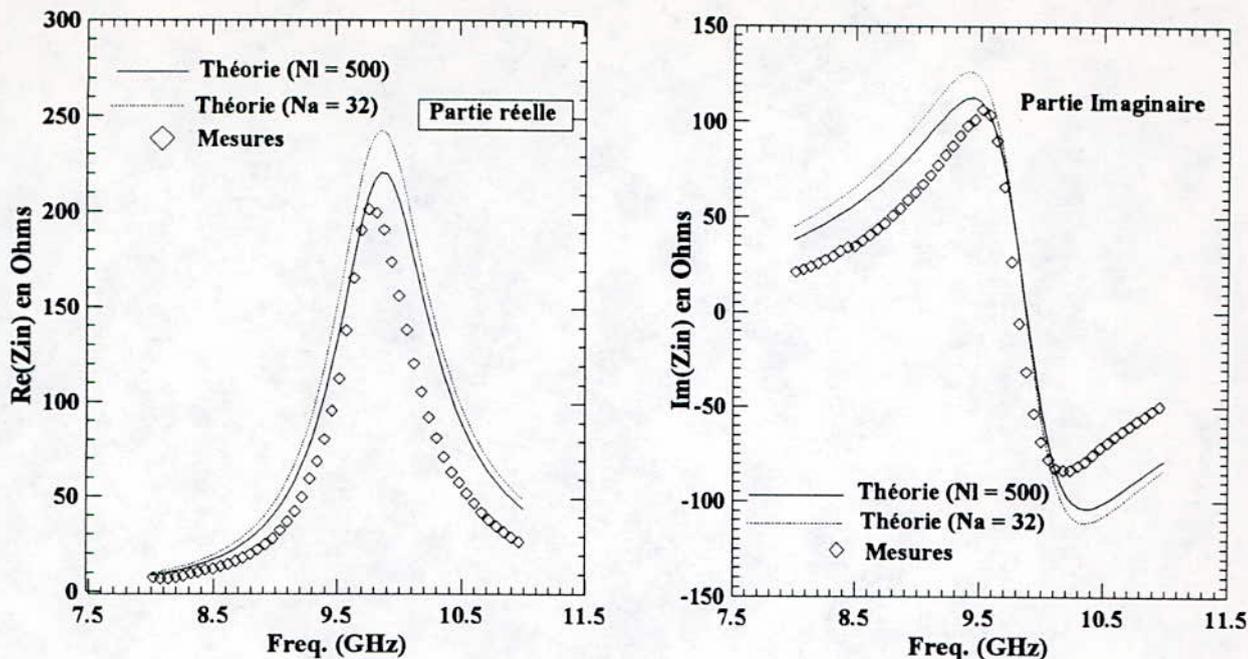


Fig.3.6. Impédance d'entrée d'une antenne disque de rayon $R = 5.0$ mm.

Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.53$; $\text{tg}\delta = 0.00015$; $H = 1.524$ mm.

Alimentation par sonde coaxiale: $X_a = 3.8$ mm, $d_0 = 0.65$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

$f_r = 9.85$ GHz (théorique) et 9.81 GHz (mesures).

$B = 5.8 \%$ (théorique) et 5.0 % (mesures).

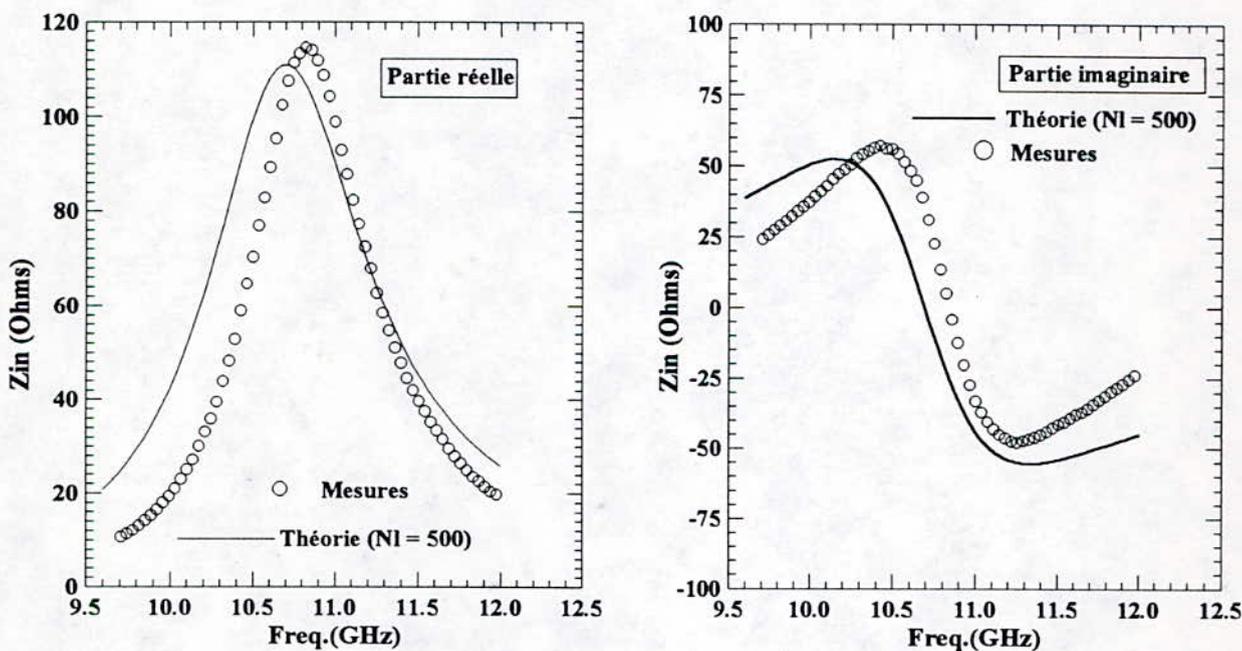


Fig.3.7. Impédance d'entrée d'une antenne disque de rayon $R = 5.0$ mm.

Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.33$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.524$ mm.

Alimentation par sonde coaxiale: $X_a = 3.8$ mm, $d_0 = 0.65$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

$f_r = 10.70$ GHz (théorique) et 10.88 GHz (mesures).

$B = 8 \%$ (théorique) et 6.72 % (mesures).

3.2.2. Influence des divers paramètres.

Dans la gamme de fréquence allant de 3 à 10 GHz, les résultats théoriques obtenus sont en bon accord avec les mesures. La méthode exposée au paragraphe 2.2 est donc validée dans le cas d'une antenne monocouche de forme circulaire. Nous allons examiner maintenant l'influence des divers paramètres de la structure, à savoir les dimensions de l'élément rayonnant, la permittivité relative, la position du point d'excitation et l'effet d'une couche d'air, sur l'évolution de l'impédance d'entrée, la fréquence de résonance et la bande passante.

a) Influence du rayon R de l'élément rayonnant

Pour un substrat donné et une position du point d'excitation fixée, nous constatons (Fig.3.8) que la fréquence de résonance et la bande passante diminuent lorsque le rayon de l'élément rayonnant augmente. Il en est de même pour les valeurs maximales des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par le modèle de la cavité [8].

b) Influence de la permittivité relative ϵ_r

Nos résultats théoriques (Fig. 3.9) montrent qu'une augmentation de la constante diélectrique ϵ_r se traduit par une diminution de la fréquence de résonance et de la bande passante. Par contre, elle entraîne une augmentation des valeurs maximales des parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée. Ces résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par les modèles de la cavité [8] et de l'équation intégrale résolue dans le domaine spectral [146]. De plus, ils montrent que les substrats diélectriques susceptibles d'être utilisés pour la réalisation d'antennes microrubans sont ceux dont la permittivité relative est faible.

c) Influence de la position du point d'excitation X_a

La fréquence de résonance et la bande passante (Fig. 3.10) sont pratiquement indépendantes de la position du point d'excitation le long de l'antenne. Elles dépendent essentiellement des dimensions de l'élément rayonnant et des paramètres caractérisant le substrat diélectrique utilisé. Par contre, les parties réelle et imaginaire de l'impédance d'entrée varient rapidement avec la position du point d'excitation. Au fur et à mesure que l'on déplace ce point vers le centre du disque, l'impédance d'entrée à la résonance diminue. Il existe donc une position optimale d'attaque permettant l'adaptation de l'antenne au circuit d'alimentation, ce qui constitue un avantage appréciable de l'excitation par sonde coaxiale.

Lorsqu'on se dirige vers le centre de l'antenne disque, la largeur des lignes élémentaires, issues de la discrétisation (§ Chap. 2, Fig. 2.18), augmente et l'impédance caractéristique diminue, ce qui entraîne une décroissance de l'impédance d'entrée (en parties réelle et imaginaire). Ces résultats sont conformes à ceux obtenus par LONG et al [147] à l'aide du modèle de la cavité.

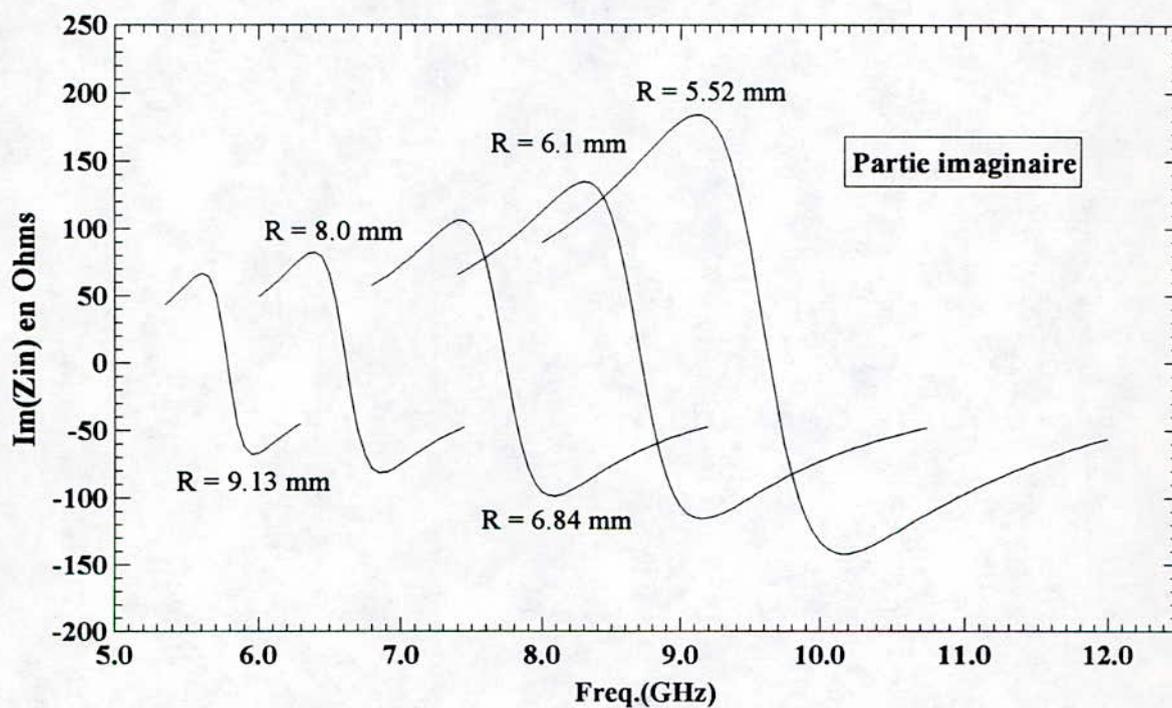
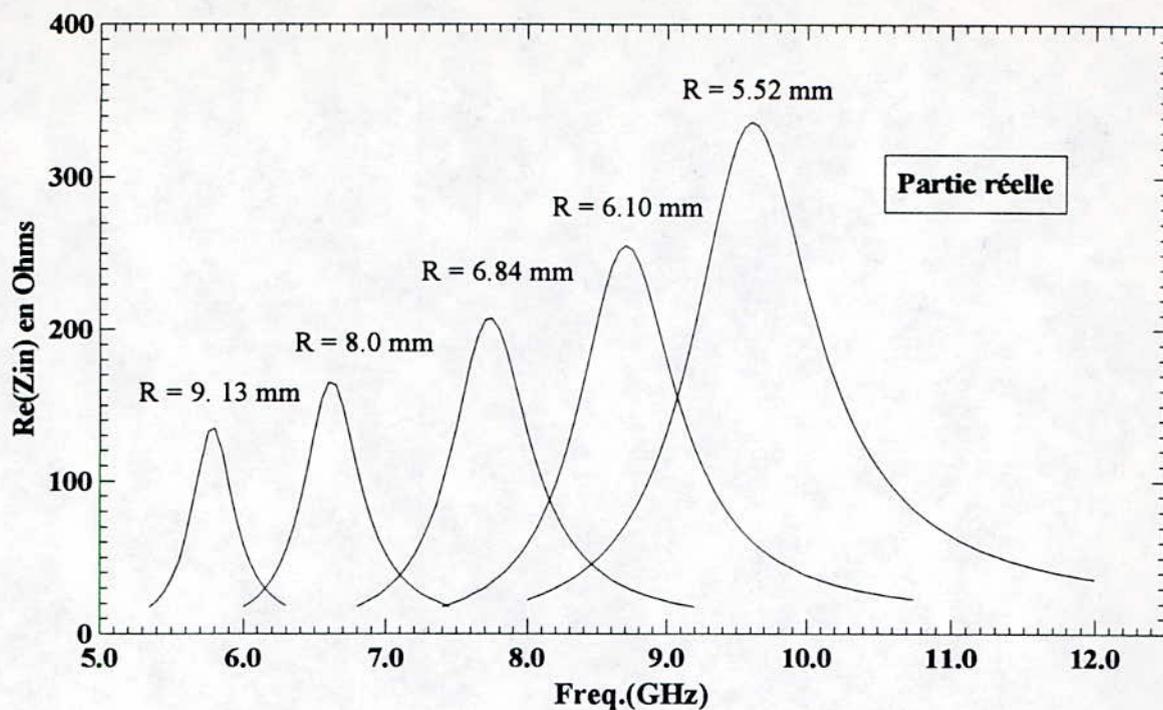


Fig. 3.8. Evolution de l'impédance d'entrée en fonction du rayon R de l'élément rayonnant. Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.17$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.60$ mm. $N_1 = 500$.

Alimentation par sonde coaxiale: $X_a = 5.14$ mm, $d_0 = 0.65$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

R (mm)	5.52	6.10	6.85	8.00	9.13
f_r (GHz)	9.64	8.73	7.74	6.62	5.80
$R_{e \max}$ (Ω)	336	255	207	165	134
B (%)	8.05	7.20	6.16	5.20	4.44

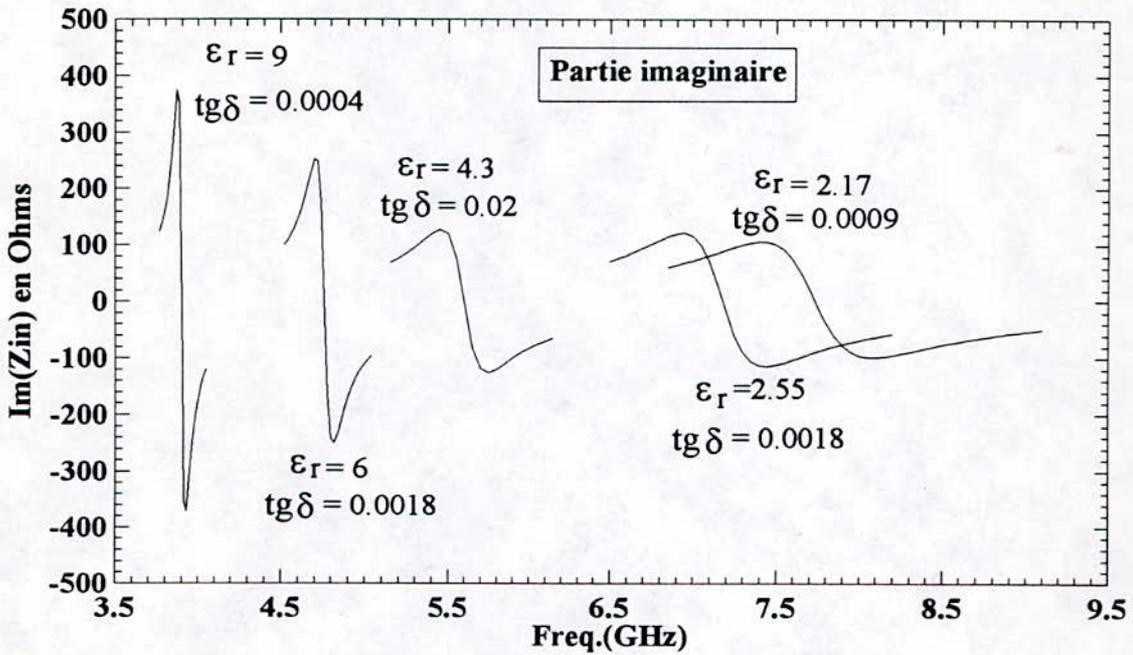
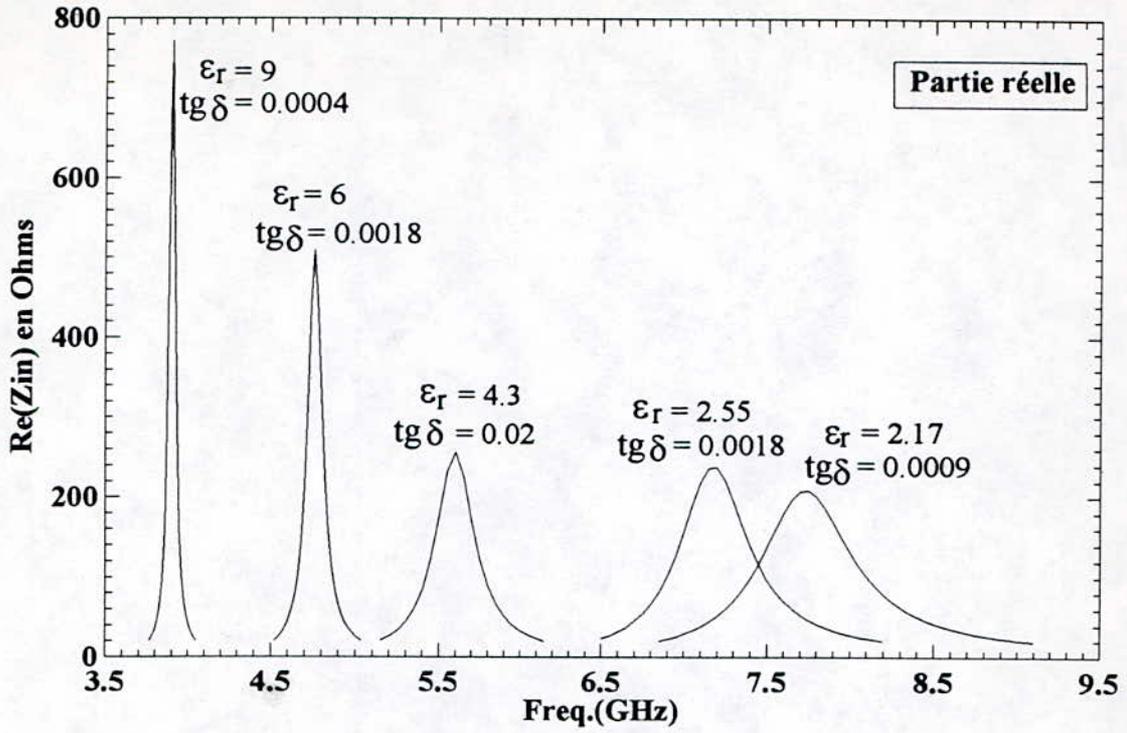


Fig. 3.9. Influence de la permittivité relative ϵ_r sur l'impédance d'entrée.

Élément rayonnant: $R = 6.84$ mm. Substrat diélectrique: ϵ_r et $\text{tg}\delta$ variables, $H = 1.60$ mm.

Alimentation par sonde coaxiale: $X_a = 5.14$ mm, $d_o = 0.65$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$. $N_1 = 500$.

ϵ_r	2.17	2.55	4.30	6.00	9.00
f_r (GHz)	7.74	7.19	5.60	4.76	3.91
$R_{e\max}$ (Ω)	208	237	256	509	723
B (%)	6.12	4.95	3.94	1.76	1.15

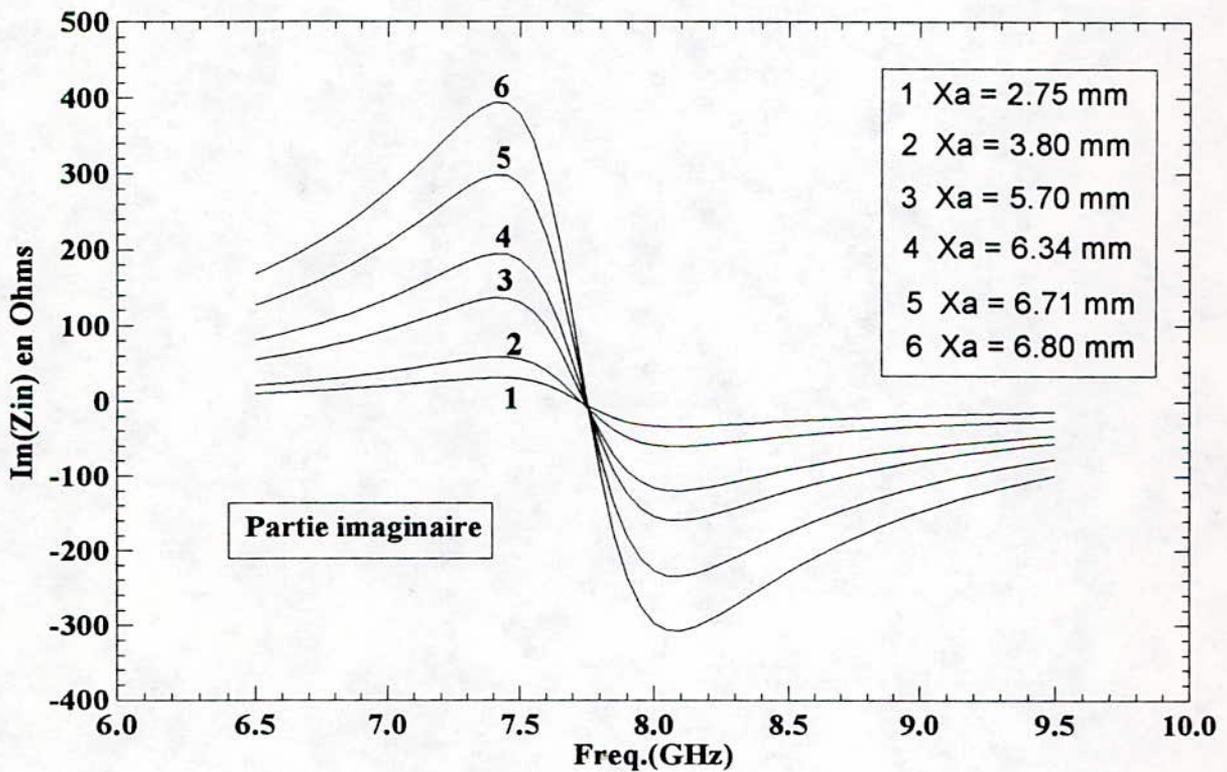
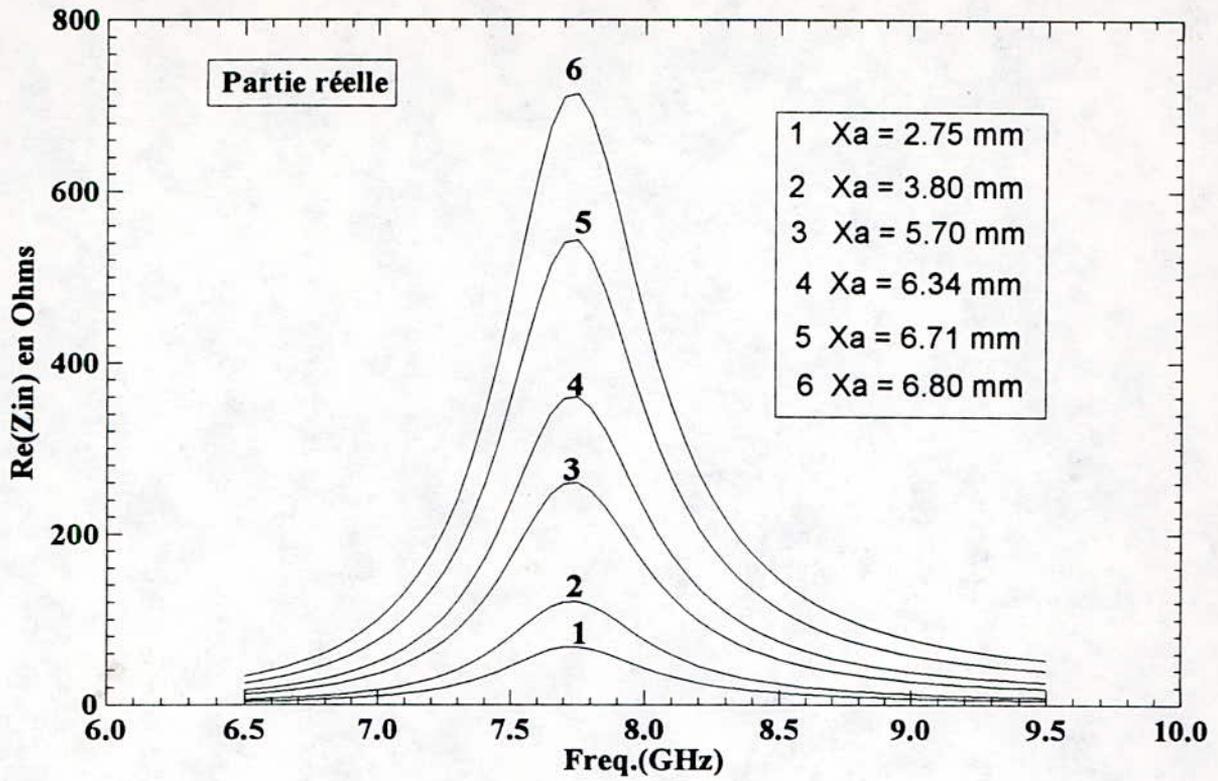


Fig. 3.10. Influence de la position du point d'excitation sur l'impédance d'entrée d'une antenne disque circulaire de rayon 6.84 mm.

Substrat diélectrique: $\epsilon_r = 2.17$; $\text{tg}\delta = 0.0012$; $H = 1.60$ mm. $N_1 = 500$.

Alimentation par sonde coaxiale: X_a variable, $d_0 = 1.3$ mm, $Z_0 = 50 \Omega$.

d) Influence d'une couche d'air

La méthode que nous proposons permet d'étendre l'analyse à une structure rayonnante contenant une couche d'air (Fig. 1.9). La structure résultante est alors bicouche, avec la couche supérieure constituée par le diélectrique et la couche inférieure formée d'une cavité d'air d'épaisseur H_a et de permittivité relative égale à 1.

La continuité de la composante normale du vecteur déplacement à l'interface air-diélectrique permet d'introduire une permittivité équivalente ϵ_{re} qui se substitue à ϵ_r . La structure bicouche est alors modélisée comme une structure monocouche d'épaisseur totale H_t et de permittivité relative ϵ_{re} données [63] par les expressions

$$H_t = H + H_a \quad (3-1)$$

$$\epsilon_{re} = \epsilon_r \frac{H_t}{H + \epsilon_r H_a} \quad (3-2)$$

La figure 3.11 montre que la fréquence de résonance et la bande passante augmentent sensiblement avec l'épaisseur H_a de la couche d'air. Nos résultats théoriques sont en bon accord avec ceux obtenus par le modèle de la cavité [63] en ce qui concerne la fréquence de résonance et la bande passante. La méthode de la cavité donnent des valeurs trop élevées de l'impédance d'entrée (en parties réelle et imaginaire). En effet, pour la valeur $H_a = 0$, nos résultats sont en meilleur accord (Fig. 3.5) avec les valeurs expérimentales.

La relation (3-2) montre que la permittivité équivalente ϵ_{re} est inférieure à la permittivité relative ϵ_r du substrat diélectrique. C'est ce qui a entraîné l'augmentation de la fréquence de résonance et de la bande passante conformément aux résultats illustrés par la figure 3.9. De plus, nous constatons qu'au fur et à mesure que l'épaisseur H_a augmente, ϵ_{re} diminue en passant de la valeur ϵ_r du diélectrique supérieur (pour $H_a = 0$) à 1 (pour $H_a = \infty$). Il s'en suit qu'avec une telle structure rayonnante, nous pouvons ajuster la fréquence de résonance en réglant l'épaisseur de la couche d'air.

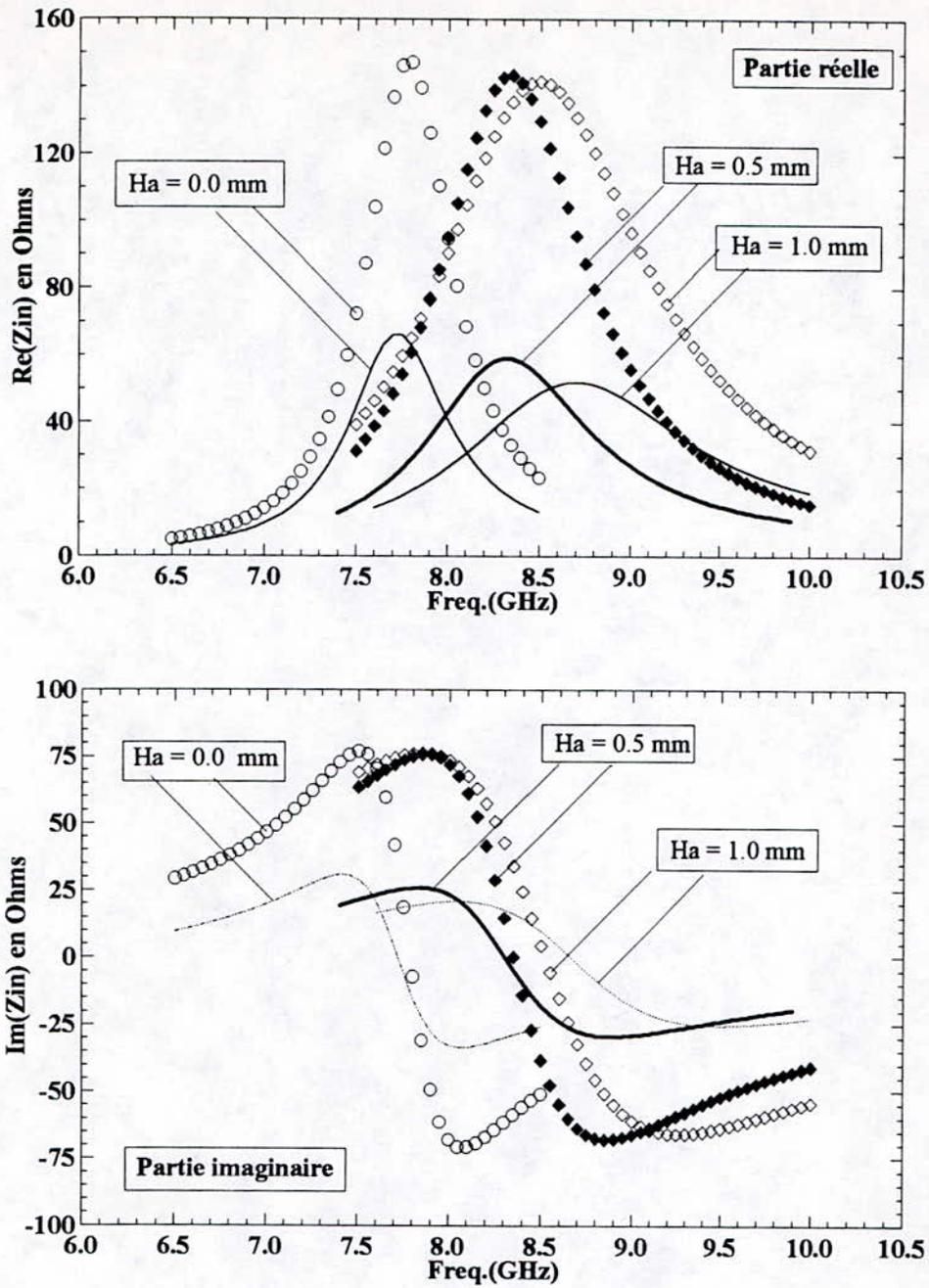


Fig.3.11. Influence de l'épaisseur H_a d'une couche d'air introduite entre le plan de masse et le substrat diélectrique de l'antenne décrite à la figure 3.4.

Modèle	$H_a = 0 \text{ mm}$	$H_a = 0.5 \text{ mm}$	$H_a = 1 \text{ mm}$
Notre modèle	$f_r = 7.75 \text{ GHz}$ $B = 6.4 \%$ Symbole: ————	$f_r = 8.30 \text{ GHz}$ $B = 9.6 \%$ Symbole: ————	$f_r = 8.65 \text{ GHz}$ $B = 13.4 \%$ Symbole: ————
Cavité [62]	$f_r = 7.80 \text{ GHz}$ $B = 5.4 \%$ Symbole: O O O	$f_r = 8.35 \text{ GHz}$ $B = 8.6 \%$ Symbole: ◆ ◆ ◆	$f_r = 8.53 \text{ GHz}$ $B = 11.7 \%$ Symbole: ◇ ◇ ◇

3.3. Impédance d'entrée d'une structure rayonnante bicouche

Avant d'examiner l'influence des divers paramètres sur l'évolution de l'impédance d'entrée d'une antenne associée à un directeur, nous devons d'abord confronter nos résultats théoriques aux mesures afin de confirmer la validité de l'extension du modèle aux structures bicouches. Les prototypes que nous considérons sont de forme circulaire, alimentés par une ligne microruban (Fig. 3.12a) ou par une sonde coaxiale (Fig. 3.12b). La forme du plan de masse dont les dimensions sont grandes devant celles des éléments rayonnants, peut être rectangulaire ou circulaire. Pour toutes ces structures bicouches, nous avons utilisé pour le coefficient de couplage k_{12} les relations 2-19 et 2-21.

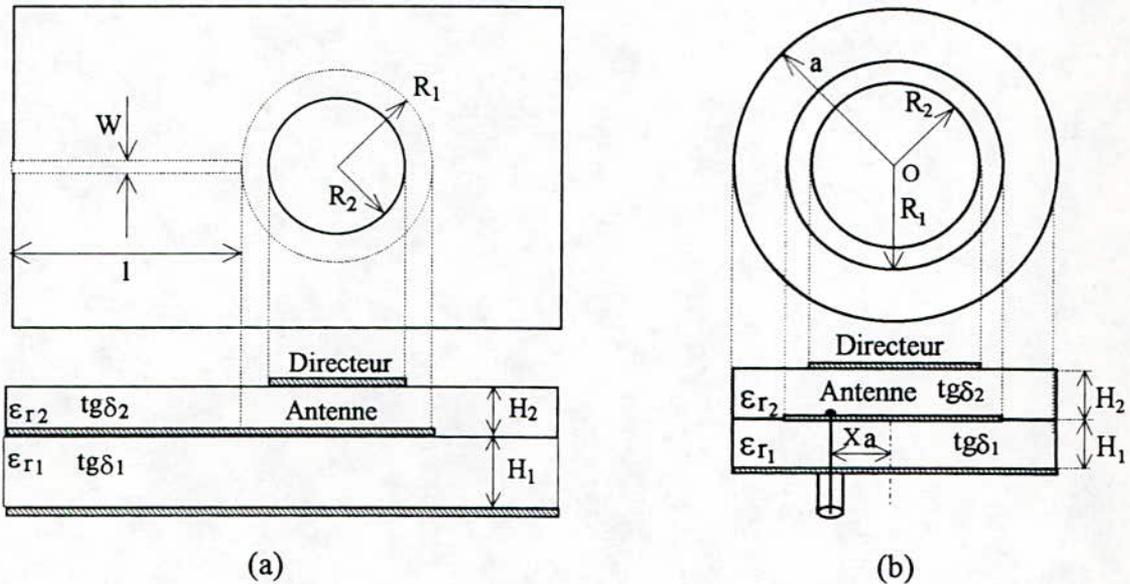


Fig. 3.12. Antenne bicouche de forme circulaire.

Eléments rayonnants $\left\{ \begin{array}{l} \text{Antenne circulaire de rayon } R_1 \text{ et d'épaisseur } t_1 \\ \text{Directeur circulaire de rayon } R_2 \text{ et d'épaisseur } t_2 \end{array} \right.$

Substrats diélectriques $\epsilon_{r1}, \epsilon_{r2}, tg\delta_1, tg\delta_2, H_1$ et H_2 .

Les conducteurs sont caractérisés par leurs conductivités $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_d$ ainsi que par les rugosités de leurs surfaces $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_d$ respectivement pour l'antenne, le directeur et le plan de masse.

(a) Alimentation par microruban W, l, Z_0 . (b) Alimentation par sonde coaxiale Xa, d_0, Z_0 .

3.3.1 Comparaison théorie-expérience

(a) Excitation par ligne microruban

La figure 3.13 illustre nos résultats théoriques (courbe en trait plein) et expérimentaux concernant l'évolution de l'impédance d'entrée de l'antenne bicouche décrite à la figure 3.12a dans une bande de fréquence allant de 7.8 à 10.95 GHz.

Les résultats théoriques, obtenus en utilisant une discrétisation linéaire ($N_1 = 500$), sont en bon accord avec les mesures obtenues à l'aide d'un analyseur vectoriel Wiltron 360.

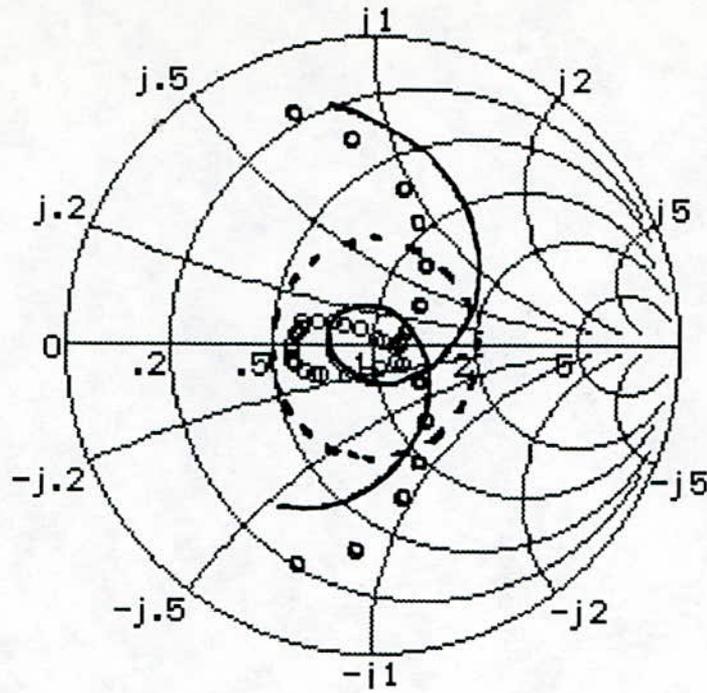


Fig. 3.13. Impédance d'entrée d'une antenne bicouche de forme circulaire.
 $R_1 = 5.00$ mm, $R_2 = 4.95$ mm, $H_1 = H_2 = 1.524$ mm, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.53$,
 $\text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.00015$.
 Alimentation par ligne microruban $W = 4.5$ mm; $l = 22$ mm; $Z_0 = 50 \Omega$; $k_{12} = 0.19$.
 Discrétisation linéaire $N_1 = 500$. Impédance de normalisation $Z_{\text{nor}} = 230 \Omega$.

ooo Mesures

— Théorie

La bande passante, déterminée conformément à la relation 2-28 pour un taux d'ondes stationnaires inférieur ou égal à 2 (cercle en pointillés) est de l'ordre de 16.6 % alors qu'elle était de 5.8 % sans directeur (Fig. 3.6). La présence du directeur a permis donc un élargissement bénéfique très appréciable de la bande passante. Le choix de la valeur 230Ω pour l'impédance de normalisation permet de centrer au mieux les boucles de résonance au centre de l'abaque de Smith.

b) Excitation par sonde coaxiale

Les figures 3.14 à 3.16 représentent l'évolution de l'impédance d'entrée d'une structure rayonnante bicouche alimentée par une sonde coaxiale (Fig. 3.12b) pour trois valeurs différentes du rayon R_2 du directeur.

$R_1 = 6.85$ mm, R_2 variables (6.65 mm, 6.45 mm, 6.25 mm) et $t_1 = t_2 = 18 \mu\text{m}$.

$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $\text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.0009$, $H_1 = H_2 = 1.6$ mm.

$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_d = 55.6$ MS/m, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_d = 0.5 \mu\text{m}$.

Alimentation par sonde coaxiale avec $X_a = 2.75$ mm; $d_0 = 1.3$ mm et $Z_0 = 50 \Omega$.

Plan de masse circulaire de rayon $a = 60$ mm, $Z_{\text{nor}} = 30 \Omega$.

Bande de fréquences [6.5 - 8.65] GHz.

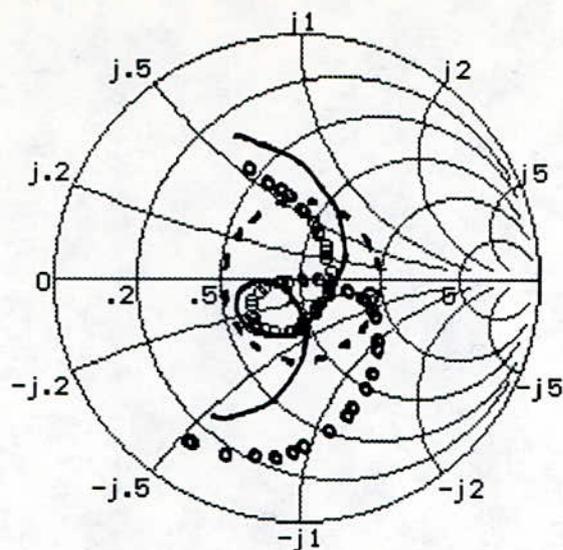


Fig. 3.14. $R_2 = 6.65$ mm. $\circ\circ\circ$ Mesures [105], — Théorie avec $N_1 = 500$.

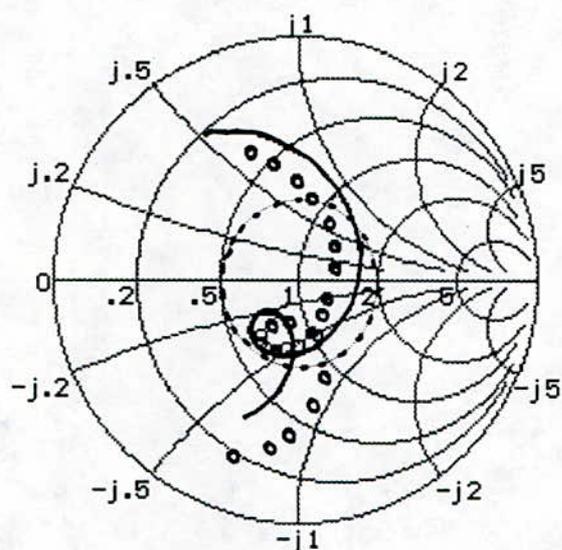


Fig. 3.15. $R_2 = 6.45$ mm. $\circ\circ\circ$ Mesures [105], — Théorie avec $N_1 = 500$.

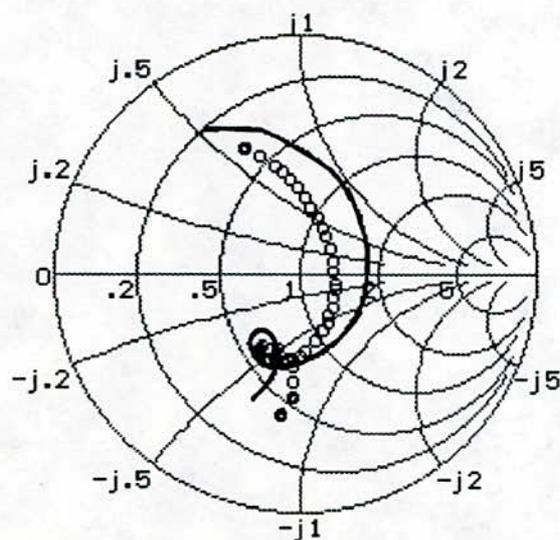


Fig. 3.16. $R_2 = 6.25$ mm. $\circ\circ\circ$ Mesures [105], — Théorie avec $N_1 = 500$.

Le choix de la position du point d'excitation à 2.75 mm du centre de l'antenne permet d'adapter sensiblement l'impédance d'entrée de la structure rayonnante au circuit d'alimentation. La valeur 30Ω de l'impédance de normalisation Z_{nor} favorise le déplacement des boucles de couplage vers le centre de l'abaque de Smith.

Dans les trois configurations, nos résultats théoriques sont en bon accord avec les valeurs expérimentales [105], particulièrement au niveau de la résonance et de la boucle de couplage. Les caractéristiques essentielles de ces trois cas sont résumées dans le tableau comparatif 3.1.

Tab. 3.1. Comparaison théorie-expérience.

R_2 (mm)	Théorie				Mesures			
	f_1 (GHz)	f_2 (GHz)	B (%)	$(Re)_r$ (Ω)	f_1 (GHz)	f_2 (GHz)	B (%)	$(Re)_r$ (Ω)
6.65	6.78	8.08	17.52	39	6.62	8.05	19.50	42
6.45	7.00	8.25	16.40	51	6.83	8.23	18.50	41
6.25				53				40

Les fréquences f_1 et f_2 sont définies au paragraphe 2.4.1.

$(Re)_r$ est la partie réelle de l'impédance d'entrée à la première résonance.

Au fur et à mesure que le rayon du directeur décroît, la boucle de couplage devient de plus en plus petite et glisse vers les réactances négatives. La décroissance des dimensions du directeur entraîne également une diminution de la bande passante. Pour $R_2 = 6.25$ mm, les deux boucles de couplage (théorique et expérimentale) se situent en dehors du cercle défini par un $TOS \leq 2$. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas relevé la bande passante pour cette configuration.

La figure 3.17 permet d'examiner le cas d'une structure rayonnante bicouche, alimentée par sonde coaxiale, pour laquelle les deux substrats ne diffèrent que par leurs épaisseurs. Les paramètres de cette structure sont les suivants:

$$R_1 = 12.2 \text{ mm}, R_2 = 12.1 \text{ mm}, t_1 = t_2 = 9 \mu\text{m}.$$

$$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.33, \text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.0012, H_2 = H_1 / 2 = 1.524 \text{ mm}.$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_d = 55.6 \text{ MS/m}, \Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_d = 0.5 \mu\text{m}.$$

Alimentation par sonde coaxiale avec $X_a = 11.8$ mm, $d_0 = 0.65$ mm et $Z_0 = 50 \Omega$

Plan de masse circulaire de rayon $a = 12$ cm. $Z_{nor} = 200 \Omega$.

Bande de fréquences [3.9 - 4.6] GHz.

Les résultats expérimentaux, obtenus à l'aide d'un analyseur vectoriel Wiltron 360, corroborent les résultats théoriques, particulièrement au niveau de la boucle de couplage. Compte tenu de la position de cette boucle, trop éloignée du centre et de l'axe réel de l'abaque

de Smith, la structure rayonnante ainsi obtenue est du type bifréquence, c'est à dire qu'elle possède deux fréquences de résonance bien distinctes assez éloignées l'une de l'autre. C'est la raison pour laquelle, les deux boucles de couplage (théorique et expérimentale) sont situées en dehors du cercle $TOS \leq 2$.

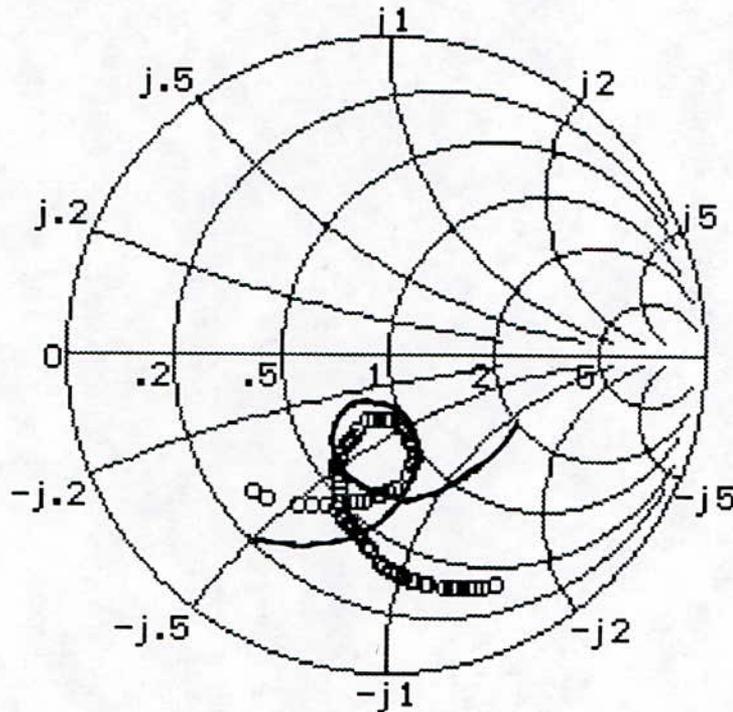


Fig. 3.17. Impédance d'entrée dans la bande 3.9-4.6 GHz
 ooo Mesures ——— Théorie avec $N_1 = 500$.

3.3.2. Influence des divers paramètres

a) Influence du rayon R_2 du directeur

L'influence du rayon R_2 du conducteur supérieur (directeur) sur l'évolution de l'impédance d'entrée d'une structure bicouche est illustrée par la figure 3.18. Les paramètres de la structure considérée (Fig. 3.12b) sont les suivants:

$$R_1 = 6.85 \text{ mm}, R_2 = \text{variable}, t_1 = t_2 = 18 \text{ } \mu\text{m}.$$

$$\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17, \text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.0009, H_1 = H_2 = 1.6 \text{ mm}.$$

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_d = 55.6 \text{ MS/m}, \Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_d = 0.5 \text{ } \mu\text{m}.$$

$$\text{Sonde coaxiale avec } X_a = 3.5 \text{ mm}, d_0 = 1.3 \text{ mm et } Z_0 = 50 \text{ } \Omega.$$

$$\text{Plan de masse circulaire de rayon } a = 60 \text{ mm. } N_1 = 500.$$

$$Z_{\text{nor}} = 50 \text{ } \Omega; \text{ bande de fréquence } [6.5 - 8.5] \text{ GHz}.$$

Le choix de la position du point d'excitation à une distance de 3.5 mm du centre de l'antenne nous permet de ramener les boucles de couplage aussi près que possible du centre de l'abaque à l'aide d'une impédance de normalisation standard égale à 50 Ω .

Comme nous l'avons déjà constaté théoriquement et expérimentalement sur les figures 3.14 à 3.16, il s'avère effectivement que la décroissance des dimensions du directeur entraîne une diminution de la bande passante et de la taille des boucles de couplage qui se déplacent vers la partie des réactances négatives de l'abaque. Lorsque le rayon du directeur est supérieur à celui de l'antenne, le point double de la boucle est situé dans la partie inductive. Dans le cas contraire, ce point se trouve dans la partie capacitive. Il est donc possible de trouver une dimension adéquate du rayon du directeur donnant une boucle de couplage la mieux centrée possible avec un point double sur l'axe réel. Dans ce cas, la structure rayonnante obtenue pourrait être modélisée à l'aide de circuits électriques équivalents [131]. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par J. BENNEGUEOUCHE [146] à l'aide de la méthode de l'équation intégrale résolue dans le domaine spectral.

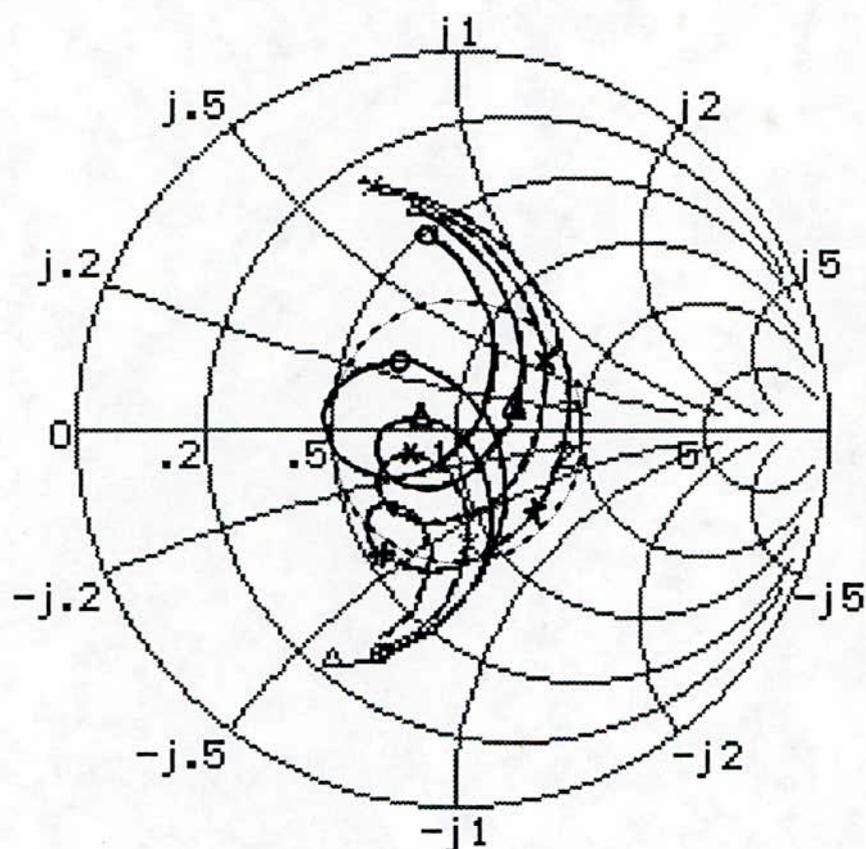


Fig. 3.18. Influence du rayon R_2 du directeur sur l'impédance d'entrée dans la bande 6.5-8.5 GHz.

O $R_2 = 7.00$ mm, $\Delta R_2 = 6.84$ mm, $\times R_2 = 6.65$ mm, $+ R_2 = 6.45$ mm.

b) Influence de la position du point d'excitation

La figure 3.19 illustre l'effet de la position du point d'excitation sur l'évolution de l'impédance d'entrée de la structure bicouche précédente pour laquelle le rayon du directeur est fixé égal à celui de l'antenne.

Comme pour l'antenne monocouche, l'impédance d'entrée diminue (en parties réelle et imaginaire) lorsque le point d'excitation se déplace vers le centre de l'antenne. Pour une excitation au voisinage immédiat du centre de la structure, la boucle de couplage se réduit pratiquement à un point situé très près de l'axe réel.

Les dimensions des éléments rayonnants, dont les deux extrémités sont ouvertes, sont de l'ordre de la demi-longueur d'onde. Par conséquent, l'impédance ramenée vers le point d'excitation, se déplaçant vers le centre de l'antenne, devient de plus en plus faible.

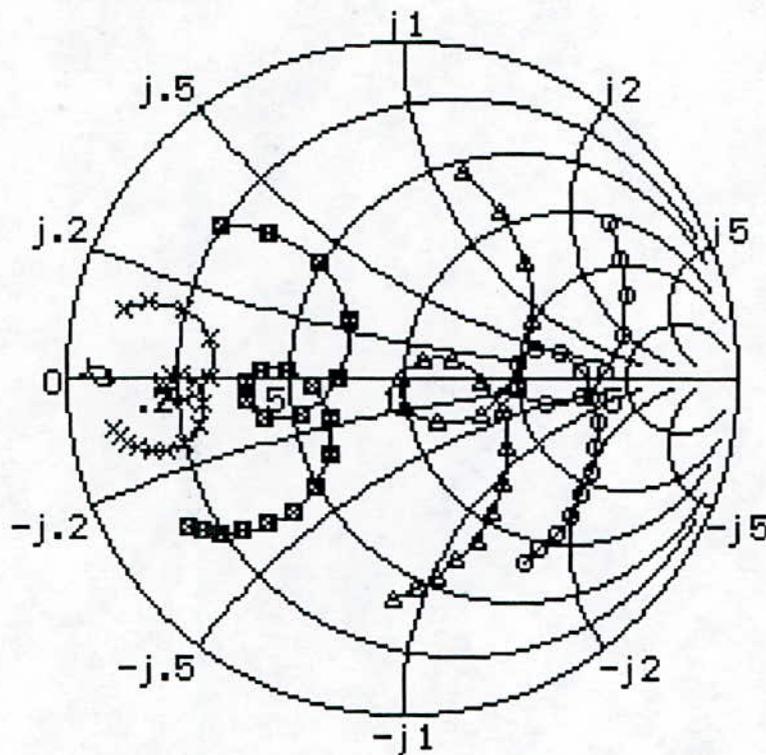


Fig. 3.19. Influence de la position du point d'excitation X_a sur l'impédance d'entrée dans la bande 6.5-8.5 GHz.

o $X_a = 6.20$ mm, Δ $X_a = 4.5$ mm, \square $X_a = 2.50$ mm,
 x $X_a = 1.5$ mm, — $X_a = 0.65$ mm.

c) Influence de l'épaisseur du substrat supérieur

L'influence de l'épaisseur H_2 du substrat supérieur sur l'évolution de l'impédance d'entrée d'une antenne bicouche est illustrée par la figure 3.20. La structure considérée est celle étudiée précédemment (§ 3.3.2.b) pour laquelle on fait varier l'épaisseur H_2 tout en fixant la position du point d'excitation à 3.5 mm permettant d'obtenir les boucles de couplage les mieux centrées sur l'abaque à l'aide d'une impédance de normalisation de 50Ω .

Lorsque l'épaisseur H_2 augmente, la boucle de couplage diminue en se déplaçant vers les réactances positives ($(H_2 > H_1)$). A partir d'une certaine valeur limite de H_2 , cette boucle

disparaît complètement et nous obtenons alors une courbe semblable à celle d'une antenne sans directeur car l'effet du couplage devient insignifiant.

Par contre, lorsque le directeur s'approche de l'antenne ($H_2 < H_1$), l'effet du couplage devient trop fort. Les boucles de couplage deviennent trop grandes en se déplaçant vers les réactances négatives. Au delà d'une certaine valeur limite de H_2 , ces boucles sortent complètement du cercle $TOS \leq 2$ et la structure rayonnante présente alors un caractère bifréquence. L'effet large bande est obtenu pour un couplage moyen que l'on obtient lorsque les épaisseurs H_1 et H_2 des deux substrats sont très voisines.

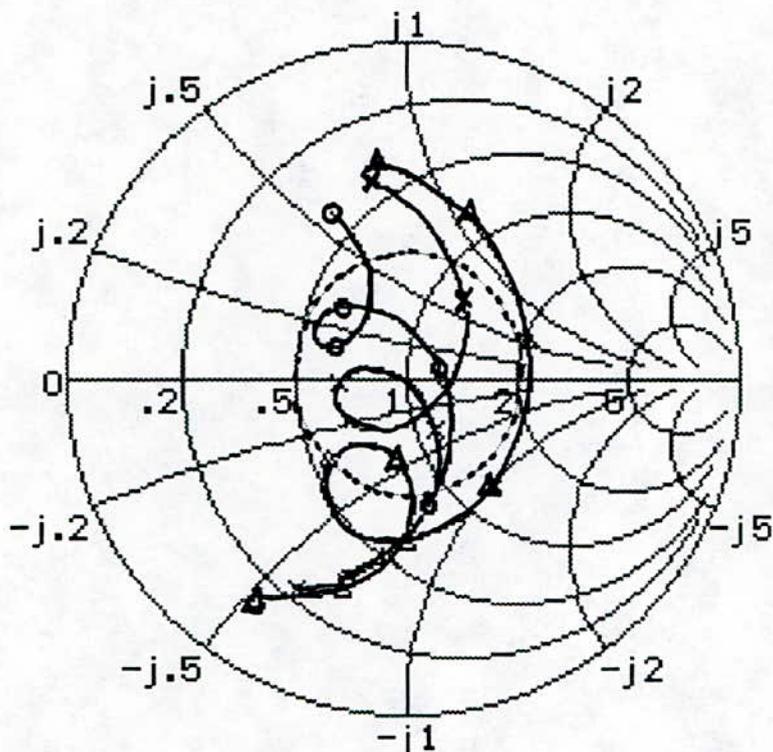


Fig. 3.20. Influence de l'épaisseur H_2 du substrat supérieur sur l'impédance d'entrée dans la bande 6.5-8.5 GHz.

○ $H_2 = 2 H_1$ × $H_2 = H_1$ Δ $H_2 = H_1/2$

3.4. Distribution des courants

3.4.1. Cas d'une structure monocouche

La figure 3.21 représente les variations des courants de conduction et de polarisation (module et phase) le long d'une antenne de forme circulaire. Les paramètres de cette structure rayonnante alimentée par une ligne microruban (Fig. 3.2a) sont les suivants:

Elément rayonnant de rayon $R = 6.85 \text{ mm}$; $t = 18 \text{ }\mu\text{m}$.

Substrat diélectrique $\epsilon_r = 2.17$; $\text{tg}\delta = 0.0009$; $H = 1.6 \text{ mm}$.

Caractéristiques des conducteurs $\sigma = \sigma_d = 55.6 \text{ MS/m}$, $\Delta = \Delta_d = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Alimentation par ligne microruban $W = 4.8 \text{ mm}$, $l = 13.2 \text{ mm}$, $Z_0 = 50 \text{ }\Omega$.

Plan de masse circulaire de rayon $a = 60 \text{ mm}$.

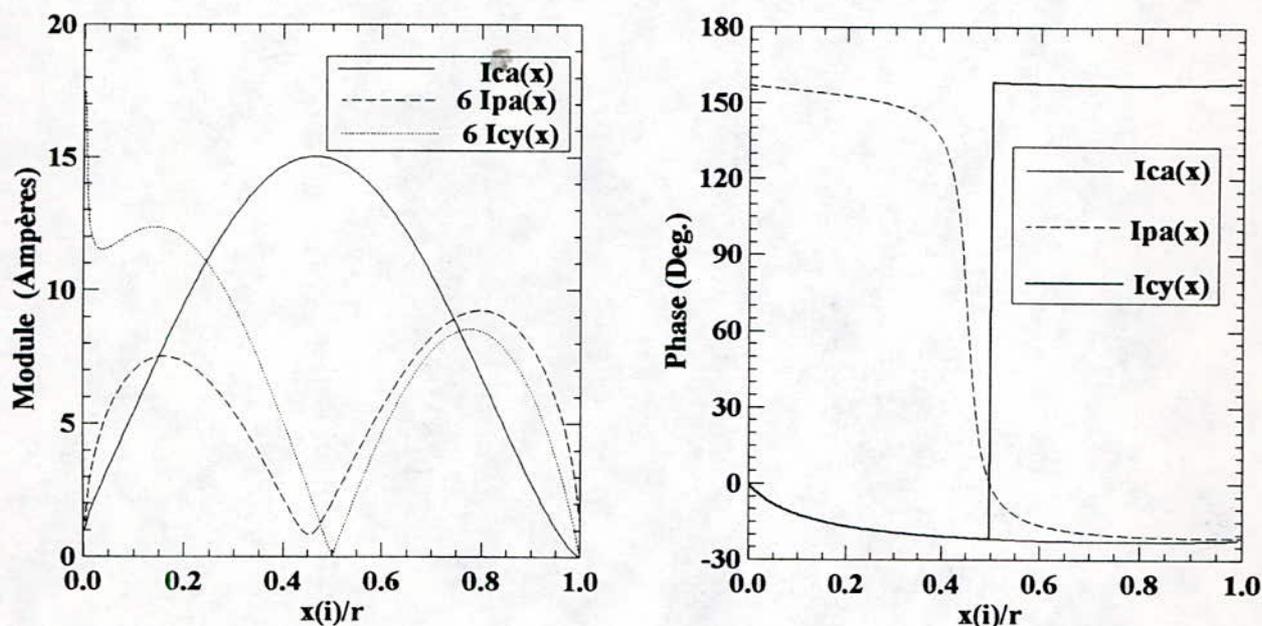


Fig. 3.21. Distribution des courants (module et phase) de conduction et de polarisation le long d'une antenne circulaire alimentée par microruban.

$$r = \frac{2R}{\lambda_0}, \text{ fréquence de travail } 7.1 \text{ GHz, discrétisation linéaire } N_1 = 500.$$

Les modules des courants de polarisation $I_{pa}(x)$ et de conduction transverse $I_{cy}(x)$ sont faibles par rapport au module du courant de conduction axial $I_{ca}(x)$. C'est la raison pour laquelle ils sont multipliés par un facteur 6 pour la commodité de lecture sur le même graphe.

a) Courant de conduction axial

Le module du courant de conduction axial $I_{ca}(x)$ passe par un maximum au voisinage du centre de l'antenne. Il est égal à un (01) ampère au niveau du point d'excitation ($x = 0$) conformément à la condition d'excitation imposée (relation 2-33). A l'autre extrémité ($x = r$), il présente un minimum dont la valeur (0.06 A) est pratiquement négligeable car nous avons affaire à un circuit ouvert à ce niveau.

La phase du courant axial, pratiquement constante loin du point d'excitation ($x > r/2$), varie très peu au voisinage de celui-ci dans la zone où le module est faible. Elle passe de -1° en $x = 0$ à -23° en $x = r$.

Ainsi, le courant de conduction axial présente une légère dissymétrie par rapport au centre de l'élément rayonnant. Cette dissymétrie est due à la présence du point d'excitation à l'entrée de l'antenne. Toutefois, la distribution de ce courant présente une similitude avec celle du courant le long d'une antenne filaire demi-onde en régime d'ondes stationnaires à savoir deux minimums aux extrémités et un maximum au milieu.

b) Courant de polarisation

La distribution du courant de polarisation $I_{pa}(x)$ le long de l'antenne présente une légère dissymétrie par rapport au milieu ($x = r/2$) de la structure. Son module est minimum mais non nul (0.20 A en $x = 0$ et 0.22 A en $x = r$) aux deux extrémités de l'élément rayonnant. Ceci est dû au fait que les largeurs $W(1)$ et $W(N_1)$ des tranches élémentaires (Fig. 2.1) aux deux extrémités de l'antenne ne sont pas nulles. Au voisinage du milieu de la structure rayonnante ($x = 0.452 r$), ce module est également minimum mais non nul (0.14 A) car si à ce niveau la largeur de la tranche élémentaire est grande, les tensions ondes incidente et réfléchie sont minimales. Compte tenu de la définition du courant polarisation (relation 2-32) et du fait que les maximums de la largeur $W(n)$ et de la tension ($V^i(n) + V^r(n)$) sont respectivement situés au milieu ($x = r/2$) et aux extrémités de l'antenne, le module de ce courant présente deux maxima situés d'une part entre $x = 0$ et $x = r/2$ et d'autre part, entre $x = r/2$ et $x = r$. Ces deux maxima ont pour valeurs 1.25 A en $x = 0.157 r$ et 1.54 A en $x = 0.787 r$.

La phase de ce courant varie très peu de part et d'autre du milieu de l'antenne. Positive pour $0 \leq x < r/2$, elle devient négative pour $r/2 < x \leq r$ en s'annulant en $x = r/2$, passant ainsi de 157° au point d'excitation à -23° à l'extrémité ouverte de l'antenne. Autrement dit, aux deux extrémités de cette antenne, les courants de polarisation sont pratiquement égaux mais en opposition de phase.

c) Courant de conduction transverse

Le module du courant de conduction transverse $I_{cy}(x)$ est maximum (2.9 A) au niveau du point d'excitation ($x = 0$) et pratiquement nul (0.02 A) au milieu de l'antenne ($x = r/2$) conformément à l'allure elliptique de la "ligne de courant centre de gravité" (Fig. 2.18). Pratiquement nul (0.09 A) à l'extrémité ouverte ($x = r$) de l'antenne, il présente deux maxima, situés au voisinage des foyers de l'ellipse, dont les valeurs sont de 2.06 A en $x = 0.14 r$ et de 1.42 A en $x = 0.777 r$.

Constante et égale à la phase du courant de conduction axial pour $r/2 < x \leq r$, la phase du courant de conduction transverse subit un brusque saut de phase de $+180^\circ$ à la traversée du milieu de l'antenne ($x = r/2$), passant ainsi de -22° à 158° pour $x > r/2$. Ainsi, dans le demi-plan

supérieur de l'antenne, les courants de conduction axial et transverse sont en phase pour $x < r/2$ et en opposition de phase pour $x > r/2$ conformément à l'évolution de la "ligne de force centre de gravité" (Fig. 2.18). Par contre, les courants de polarisation et de conduction transverse sont quasiment en opposition de phase le long de la structure rayonnante.

3.4.2. Cas d'une structure bicouche

A l'antenne précédente nous associons un élément parasite (directeur), ayant la même forme et le même axe de symétrie, pour obtenir la structure bicouche illustrée par la figure 3.12a dont les paramètres sont les suivants:

Eléments rayonnants: $R_1 = 6.85$ mm, $R_2 = 6.45$ mm; $t_1 = t_2 = 18$ mm.

Substrats diélectriques: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $\text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.0009$, $H_1 = H_2 = 1.6$ mm.

Caractéristiques des conducteurs: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_d = 55.6$ MS/m, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_d = 0.5$ μm .

Alimentation par microruban $W = 4.8$ mm; $l = 13.2$ mm et $Z_0 = 50$ Ω .

Plan de masse circulaire de rayon $a = 60$ mm.

La figure 3.22 représente les distributions (module et phase) des courants de conduction et de polarisation le long de l'antenne et du directeur à une fréquence de 7.1 GHz.

Le long de l'antenne, nous obtenons pratiquement les mêmes résultats que dans le cas de la structure monocouche étudiée précédemment. Les amplitudes des courants sont toutefois plus élevées à cause de l'effet du couplage.

Au niveau du directeur, élément non alimenté, les distributions des courants présentent une bonne symétrie par rapport au milieu ($x = r_2 / 2$) de la structure rayonnante.

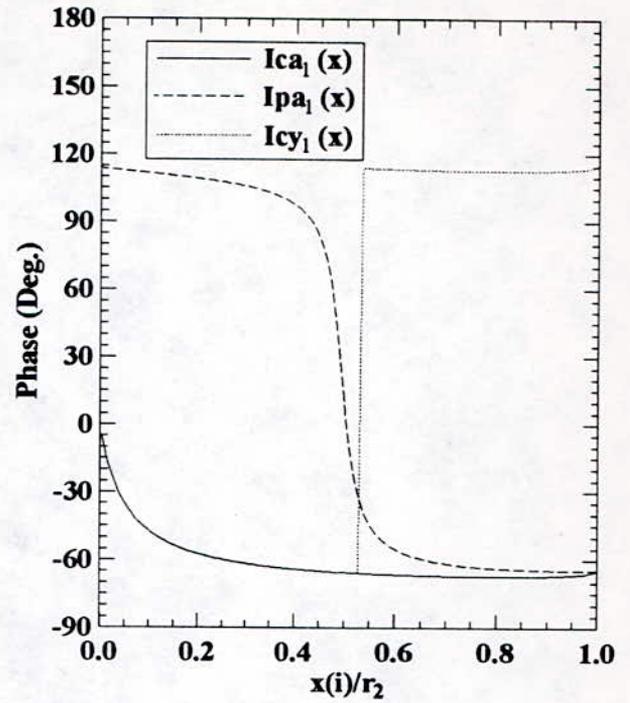
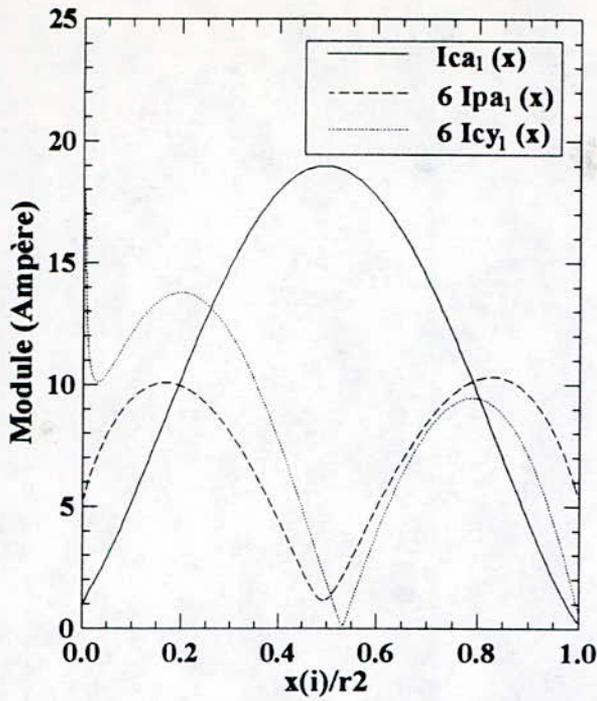
a) Courant de conduction axial le long du directeur

Le module du courant de conduction axial $I_{ca_2}(x)$ présente un maximum au milieu du directeur ($x = r_2 / 2$) et il est pratiquement nul aux deux extrémités ouvertes conformément aux conditions aux limites (§ chap.2). Quant à sa phase, elle est pratiquement constante le long du conducteur supérieur, allant de 97° en $x = 0$ à 94° en $x = r_2$.

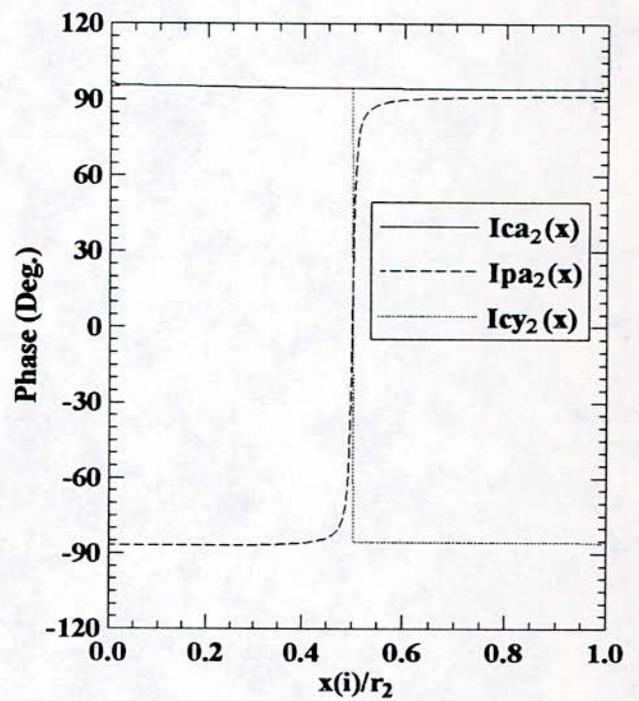
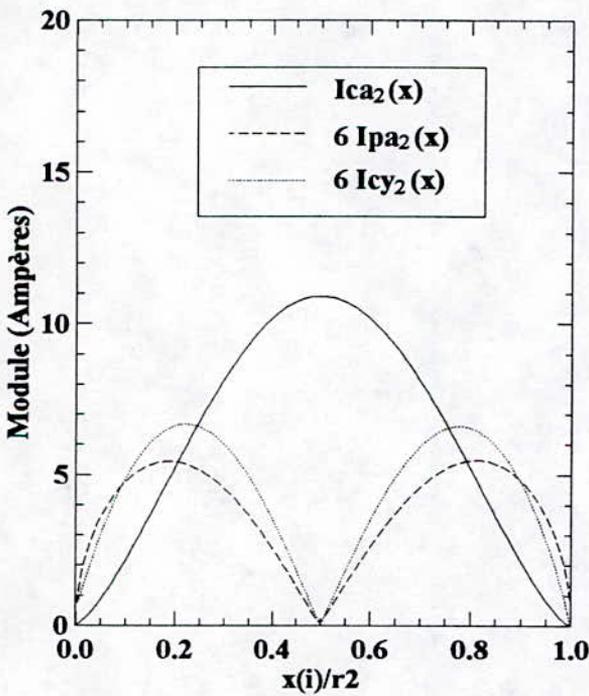
Le diamètre du directeur est de l'ordre de la demi-longueur d'onde, raison pour laquelle la distribution du courant de conduction axial le long de cet élément est pratiquement identique à celle du courant circulant sur une antenne filaire demi-onde en régime d'ondes stationnaires. Le courant de conduction axial sur le directeur peut être alors approximé par une distribution de la forme

$$I_{ca_2}(x) = I_m \sin[k(2R_2 - x)] \quad (3-3)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ et $I_m = I_{ca_2}(x = R_2)$



(a)



(b)

Fig. 3. 22. Distribution des courants (module et phase) le long d'une antenne bicouche de forme circulaire alimentée par ligne microruban.

(a) le long de l'antenne (b) le long du directeur

Discretisation linéaire $N_1 = 500$.; fréquence de travail 7.1 GHz; $r_1 = \frac{2R_1}{\lambda_0}$ et $r_2 = \frac{2R_2}{\lambda_0}$.

b) Courant de polarisation sur le directeur

Le module du courant de polarisation $I_{pa_2}(x)$ le long du directeur présente une symétrie parfaite par rapport au milieu de la structure rayonnante ($x = r_2/2$) où il est pratiquement nul (0.01 A) avec deux maxima symétriques, de valeur 0.9 A, de part et d'autre situés en $x = 0.187 r_2$ et en $x = 0.812 r_2$.

La phase de ce courant est pratiquement constante de part et d'autre du milieu de la structure où elle subit un saut de phase de $+180^\circ$, passant ainsi de -90° pour $0 \leq x < r_2/2$ à $+90^\circ$ pour $r_2/2 < x \leq r_2$.

c) Courant de conduction transverse sur le directeur

Le module du courant de conduction transverse $I_{cy_2}(x)$ le long du directeur présente une légère dissymétrie par rapport au milieu ($x = r_2/2$) où il est pratiquement nul (0.01 A). Il possède deux maxima symétriques, de valeur 1.1 A, par rapport à ce milieu. Ces deux maxima sont situés au voisinage des foyers de l'ellipse "ligne de courant centre de gravité" (Fig. 2.19) respectivement en $x = 0.22 r_2$ et en $x = 0.77 r_2$. Ce module présente également deux minima aux extrémités ouvertes dont les valeurs sont de 0.12 A en $x = 0$ et de 0.07 A en $x = r_2$.

La phase de ce courant est pratiquement constante de part et d'autre du milieu du directeur où elle subit un brusque saut de phase de -180° passant ainsi de 94° en $x = 0.4975 r_2$ à -86° en $x = 0.5025 r_2$. Comme pour l'antenne, les courants de conduction axial et transverse ont la même phase pour $x < r_2/2$ et sont en opposition de phase pour $x > r_2/2$. Le courant de polarisation est constamment en opposition de phase avec le courant de conduction transverse le long du directeur.

3.5 Diagrammes de rayonnement

3.5.1. Cas de la structure monocouche

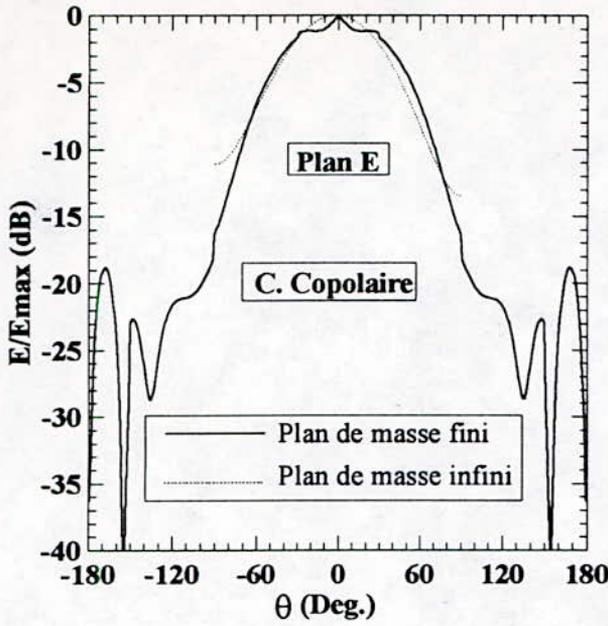
La figure 3.23 illustre les diagrammes de rayonnement de l'antenne monocouche décrite par la figure 3.2.a mais avec un plan de masse circulaire de rayon a . Les champs normalisés sont tracés, dans les plans E et H, en composantes copolaire et contrapolaire et calculés avec un plan de masse infini (eq. 2-59 à 2-62) et fini (eq. 2-206) afin de mettre en évidence la diffraction par les bords.

Dans le plan E (Fig. 3.23a), la composante contrapolaire est strictement nulle (eq. 2-60) car d'une part, le courant de polarisation n'intervient pas (eq. 2-56) et d'autre part, les courants de conduction transverses, égaux et opposés par rapport à l'axe de symétrie Ox de la structure rayonnante (Fig. 2-16), ont alors un effet nul.

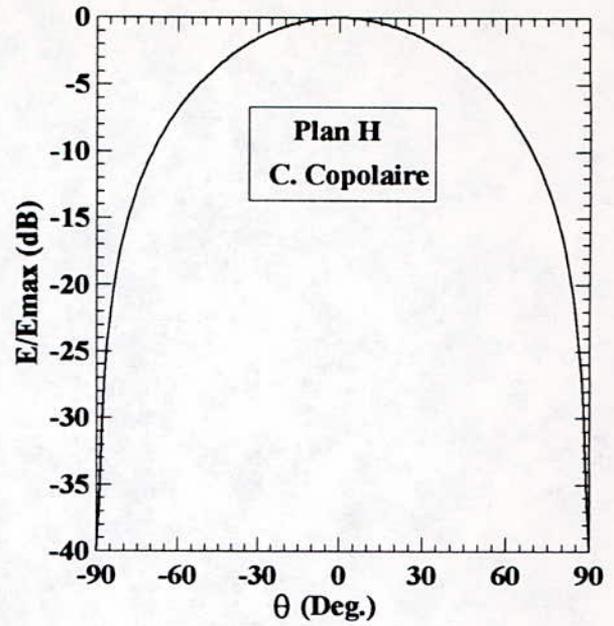
La composante copolaire n'est pas nulle au voisinage du plan de masse ($\theta = \pm 90^\circ$) à cause du courant de polarisation non nul à ce niveau (Fig. 3.21). Cette composante copolaire n'est pas symétrique par rapport à la direction du rayonnement maximum ($\theta = 0^\circ$). Cela est dû à la dissymétrie du module et aux variations de phase le long de l'antenne des courants sources, à savoir les courants de conduction axial et de polarisation (eq. 2-59). Au delà de $\theta = \pm 90^\circ$, le champ copolaire arrière manifeste un caractère oscillant dû à la contribution du champ diffracté par les bords du plan de masse. Ce champ diffracté a été déterminé à l'aide de la théorie uniforme de la diffraction et du principe des courants équivalents (§ 2.8).

Dans le plan H, le champ copolaire arrière ($|\theta| \geq 90^\circ$) est pratiquement nul (inférieur à -40 dB) car le courant de polarisation non nul aux deux extrémités de l'antenne n'intervient pas (eq. 2-61). Ce champ copolaire (Fig. 2.23b) n'est pas modifié par l'effet du plan de masse fini. En effet, l'épaisseur H du substrat étant très faible devant le rayon du plan de masse (Fig. 2.21), le champ issu de la source arrive avec une incidence rasante et le coefficient de diffraction D_s (annexe C) relatif à la polarisation horizontale est alors nul. Par conséquent le champ total calculé (eq. 2-206) se réduit uniquement à sa composante déterminée avec un plan de masse infini. C'est la raison pour laquelle le tracé de cette composante copolaire n'est effectué que dans l'intervalle $[-90^\circ, 90^\circ]$.

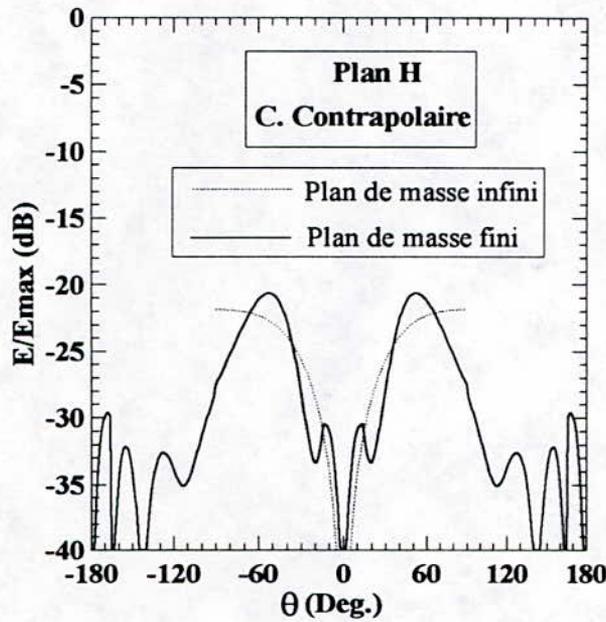
Contrairement à ce qui se passe dans le plan E, la composante contrapolaire dans le plan H n'est pas nulle (Fig. 3.23c). Elle est due aux courants de polarisation et de conduction transverse (eq. 2-62). Ce champ subit l'effet du plan de masse fini qui se traduit par des oscillations au delà de $\theta = \pm 90^\circ$ dues à la contribution du champ diffracté par les bords. La composante GO (plan de masse infini) du champ contrapolaire présente deux maxima de l'ordre de -22 dB situés en $\theta = \pm 90^\circ$. Par contre, lorsque le plan de masse est considéré avec ses dimensions réelles, le champ contrapolaire possède deux maxima de l'ordre de -20.7 dB au voisinage de $\theta = \pm 53^\circ$ et présente des variations avec deux pics de -30 dB en $\theta = \pm 14^\circ$ et deux creux de -34 dB au niveau de $\theta = \pm 20^\circ$. Ce champ est quasiment nul en $\theta = 0$, direction du rayonnement maximum des champs copolaires dans les plans E et H.



(a)



(b)



(c)

Fig. 3.23. Diagramme de rayonnement d'une antenne monocouche de forme circulaire.

Élément rayonnant de rayon $R = 6.85 \text{ mm}$, $t = 18 \text{ }\mu\text{m}$.

Substrat diélectrique $\epsilon_r = 2.17$, $\text{tg}\delta = 0.0009$, $H = 1.6 \text{ mm}$.

Caractéristiques des conducteurs $\sigma = \sigma_d = 55.6 \text{ MS/m}$, $\Delta = \Delta_d = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$.

Alimentation par ligne microruban $W = 4.8 \text{ mm}$, $l = 13.2 \text{ mm}$, $Z_0 = 50 \text{ }\Omega$.

Plan de masse circulaire de rayon $a = 60 \text{ mm}$.

Discretisation linéaire $N_1 = 500$, fréquence de travail 7.1 GHz .

La figure 3.24 illustre l'effet de la fréquence sur les diagrammes de rayonnement de la structure rayonnante monocouche précédente. Elle représente les champs rayonnés calculés pour trois fréquences différentes dans le cas d'un plan de masse infini.

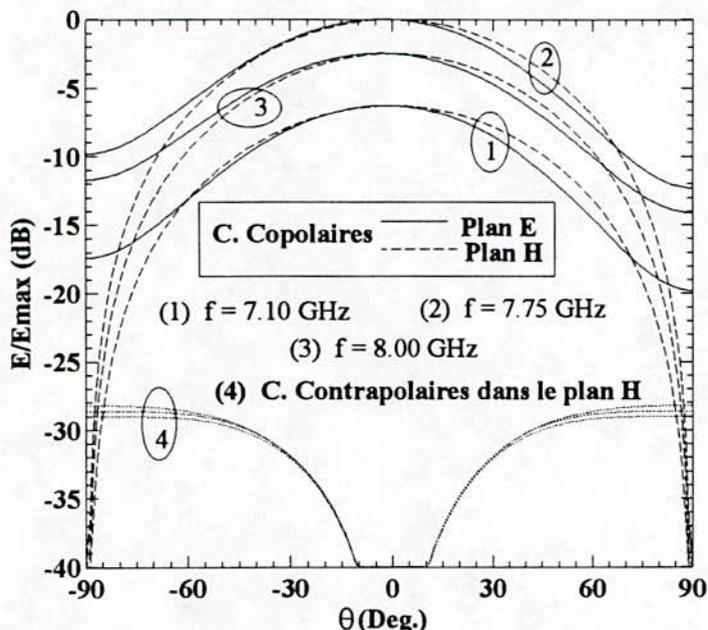


Fig. 3.24. Diagramme de rayonnement pour trois fréquences distinctes de la bande passante (plan de masse infini).

Les composantes copolaires sont notées respectivement (1), (2) et (3) (trait plein pour le plan E et trait discontinu dans le plan H) pour les fréquences 7.10, 7.75 et 8.00 GHz. Le réseau de courbes (4) représente les champs contrapolaires dans le plan H pour ces mêmes fréquences.

Nous constatons que le niveau le plus élevé, des composantes copolaires dans les plans E et H, est obtenu à 7.75 GHz correspondant pratiquement à la fréquence résonance de l'antenne considérée (§ Fig. 3.5). Par contre, l'effet de la fréquence est moins significatif pour les champs contrapolaires. Le tableau 3.2, résumant sommairement l'effet de la fréquence sur les champs rayonnés, montre que le rapport le plus élevé entre les niveaux maximums des champs copolaires et contrapolaires notés respectivement E_{comax} et $E_{crosmax}$ est également obtenu à la fréquence à cette fréquence.

Tab. 3.2. Influence de la fréquence sur les niveaux des champs rayonnés

f(GHz)	E_{comax} (dB)	$E_{crosmax}$ (dB)	$E_{comax} / E_{crosmax}$ (dB)
7.10	-6.24	-28.20	21.96
7.75	0.00	-28.60	28.60
8.00	-2.53	-29.00	26.47

3.5.2. Cas d'une structure bicouche

3.5.2.1. Comparaison théorie-expérience

Les figures 3.25 à 3.27 permettent de confronter nos résultats théoriques aux valeurs expérimentales [105] concernant les champs rayonnés normalisés, aux fréquences 7.10, 7.75 et 8.0 GHz par la structure rayonnante bicouche décrite par la figure 3.12b et dont les paramètres sont les suivants:

Eléments rayonnants: $R_1 = 6.85$ mm, $R_2 = 6.45$ mm, $t_1 = t_2 = 18$ μ m.

Substrats diélectriques: $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $\text{tg}\delta_1 = \text{tg}\delta_2 = 0.0009$, $H_1 = H_2 = 1.6$ mm

Caractéristiques des conducteurs: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_d = 55.6$ MS/m, $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_d = 0.5$ μ m.

Alimentation par sonde coaxiale avec $X_a = 2.75$ mm, $d_0 = 1.3$ mm et $Z_0 = 50$ Ω .

Plan de masse circulaire de rayon $a = 60$ mm. Discrétisation linéaire $N_1 = 500$.

Les résultats théoriques sont illustrés aussi bien pour un plan de masse supposé infini (théorie GO) que pour un plan de masse fini (théorie UTD) afin de mettre en évidence la contribution du champ diffracté par les bords. Les valeurs expérimentales [105] obtenues en chambre anéchoïque donnent un niveau maximum, de la composante contrapolaire dans le plan E, inférieur à -35 dB.

Comme dans le cas de la structure monocouche, le champ contrapolaire dans le plan E est nul alors que le champ copolaire dans le plan H, calculé en tenant compte des dimensions finies du plan de masse, se réduit à sa composante GO. Le fait de tenir compte de l'effet du plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement nous a permis d'obtenir des résultats théoriques en meilleur accord avec les mesures que ceux obtenus uniquement à l'aide de la théorie GO (plan de masse infini). Cela est valable aussi bien pour le champ copolaire dans le plan E que pour le champ contrapolaire dans le plan H.

La nullité théorique de la composante contrapolaire dans le plan E est justifiée par le fait que le modèle proposé est basé uniquement sur le mode dominant quasi-TEM. Pour obtenir ce champ contrapolaire, il faut faire intervenir des modes d'ordre supérieur.

Dans le plan E, la composante copolaire présente des lobes secondaires qui ne sont pas gênants car ils ne se manifestent qu'au delà de $|\theta| \geq 120^\circ$ (rayonnement arrière) et leur niveau maximum ne dépasse pas -18 dB par rapport à celui du lobe principal.

Le niveau maximum de la composante contrapolaire dans le plan H augmente dans la bande de fréquence considérée. Il est respectivement de -18, -13.5 et -13.2 dB pour les fréquences de 7.10, 7.75, et 8.00 GHz.

Les valeurs expérimentales tout à fait conformes aux résultats théoriques prouvent à l'évidence le bien fondé de la modélisation proposée. Néanmoins, il aurait été souhaitable de disposer de plus de mesures pour étudier l'influence des divers paramètres sur les caractéristiques de rayonnement.

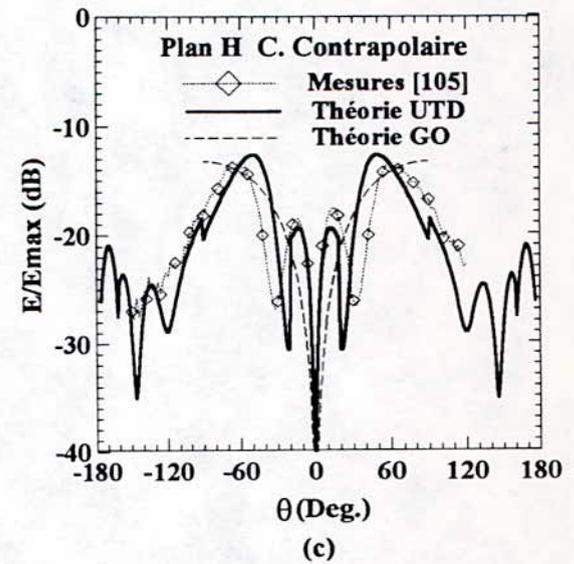
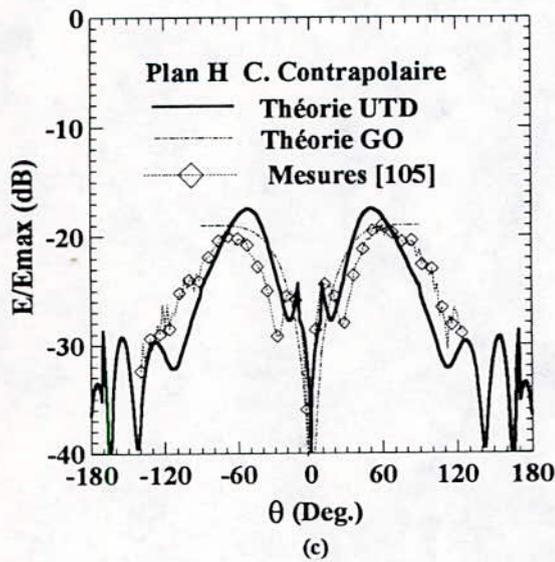
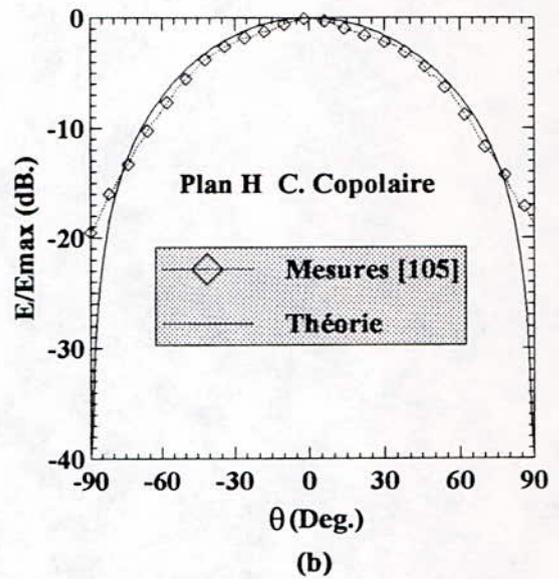
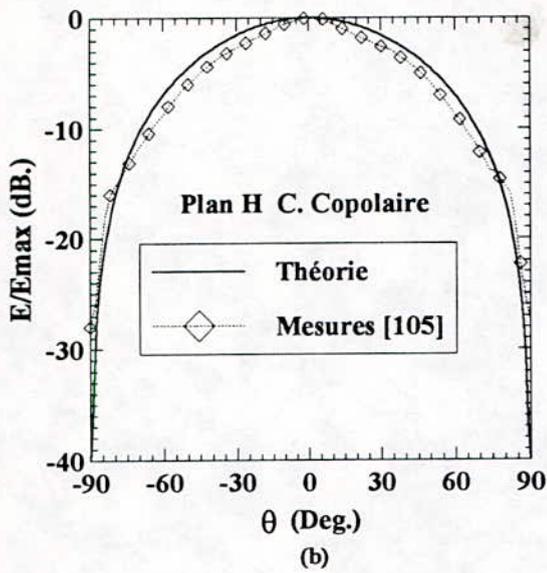
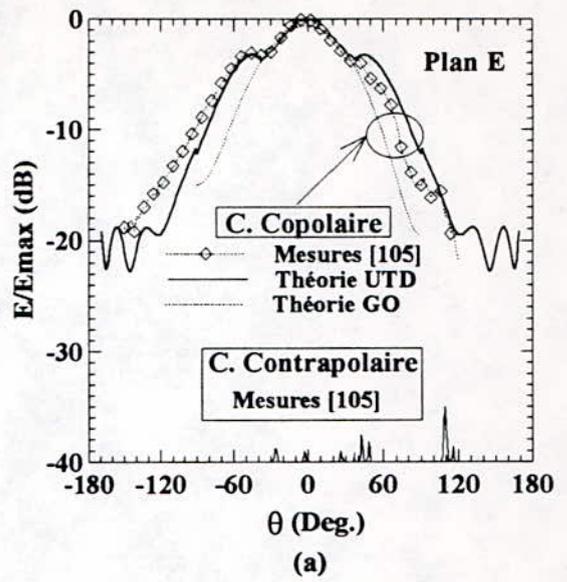
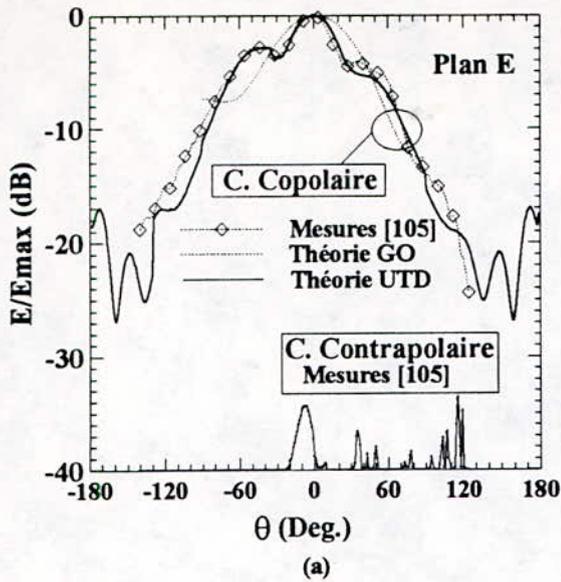


Fig. 3.25. Diagramme de rayonnement de la structure rayonnante bicouche à une fréquence de 7.1 GHz.

Fig. 3.26. Diagramme de rayonnement de la structure rayonnante bicouche à une fréquence de 7.75 GHz.

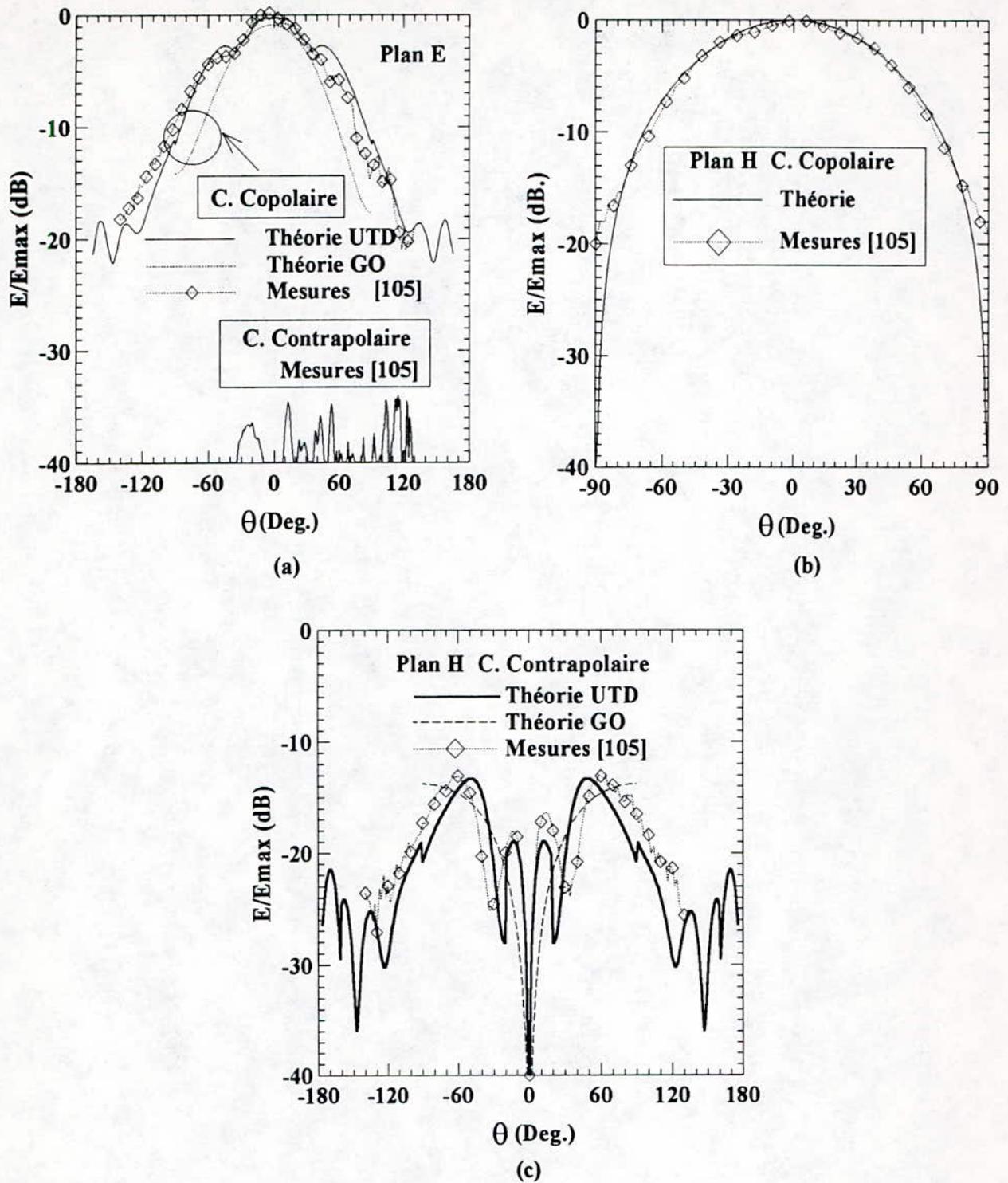


Fig. 3.27. Diagramme de rayonnement de la structure rayonnante bicouche à une fréquence de 8.00 GHz.

3.5.2.2. Evolution de la directivité en fonction de la fréquence

La figure 3.28 représente l'effet de la fréquence sur la directivité de l'antenne bicouche précédente. Les valeurs théoriques de cette directivité, exprimées en dB, peuvent être estimées à partir des angles d'ouvertures à mi-puissance des diagrammes de rayonnement dans les plans principaux à l'aide de l'expression approchée [148]

$$D(\text{dB}) = 10 \log_{10} \left(\frac{26000}{\Theta_E \Theta_H} \right) \quad (3-4)$$

Θ_E et Θ_H sont respectivement les angles d'ouverture à mi-puissance exprimés en degrés dans les plans E et H des composantes copolaires.

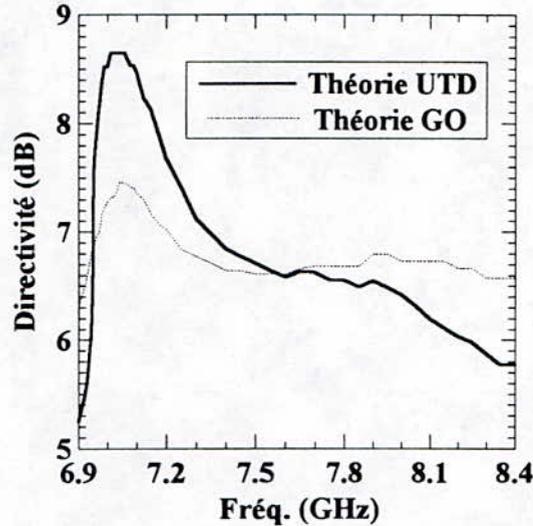


Fig. 3.28. Directivité en fonction de la fréquence de la structure rayonnante bicouche.

Nous constatons que la directivité de l'antenne bicouche considérée présente un maximum au voisinage de 7.1 GHz qui correspond pratiquement à la première fréquence de résonance de la structure rayonnante (§ Fig. 3.25). Elle subit une décroissance de part et d'autre de cette fréquence qui peut s'expliquer d'une part, par l'augmentation des angles d'ouverture à mi-puissance (-3 dB) Θ_E (Fig. 3.25a à 3.27a) et Θ_H (Fig. 3.25b à 3.27b) et d'autre part, par l'élévation du niveau de la composante contrapolaire dans le plan H.

La bande passante, déterminée à partir d'une diminution de -3 dB de la directivité par rapport à son niveau maximum, est de 19 %. Ce résultat est en bon accord avec celui obtenu à partir de l'évolution de l'impédance d'entrée en abaque de Smith, pour un TOS ≤ 2 , qui donne une valeur de 18.5 % (§ Tab. 3.1).

3.5.2.3. Comparaison antenne monocouche-antenne bicouche

La figure 3.29 représente les diagrammes de l'antenne monocouche étudiée au paragraphe 3.5.1 et ceux d'une antenne bicouche constituée de l'antenne précédente à laquelle nous associons un directeur de rayon 6.45 mm monté sur le même substrat diélectrique.

A la fréquence 7.1 GHz, le niveau des champs rayonnés est plus élevé dans le cas de l'antenne sans directeur aussi bien en composantes copolaire que contrapolaire. Ce résultat est conforme à celui obtenu par DAMIANO [149] à l'aide du modèle de l'équation intégrale résolue dans le domaine spectral par une méthode des moments.

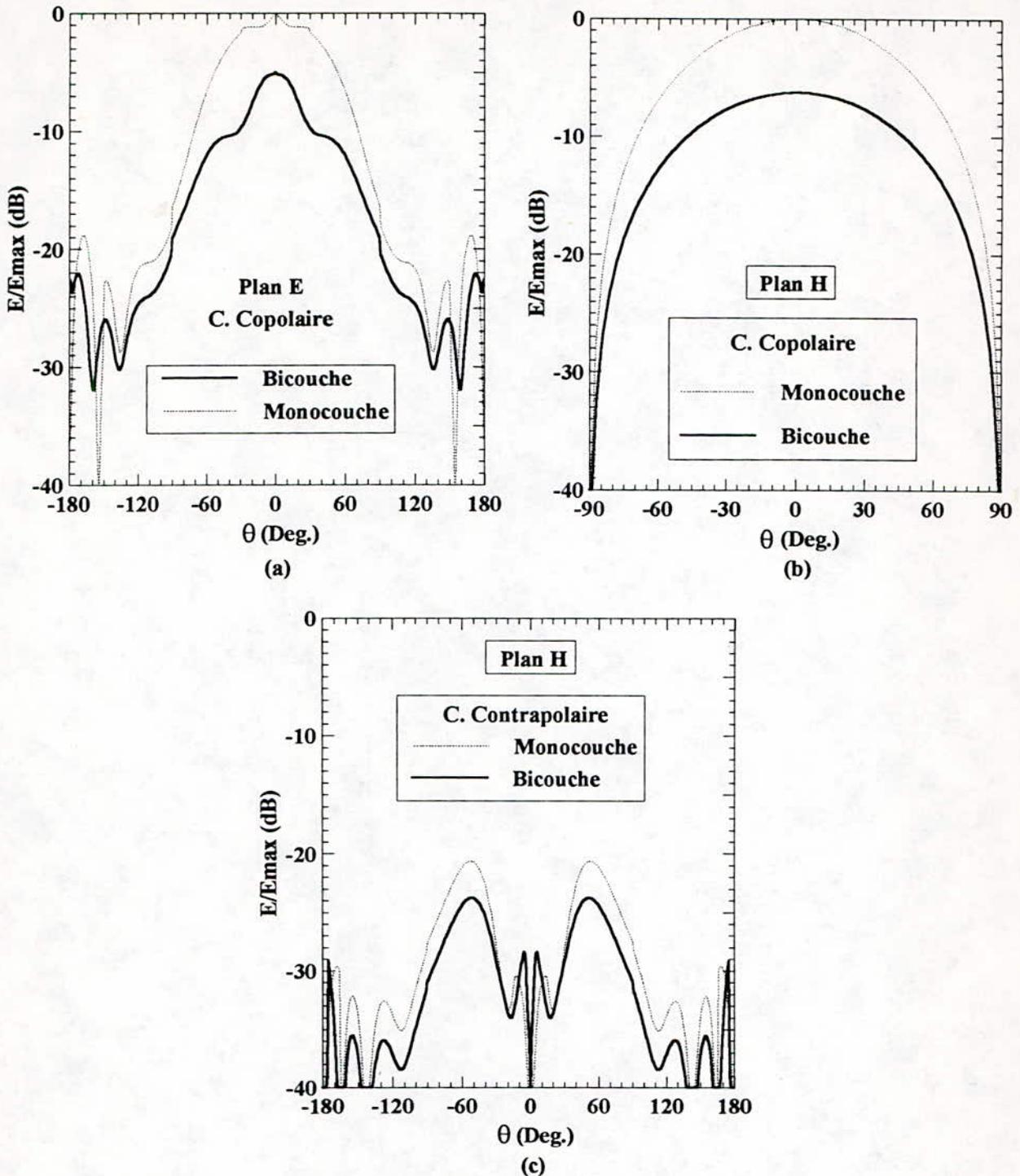


Fig. 3.29. Influence du directeur sur le niveau des champs rayonnés à la fréquence 7.1 GHz.

Le déphasage entre les courants sources le long de l'antenne et du directeur est tel que la contribution de ce dernier s'avère négative. L'avantage du directeur réside dans l'amélioration de l'angle d'ouverture à $-3\text{dB } \Theta_E$ du champ copolaire dans le plan E. Cette amélioration traduit par une augmentation de la directivité qui passe de 6 dB pour l'antenne monocouche à 7.8 dB pour l'antenne bicouche. Cet avantage est toutefois contrebalancé par une légère élévation du niveau du champ contrapolaire dans le plan H de telle sorte que le rapport ($E_{comax} / E_{crosmax}$) passe de 20.7 dB pour la structure monocouche à 18 dB pour la structure bicouche.

3.5.2.4. Analyse du champ contrapolaire dans le plan H.

La figure 3.30 représente les contributions des courants de polarisation et de conduction transverse à la formation du champ contrapolaire dans le plan H de la structure bicouche précédente, étudiée au paragraphe 3.5.2.1 à la fréquence 7.1 GHz.

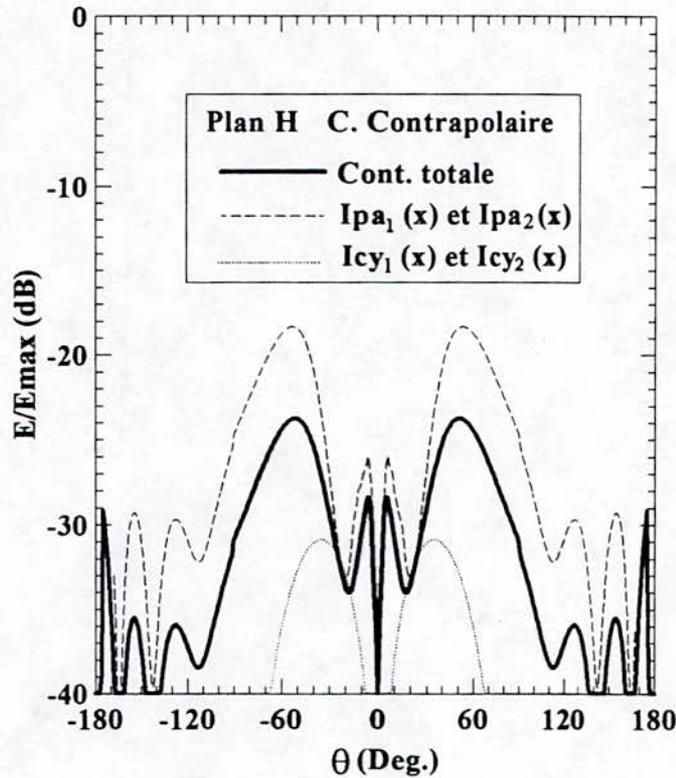


Fig. 3.30. Contribution des courants de polarisation et de conduction transverse à la formation du champ contrapolaire dans le plan H.

Nous constatons que ce champ est dû essentiellement aux courants de polarisation $I_{pa_1}(x)$ et $I_{pa_2}(x)$ le long de l'antenne et du directeur. Au dessus de - 40 dB, la composante contrapolaire dans le plan H, calculé uniquement à partir des courants de conduction transverses $I_{cy_1}(x)$ et $I_{cy_2}(x)$ ne se manifeste que dans les intervalles $[- 68^\circ, 7^\circ]$ et $[7^\circ, 68^\circ]$. Son niveau maximum ne dépasse guère - 30 dB et se situe au voisinage de $\theta = \pm 35^\circ$.

Le champ contrapolaire total, calculé à partir des courants de polarisation et de conduction transverse (courbe en trait plein) a un niveau plus faible que celui calculé uniquement à partir des courants de polarisation. Ceci est dû au fait que les courants de polarisation et de conduction transverse sont en opposition de phase le long de la structure rayonnante (Fig. 3.22).

Ainsi grâce à l'introduction de la composante transverse du courant de conduction, nous avons pu obtenir des champs contrapolaires dans le plan H avec un niveau plus faible et qui sont en meilleurs accord avec les résultats expérimentaux (Fig. 3.25c à 3.27c).

3.6 Conclusion

Nous avons pu réaliser une dizaine de maquettes d'antennes microrubans, monocouches et multicouches de forme circulaire, dans le but de justifier la validité du modèle proposé dans ce travail.

En ce qui concerne les caractéristiques dépendant du champ proche (impédance d'entrée, fréquence de résonance et bande passante), nous avons effectué plusieurs mesures, particulièrement aux fréquences 3, 5 et 10 GHz, qui corroborent assez bien les résultats théoriques. L'influence des divers paramètres, des structures considérées, sur ces caractéristiques est mise en évidence et interprétée à l'aide de considérations physiques. En associant à une antenne microruban de forme circulaire un élément parasite (directeur) de même forme, judicieusement proportionné et disposé, nous pouvons obtenir une structure rayonnante bicouche large bande ou bifréquence. De même, une couche d'air d'épaisseur ajustable, entre le plan de masse et le substrat, permet de changer la fréquence de résonance et la bande passante.

Par contre, faute de chambre anéchoïque au Laboratoire Télécommunications, les seules mesures précises de rayonnement dont nous disposons sont celles effectuées par ZERGUERRAS [105] à l'université de Rennes I (France). Ces mesures sont en bon accord avec les résultats théoriques obtenus en tenant compte de la contribution du champ diffracté par les bords du plan de masse. L'effet de la fréquence sur la directivité et le niveau de la composante contrapolaire dans le plan H est considéré.

Pour les structures étudiées les lobes secondaires ne sont pas gênants du fait qu'ils ne se manifestent qu'au delà de $|\theta| \geq 120^\circ$ (rayonnement arrière) et que leur niveau maximum ne dépasse pas - 18 dB par rapport à celui du lobe principal. L'étude des lobes secondaires est d'un grand intérêt dans le cas des réseaux d'antennes.

Basé uniquement sur le mode dominant quasi-TEM, le modèle proposé donne un champ contrapolaire nul dans le plan E alors que l'expérience fournit pour cette composante un niveau maximum inférieur à - 35 dB par rapport à celui du champ copolaire.

Il aurait été souhaitable de disposer de plus de mesures de rayonnement, notamment en champ contrapolaire, composante dont le comportement est encore mal connu, et de déterminer alors sur quels paramètres de la structure il faut agir pour contrôler par exemple son niveau.

4. Conclusion

La méthode des lignes de transmission avec pertes, initiée par Dubost [67] et à laquelle nous espérons avoir apporté notre contribution, permet de déterminer les caractéristiques radioélectriques (impédance d'entrée, fréquence de résonance, diagramme de rayonnement ...) d'antennes microrubans monocouches et multicouches de forme arbitraire munies d'un axe de symétrie. Son application à une géométrie circulaire nous a permis d'obtenir des résultats satisfaisants.

Comme toutes ces caractéristiques radioélectriques dépendent directement des paramètres de transmission (impédance caractéristique, permittivité effective et coefficient de propagation) des lignes élémentaires résultant de la discrétisation des éléments rayonnants, nous avons choisi pour ces paramètres les expressions les plus précises existant actuellement (annexe A) qui tiennent compte des épaisseurs des conducteurs et de la rugosité de leur surface ainsi que de l'effet de dispersion et des diverses pertes (électriques, diélectriques et par rayonnement).

Pour justifier la validité du modèle proposé, un certain nombre d'antennes monocouches et multicouches, de forme circulaire, ont été réalisées sur divers substrats et testées au laboratoire. Les deux types d'alimentation les plus couramment utilisées à savoir, la ligne microruban et la sonde coaxiale ont été traités.

Pour améliorer cette méthode, nous avons introduit la notion de ligne de courant centre de gravité de l'élément rayonnant qui nous a permis de déterminer la composante transverse du courant de conduction. Ainsi, au champ rayonné calculé [105] à partir des courants de conduction axial et de polarisation, nous ajoutons la contribution du courant de conduction transverse tout en gardant au modèle son caractère unidimensionnel.

L'effet du plan de masse fini sur les caractéristiques de rayonnement a été étudié à l'aide de la théorie uniforme de la diffraction. Dans le cas d'un plan de masse de forme curviligne (circulaire dans notre cas), les champs diffractés obtenus présentent des singularités (caustiques) dans la région axiale de la structure rayonnante. C'est la raison pour laquelle nous avons fait usage du concept des courants équivalents qui permet d'éviter ces singularités et donc de présenter une solution correcte du champ diffracté par les bords du plan de masse.

Ainsi, la contribution du courant de conduction transverse et la prise en compte de ce champ diffracté nous ont permis d'obtenir une formulation générale et correcte du champ lointain. Les résultats théoriques obtenus, aussi bien en composantes copolaire que contrapolaire sont en meilleure concordance avec les mesures que lorsqu'on se contentait d'un courant de conduction axial et de l'approximation de l'optique géométrique (plan de masse infini).

Toutefois, le modèle basé sur le mode dominant quasi-TEM donne une composante contrapolaire nulle dans le plan E. Cette nullité théorique est cependant justifiée par les

mesures qui fournissent pour cette composante un niveau maximum inférieur à - 35 dB. Il serait intéressant d'étudier le comportement de la composante contrapolaire dans le plan H afin de déterminer sur quel paramètre de la structure rayonnante (position du point d'excitation, caractéristiques du substrat diélectrique) il faut agir pour contrôler son niveau qui présente un grand intérêt notamment dans le cas des réseaux. Le modèle proposé permet une telle analyse mais nous ne disposons pas de mesures pour vérifier la validité des résultats théoriques.

L'influence des paramètres (nature du substrat, dimension des éléments rayonnants, position du point d'excitation et l'introduction d'une couche d'air) sur les caractéristiques radioélectriques dépendant du champ proche (impédance d'entrée, fréquence de résonance et bande passante) à été mise en évidence et interprétée physiquement.

L'addition d'un directeur permet de modifier considérablement ces caractéristiques. Bien dimensionné et positionné, cet élément supplémentaire permet, dans certains cas, un élargissement conséquent de la bande passante. En faisant varier les dimensions de ce directeur ou les paramètres (épaisseur et permittivité diélectrique) du substrat supérieur sur lequel il repose, nous pouvons obtenir une structure rayonnante bicouche à deux fréquences de résonance bien distinctes (antenne bifréquence). Les résultats théoriques obtenus dans ce sens sont conformes aussi bien aux mesures qu'à ceux obtenus par la méthode de l'équation intégrale résolue dans le domaine spectral par une méthode des moments [146,149].

La méthode proposée permet également de traiter des antennes bicouches avec des géométries mixtes dans lesquelles les formes de l'antenne et du directeur sont différentes. Elle peut également être appliquée au cas où ces éléments rayonnants sont légèrement décalés. De plus, elle peut être généralisée à deux, voire même à plusieurs directeurs, dans une structure stratifiée. Le cas d'une antenne à deux directeurs est en cours d'analyse au niveau de notre Laboratoire Télécommunication. Nous savons déjà que si le deuxième directeur a peu d'impact sur la bande passante, il permet d'améliorer sensiblement la directivité. Des investigations expérimentales sur une antenne associée à deux directeurs en structure tricouche de forme rectangulaire [150] et circulaire [151] ont montré que lorsque les trois éléments rayonnants sont convenablement espacés à l'aide de couches d'air intermédiaires, il est possible d'obtenir un gain au dessus de 10 dB avec des niveaux de champ contrapolaire et de lobes secondaires acceptable (au dessous de - 20 dB).

La précision de la méthode proposée dépend essentiellement de celle donnant les paramètres de transmission des lignes élémentaires issues de la discrétisation des éléments rayonnants. Or, les expressions (§ annexe A) donnant ces paramètres sont précises à mieux de 1 % pour des substrats dont l'épaisseur H est telle que $H/\lambda_0 \leq 0.13$. Ainsi, pour les deux substrats utilisés à savoir, le RT/Duroïd 5870 et le verre Téflon TLX 060 dont l'épaisseur est de 1.524 mm, le modèle pourrait donner des résultats satisfaisants jusqu'à 25.6 GHz. Toutefois, comme les mesures effectuées sur les divers prototypes réalisés sont limitées à la

fréquence de 10 GHz, nous ne pouvons affirmer avec certitude la validité de la méthode au delà de cette fréquence d'autant plus que l'effet des ondes de surface n'est pas pris en compte.

Le modèle proposé utilise un formalisme mathématique peu complexe, mais précis, basé essentiellement sur des expressions analytiques qui permettent d'évaluer aisément l'influence des divers paramètres de la structure rayonnante sur les caractéristiques radioélectriques. Les développements numériques ne sont introduits que pour évaluer certaines fonctions spéciales intervenant dans le calcul du champ rayonné. Judicieusement ramené à un domaine unidimensionnel, le modèle offre également l'avantage, par rapport à la méthode de l'équation décrite au paragraphe 1.3.7, d'exiger un temps de calcul relativement court et permet donc l'utilisation d'un moyen informatique modeste.

La méthode nécessite encore des améliorations notamment dans la prise en considération de l'effet des ondes de surface. En effet, une partie de la puissance fournie à l'antenne fonctionnant à l'émission est perdue et se retrouve véhiculée par ces ondes qui se propagent le long du substrat diélectrique. Le rendement de l'antenne se trouve ainsi affecté par cet effet qui fournirait un diagramme de rayonnement théorique plus proche encore de la mesure, surtout en ce qui concerne le champ contrapolaire et les lobes secondaires. Le cas d'une antenne pourvue d'un radôme, couche diélectrique de protection relativement fine disposée au dessus de l'élément rayonnant, peut être envisagé et étudié car les caractéristiques radioélectriques de la structure rayonnante ne sont pas trop affectées.

Pour les antennes microrubans alimentées par sonde coaxiale, une meilleure modélisation de cette sonde est nécessaire à tous les modèles d'analyse. Les expressions analytiques, de la contribution inductive de cette sonde, actuellement utilisées sont valables chacune dans une bande de fréquence donnée. Leur application dans le cas de substrats épais, employés pour l'élargissement de la bande passante, est particulièrement douteuse. Une attention particulière doit être apportée également pour la modélisation du contact ohmique entre l'âme centrale de la sonde coaxiale et l'élément rayonnant.

Pour la réalisation des structures bicouches, un soin particulier est nécessaire pour éviter le décalage et le mauvais collage lors de la superposition des deux couches. Un léger décalage fausserait les mesures du point de vue impédance d'entrée et causerait une dissymétrie du diagramme de rayonnement. Un mauvais collage changerait la permittivité relative et donc toutes les caractéristiques radioélectriques qui en découlent.

Perspective de développement des antennes microrubans

La technologie des antennes microrubans commence à être bien maîtrisée aussi bien sur le plan de la conception que des procédés de fabrication. Elle est prometteuse à condition de valoriser au mieux ses atouts et d'améliorer ses aspects désavantageux.

Les réseaux phasés d'antennes microrubans voient leur champ d'application en pleine extension. Les facteurs limitatifs tels que la largeur de bande, le gain et le rendement sont actuellement pris en charge par les chercheurs intéressés par le développement de ce domaine. Grâce à ces structures en réseaux, il est possible d'obtenir des diagrammes de rayonnement à "la demande" ouvrant ainsi le champ à de nouvelles applications.

Par ailleurs, l'intégration d'éléments actifs et passifs aux réseaux phasés se poursuit activement. Il est possible d'introduire dans ces réseaux des circuits d'émission et de réception ainsi que des circuits de commutation, de polarisation et de déphasage. Une telle structure rayonnante active présente alors un rayonnement adaptatif en fonction d'objectifs radioélectriques (balayage électronique du rayonnement) ou de conditions d'environnement (réduction de brouillage en réception).

La réduction dimensionnelle pour des applications à des fréquences de plus en plus élevées (au delà de 20 GHz) constitue également une préoccupation majeure.

La fabrication des antennes microrubans reste cependant délicate en raison des tolérances imposées particulièrement dans la gamme millimétrique. Même avec des substrats économiques et la disponibilité de toute la panoplie des moyens de fabrication des circuits imprimés, il n'est pas encore évident de tomber au dessous du coût de réalisation des antennes à réflecteur ou des cornets. Cependant, sur l'ensemble d'un système, il est possible d'obtenir toute une série d'économies (fixation, raccordement aux fonctions actives...).

La réception des signaux TVDS (Télévision Directe par Satellite) exige des antennes à gain élevé, une large bande et une haute pureté de polarisation. Ces spécifications techniques sont bien remplies par les antennes à réflecteurs dont l'inconvénient majeur est leur encombrement et leur poids élevé. Or, dans les systèmes hyperfréquences, ce sont surtout les antennes qui occupent le volume utile et qui définissent l'aspect extérieur de ces systèmes. Les antennes microrubans s'avèrent alors un choix tout indiqué à cause de leur faible encombrement et elles pourraient jouer, dans le futur, un rôle dans le cadre de la TVDS. Des études poussées ont été menées dans divers laboratoires et certaines réalisations sont d'un bon niveau de performance. Un réseau de 16×16 éléments rayonnants a été conçu et réalisé [152] dans la bande allant de 11.2 à 13.7 GHz (pour un $TOS \leq 2$) avec un gain de 30.5 dB, une pureté de polarisation à mieux de 35 dB et un rapport avant-arrière de l'ordre de 38 dB. Mais peut-on à partir de cela obtenir des antennes microrubans un "plus" dans la mise en oeuvre par rapport à des antennes à réflecteurs, difficiles à concurrencer sous le seul rapport du coût? Des études sont encore à mener dans ce sens pour arriver à placer les antennes microrubans dans le marché grand public.

Références

- [1] **LEWIN L.**
"Radiation from discontinuities in strip-line"
Proceedings of IEE, U.K., vol. 107C, pp. 163-170, 1960.
- [2] **DESCHAMPS G.A.**
"Microstrip microwave antennas".
Third U.S.A.F. Symposium on antennas, U.S.A., 1953.
- [3] **MUNSON R.E.**
"Conformal microstrip antennas and microstrip phased arrays".
IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-22, pp. 74-78, 1974.
- [4] **SANFORD G. G.**
"Conformal mapping phased array for aircraft tests with ATS-6".
IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-26, pp. 642-646, 1978.
- [5] **STERZER F., PAGLIONE R., NOWOGRODZSKI M.**
"Microwave apparatus for treatment of cancer by hyperthermia".
Microwave J., USA (1980), **23**, **1**, pp. 39-44.
- [6] **CARVER K. R.**
Editeur, Proceeding of the workshop on printed circuit antenna technology".
New Mexico State University, Las Cruces, USA, 1979.
- [7] **CHANG D. C.**
Editeur, numéro spécial des IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, 1981.
- [8] **BAHL I. J., BHARTIA P.**
"Microstrip antennas".
Artech House, Delham, Mass, USA, 1980.
- [9] **JAMES J. R., HALL P. S. and WOOD C.**
"Microstrip antenna theory and design".
IEE Electromagnetic waves series 12. Ed. P. Peregrinus Ltd, Stevenage, U.K., 1981.
- [10] **GUPTA K. C., BENALLA A.**
"Microstrip antenna Design".
Artech House 1988.
- [11] **JAMES I. J., HALL P. S.**
"Handbook of microstrip antennas".
IEE Electromagnetic waves series 28. Ed., P. Peregrinus Ltd, London, U.K., 1989.
- [12] **BHARTIA P. et all.**
"Millimeter-wave microstrip and printed circuit antennas"
Artech House, Boston-London, 1991.

- [13] **RANA I. E., ALEXOPOULOS N. G.**
 "current distribution and input impedance of printed dipoles".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 99-105, 1981.
- [14] **Référence 8, pp. 31-84.**
- [15] **LONG S., SHEN L. C. and MOREL P. B.**
 "Theory of circular-disk printed-circuit antenna".
 Proc. IEE, UK (1978), 125, pp. 925-929.
- [16] **BAILEY M. C., DESHPANDE M.D.**
 "Analysis of elliptical and circular microstrip antennas using moment method".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, no. 9, pp. 99-105, Sept. 1985.
- [17] **LUK K. M., LEE K. F. and DAHELE J. S.**
 "Theory and experiment on equilateral triangular microstrip antenna".
 Proc. 16 th European Microwave Conference, 1986.
- [18] **Référence 8, pp. 139-179.**
- [19] **BHATTACHARYYA A. K., GARG R.**
 "Input impedance of annular-ring microstrip antenna using circuit theory approach".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, no. 4, pp. 369-374, Apr. 1985.
- [20] **Référence 8, pp. 157-169.**
- [21] **DUBOST G., GUEHOS S.**
 "Réseau d'antennes à large bande du type doublet replié plaque".
 L'onde électrique, vol. 69, no. 3, pp. 32-38, Mai-Juin 1989.
- [22] **HANEISHI M., et al.**
 "Broadband microstrip array composed of single feed type circularly polarised microstrip element".
 IEEE AP-S Int. Symp. Dig., pp. 160-163, May 1982.
- [23] **SHARMA P. C, GUPTA K. C.**
 "Analysis and optimised design of single feed circularly polarized microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 6, pp. 949-955, 1983.
- [24] **BHATTACHARYYA A. K., SHAFAIL.**
 "A wider band microstrip antenna for circular polazation".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-36, no. 2, pp. 157-163, Feb. 1988.
- [25] **Mc ILVENNA J., KERNWEISS N.**
 "Modified circular microstrip antenna elements".
 Electron. Lett., vol. 15, pp. 207-208, 1979.
- [26] **LONG S. A., WALTON M. D.**
 "Dual frequency stacked circular disk antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 2, pp. 270-273, 1987.

- [27] **MONTGOMERY N. W.**
 "Triple frequency stacked microstrip element".
 IEEE AP-S, Boston , MA, pp. 255-258, June 1984.
- [28] **DAHELE J. S., LEE K. F.**
 "Dual frequency stacked microstrip antenna".
 IEEE AP-S Int. Symp. Dig., pp. 308-311, 1982.
- [29] **DAHELE J. S., LEE K. F. and WONG D. P.**
 "Dual frequency stacked annular-ring microstrip antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-35, no. 11, pp. 1281-1285, Nov. 1987.
- [30] **ZHONG S. S., LO Y. T.**
 "Single-element rectangular microstrip antenna for dual frequency operation".
 Electron. Lett., vol. 19, pp. 298-300, 1983.
- [31] **RICHARDS W. F., DAVIDSON S. E. and LONG S. A.**
 "Dual band reactively loaded microstrip antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, pp. 556-561, 1985.
- [32] **DAVIDSON S. E., LONG S. A. and RICHARDS W. F.**
 "Dual-band microstrip antennas with monolithic reactive loading".
 Electron. Lett., vol. 21, pp. 936-937, 1985
- [33] **SHEN L. C.**
 "The elliptical microstrip antenna with circular polarization".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, pp. 90-94, 1981.
- [34] **SCHAUBERT D. H., FARRAR F.G., SINDORIS A.R. and HAYES S.T.**
 "Microstrip antennas with frequency agility and polarization diversity".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, pp. 118-123, 1981.
- [35] **KOSSIAVAS G., PAPIERNIK A.**
 "A circularly or linearly polarised broadband microstrip antenna operating in L-band".
 Microwave J., pp. 266-272, May 1992.
- [36] **ASSAILLY S., TERRET C., DANIEL J. P. and MAHDJOUBI K.**
 "Low cost stacked circular polarized microstrip antenna".
 IEEE AP-S Int. Symp., San-Jose, June 26-30, pp. 628-630, 1989.
- [37] **HUANG J.**
 "Technique for an array to generate circular polarization with linearly polarized elements".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, no. 9, pp. 1113-1124, 1986.
- [38] **SUZUKI Y., MIYANO N. and CHIBA T.**
 "Circularly polarised radiation from singly fed equilateral-triangular microstrip antenna".
 IEE Proc., vol. 134, Pt. H, no. 2, pp. 194-198, April 1987.

- [39] **POZAR D. M.**
 "Microstrip antenna aperture coupled to a microstrip line".
 Electron. Lett., vol. 21, pp. 49-50, 1985.
- [40] **BUCK A.C., POZAR D. M.**
 "Aperture coupled microstrip antenna with a perpendicular feed".
 Electron. Lett., vol. 22, pp. 125-126, 1986.
- [41] **KATEHI P. B., ALEXOPOULOS N. G.**
 "On the modelling of electromagnetically coupled microstrip antennas. The printed strip dipole".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-32, no. 11, pp. 1179-1186, Nov. 1984.
- [42] **ZHANG Q. , FUKUOKA Y. and ITOH T.**
 "Analysis of suspended patch antenna excited by an electromagnetically coupled inverted microstrip feed".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, pp. 895-899, 1985.
- [43] **SULLIVAN P. L., SCHAUBERT D. H.**
 "Analysis of an aperture coupled microstrip antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, pp. 977-984, 1986.
- [44] **GAO X., CHANG K.**
 "Network modelling of an aperture coupling between microstripline and patch antenna for active array applications".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques., vol. 36, pp. 505-512, 1988.
- [45] **KARMAKAR N. C., BHATTACHARYYA A. K.**
 "Electromagnetically coupled patch antenna. Theoretical and experimental investigations".
 Microwave and Optical Technology letters, vol. 5, no. 3, pp. 115-118, March 1992.
- [46] **COCK R. T., CHRISTODOULOU C. G.**
 "Design of a two-layer, capacitively coupled, microstrip patch antenna element for broadband applications".
 AP-S Int. Symp., Blacksburg, USA, vol. II., pp. 936-939, 15-19 June, 1987.
- [47] **LEE R. Q., LEE K. F. and BOBINCHAK J.**
 "Characteristics of a two-layer electromagnetically coupled rectangular patch antenna".
 Electron. Lett., vol. 23, no. 20, pp. 1070-1072, 1987.
- [48] **DUBOST G., BEAUQUET G., ROCQUENCOURT J. and BONNET G.**
 "Patch antenna bandwidth increase by means of a director".
 Electron. Lett., vol. 22, no. 25, pp. 1345-1347, 1986.
- [49] **DUBOST G., ROCQUENCOURT J. and BONNET G.**
 "Influence of director size upon a microstrip quadratic patch bandwidth".
 AP-S Int. Symp., Blacksburg, USA, vol. II., pp. 940-943, 15-19 June, 1987.

- [50] **DUBOST G., DESCLOS S. and ZERGUERRAS A.**
 "Radiation of arbitrary shape symmetrical Patch antenna coupled with a director".
 Electron. Lett., vol. 26, no. 18, pp. 1539-1540, 1990.
- [51] **DUBOST G., DESCLOS S. and ZERGUERRAS A.**
 "Analyse d'antennes imprimées de forme quelconque à axe de symétrie en mode quasi-TEM".
 L'onde électrique, vol. 71, no. 1, pp. 48-57, Jan-Fev. 1991.
- [52] **DUBOST G., ZERGUERRAS A.**
 "Transmission line model analysis of arbitrary shape symmetrical patch antenna coupled with a director". Electron. Lett., vol. 26, no. 13, pp. 952-954, June 1990.
- [53] **ARAKI K., UEDA H. and MASAYUKI T.**
 "Numerical analysis of circular disk microstrip antennas with parasitic elements".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, no. 12, pp. 1390-1394, 1986.
- [54] **DAMIANO J. P., BENNEGUEUCHE J. and PAPIERNIK A.**
 "Study of multilayer microstrip antennas with radiating elements of various geometry".
 IEE Proc., vol. 137, Pt. H, no. 3, pp. 163-170, June 1990.
- [55] **CROQ F., POZAR D. M.**
 "Millimeter-wave design of wide-band aperture-coupled stacked microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-39, no. 12, pp. 1770-1776, Dec. 1991.
- [56] **VANDENBOSCH G., VAN DE CAPELLE A.**
 "A study of the effect of the top patch in rectangular dual patch microstrip antennas".
 Ann. Télécommun., vol. 47, no. 3-4, pp. 135-141, 1992.
- [57] **AU T. M., LUK K. M.**
 "Effect of parasitic element on the characteristics of microstrip antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-39, no. 8, pp. 1247-1251, 1991.
- [58] **TOUCHARD S.**
 "Etude d'antennes imprimées multicouches par une approche dans le domaine spectral".
 L'onde électrique, vol. 73, no. 1, pp. 15-19, Jan-Fev. 1993.
- [59] **AANANDAN C. K., NAIR K. G.**
 "Compact broadband microstrip antenna".
 Electron. Lett., vol. 22, no. 20, pp. 1064-1065, Sept. 1986.
- [60] **KUMAR G., GUPTA K. C.**
 "Nonradiating edges and four edges gap-coupled multiple resonator broad-band microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-33, no. 2, pp. 173-178, Feb. 1985.
- [61] **WOOD C.**
 "Improved bandwidth of microstrip antennas using parasitic elements".
 IEE Proc., vol. 127, Pt. H, no. 4, pp. 231-234, Aug. 1980.

- [62] **DAHELE J. S., LEE K. F. and HO K. Y.**
 "Mode characteristics of annular-ring and circular disc microstrip antenna with and without airgaps".
 IEEE Antennas Propagat. Soc. Int. Symp. Digest, pp. 55- 58., 1983.
- [63] **LEE K. F., HO K. Y. and DAHELE J. S.**
 "Circular-disk microstrip antenna with an air gap".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-32, no. 8, pp. 880-884, Aug. 1984.
- [64] **DAHELE J. S., LEE K. F.**
 "Theory and experiment on microstrip antennas with airgaps".
 IEE Proc., vol. 132, Pt. H, no. 7, pp. 455-460, Dec. 1985.
- [65] **FAN Z., LEE K. F.**
 "Spectral domain analysis of rectangular microstrip antennas with an air gap".
 Microwave and Optical Technology Letters, vol. 5, no. 7, pp. 315-318, June 1992.
- [66] **DERNERYD A. G.**
 "Linearly polarized microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-24, no. 6, pp. 846-851, Nov. 1976
- [67] **DUBOST G.**
 "Transmission line model analysis of a lossy rectangular microstrip patch".
 Electron. Lett., vol. 18, no. 7, pp. 281-282, Apr. 1982.
- [68] **JAMES J. R., WILSON G. R.**
 "Microstrip antennas and arrays - Fundamental action and limitations".
 Proc. IEE, Pt. H (MOA), vol. 1, pp. 165-174, 1977.
- [69] **HAMMER P. & all.**
 "A model for calculating the radiating field of microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, pp. 267-270, 1979.
- [70] **LONG S., & all.**
 "Theory of circular-disk printed-circuit antenna".
 Proc. IEE, vol. 125, no. 10, pp. 925-929, Oct. 1978.
- [71] **DERNERYD A. G.**
 "Analysis of microstrip disk antenna element".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, pp. 660-664, 1979.
- [72] **RICHARDS W. F. & all.**
 "Théory for microstrip antennas and applications".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 38-46, 1981.
- [73] **LO Y. T. & all.**
 "Theory and experiment on microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 2, pp. 137-145, 1979.
- [74] **CARVER K. R., MINK J. W.**
 "Microstrip antenna technology".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 2-24, 1981.

- [75] **GUPTA K. C., SHARMA P. C.**
 "Segmentation and desegmentation techniques for analysis of two-dimensional microstrip antennas".
 IEEE AP-S Int. Antennas and Propagat. Symp. Digest, USA, pp. 19-22, 1981.
- [76] **ITOH T., MENZEL W.**
 "A full-wave analysis method for open microstrip structures".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 63-67, 1981.
- [77] **ARAKI K., ITOH T.**
 "Hankel transform domain analysis of open circular microstrip radiating structures".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 84-89, 1981.
- [78] **WOOD C.**
 "Analysis of microstrip patch antennas".
 Proc. IEE, Pt. H (MOA), vol. 128, pp. 69-76, 1981.
- [79] **AGRAWAL P. K., BAILEY M. C.**
 "An analysis technique for microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-25, pp. 756-759, 1977.
- [80] **UZUNOGLU N. K. & all.**
 "Radiation properties of microstrip dipoles".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 6, pp. 853-858, 1979.
- [81] **NEWMAN E. H., TULYATHAN P.**
 "Analysis of microstrip antennas using moment methods".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 47-53, 1981.
- [82] **BAILEY M. C., DESHPANDE M. D.**
 "Integral equation formulation of microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, no. 4, pp. 651-655, 1982.
- [83] **CHEW W. C., KONG J. A.**
 "Analysis of circular microstrip disk antenna with a thick dielectric substrate".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-29, no. 1, pp. 68-76, 1981.
- [84] **POZAR D. M.**
 "Input impedance and mutual coupling of rectangular microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, no. 6, pp. 1191-1196, 1982.
- [85] **DUBOST G., BEAUQUET G.**
 "Linear transmission-line model analysis of arbitrary-shape patch antennas".
 Electron. Lett., vol. 22, no. 15, pp. 798-799, Jul. 1986.
- [86] **DUBOST G., BEAUQUET G.**
 "Linear transmission-line model analysis of a circular patch antenna".
 Electron. Lett., vol. 22, no. 22, pp. 1174-1176, Oct. 1986.

- [87] **LIER E.**
 "Improved formulas for input impedance of coax-fed microstrip patch antennas".
 Proc. IEE, Pt. H (MOA), vol. 129, no. 4, pp.161-164, 1982.
 Corrections in Proc. IEE, Pt. H (MOA), vol. 130, no. 2, p. 190, 1983.
- [88] **DERNERYD A. G., LIND A. G.**
 "Extended analysis of rectangular microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-27, no. 6, pp. 846-849, 1979.
- [89] **KEUSTER E. F., CHANG D. C.**
 "A geometrical theory for the resonant frequencies and Q-factors of some triangular microstrip patch antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 1, pp. 27-34, 1983.
- [90] **LONG S., McALLISTER M. W.**
 "The impedance of an elliptical printed circuit antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, pp. 1197-1200, 1982.
- [91] **LEE K. F., DAHELE J. S.**
 "Theory and experiment of the annular-ring microstrip antenna".
 Ann. des Télécomm., vol. 40, pp. 508-515, 1985.
- [92] **GUPTA K. C. & al.**
 "Computer-aided design of microwave circuits".
 Artech House, Delham, USA, 1981, Chaps 8 and 11.
- [93] **CHADHAR R., GUPTA K. C.**
 "Segmentation method using impedance-matrices for analysis of planar microwave circuits".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-29, pp. 71-74, Jan. 1981.
- [94] **SHARMA P. C., GUPTA K. C.**
 "Desegmentation method for analysis of two-dimensional microwave circuits".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-29, pp. 1094-1098, Oct. 1981.
- [95] **SHARMA P. C., GUPTA K. C.**
 "An alternative procedure for implementing desegmentation method".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-32, pp. 1-4, jan. 1984.
- [96] **OKOSHI T., MIYOSHI T.**
 "The planar circuit - An approach to microwave integrated circuits".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-20, pp. 245-252, Apr. 1972.
- [97] **TAI C. T.**
 "Dyadic Green's functions in electromagnetic theory".
 Intex Educational Publ., Scranton PA, London, 1971.
- [98] **MOSIG J. R., GARDIOL F. E.**
 "Analytical and numerical techniques in the Green's functions treatment of microstrip antennas and scatterers".
 IEE Proc., vol. 130, Pt. H (MOA), no. 2, pp. 175-182, 1983.

- [99] **DESHPANDE M. D., BAILEY M. C.**
 "Input impedance of microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, no. 4, pp. 645-650, 1982.
- [100] **HAMMERSTAD E., JENSEN O.**
 "Accurate models for microstrip Computer-Aided Design".
 IEEE MTT Int. Microwave Symp. Digest, pp. 407-409, June 1980.
- [101] **JANSEN R. H., KIRSCHNING M.**
 "Arguments and accurate model for the power-current formulation of microstrip characteristic impedance".
 A.E.U., vol. 37, no. 3-4, pp. 108-112, 1983.
- [102] **KIRSCHNING M., JANSEN R. H.**
 "Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimeter-wave frequencies".
 Electron. Lett., vol. 18, no. 6, pp. 272-273, March. 1982.
- [103] **Référene 12, pp. 52-55**
- [104] **OUCHAR A.**
 "Commande d'un analyseur de réseaux par un micro-ordinateur compatible".
 Algerian Journal Of Technology, Série B & C, vol. 10, no. 1, pp. 197-206, 1994.
- [105] **ZERGUERRAS A.**
 "Contribution à l'étude des antennes plaques de forme quelconque multicouches à large bande. Application à l'antenne plaque circulaire avec directeur".
 Thèse de doctorat d'état, Ecole Nationale Polytechnique, Alger, Mai 1990.
- [106] **AKSAS R.; ZERGUERRAS A.**
 "Modélisation d'antennes plaques multicouches de forme arbitraire en mode quasi-TEM.
 Algerian Journal Of Technology, vol. 8, pp. 1-34, 1992.
- [107] **TRIPATHI V. K.**
 "Asymmetric coupled transmission lines in an inhomogeneous medium".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-23, pp. 734-739, Sep. 1975.
- [108] **GUPTA K. C., RAMESH G. and BAHL I. J.**
 "Microstrip lines and slotlines" Artech
 Artech House, Delham, Mass, USA, pp. 303-361, 1979.
- [109] **AKSAS R., ZERGUERRAS A.**
 "Etude du coefficient de couplage entre lignes stratifiées".
 Algerian Journal Of Technology, série B C D, vol. 9, pp. 1-34, 1993.
- [110] **référence 8, Chap. 2, pp. 46-47.**
- [111] **référence 9.**

- [112] référence 11, Chap. 3, pp. 121-122.
- [113] **GARG R., LONG S.A.**
 "Resonant frequency of electrically thick rectangular microstrip antenna".
 Electron. Lett., vol. 23, no. 21, pp. 1149-1151, 1987.
- [114] **HAMMERSTAD E. O.**
 "Equations for microstrip circuit design".
 In Proc. 5 th European Microwave. Conf., Hamburg, pp. 268-272, Sep. 1975.
- [115] **WOLFF I., KNOPPIK N.**
 "Rectangular and circular microstrip disk capacitors and resonators".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-22, no. 10, pp. 857-864, 1974.
- [116] **SENGUPTA D. L.**
 "Approximate expression for the resonant frequency patch antenna".
 Electron. Lett., vol. 19, no. 20, pp. 834-835, 1983.
- [117] **VERMA A. K., ROSTAMY Z.**
 Resonant frequency of uncovered and covered rectangular microstrip patch using modified Wolff model".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-41, no.1, pp. 109-116, Jan. 1993.
- [118] **HOWELL J. K.**
 "Microstrip antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-23, no. 1, pp. 90-93, 1975.
- [119] référence 8, Chap. 3, p. 90.
- [120] référence 11, Chap. 3, p. 137.
- [121] **ITOH T., MITTRA R.**
 "Analysis of microstrip disk resonator".
 A.E.U., vol. 27, no. 11, pp. 456-458, 1973.
- [122] **ABBOUD F., DAMIANO J. P., PAPIERNIK A.**
 "A new determination of the resonant frequency of a circular disc microstrip antenna: application to the thick substrate".
 Electron. Lett., vol. 24, no. 17, pp. 1104-1106, 1988.
- [123] **SHEN L. C., LONG S. A., ALLERDING M. R., WALTON M. D.**
 "Resonant frequency of a circular disk printed circuit antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-25, no. 7, pp. 595-596, 1977.
- [124] **CHEW W. C., KONG J. A.**
 "Effects fringing field on the capacitance of circular microstrip disk ".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-28, pp. 98-104, 1980.
- [125] référence 8, Chap.4, pp. 143-144.

- [126] référence 11, Chap. 3, pp. 150-151.
- [127] **KUESTER E. F., CHANG D. C.**
 "A geometrical theory for the resonant frequencies and Q-factors of some triangular microstrip antennas".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 1, pp. 27-34, 1983.
- [128] **HELSZAJN J., JAMES D. S.**
 "Planar triangular resonators with magnetic walls".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-26, no. 2, pp. 95-100, 1978.
- [129] référence 8, Chap. 3, pp. 114-115.
- [130] référence 11, Chap. 3, pp. 171-173.
- [131] **KAJFEZ D.**
 "Dual resonance".
 IEE Proc., vol. 135 Pt. H, no. 2, pp. 141-144, 1988.
- [132] **AKSAS R., VANDER VORST A.**
 "Transverse conduction current and radiation pattern of an arbitrarily shaped symmetrical patch antenna coupled with a director".
 Microwave and Optical Technology Letters, vol. 7, no. 16, pp. 737-739, Nov. 1994.
- [133] **AKSAS R., ZERGUERRAS A.**
 "Distribution des courants et diagrammes de rayonnement d'antennes microstrips multicouches de forme quelconque en mode quasi-TEM".
 Algerian Journal of Technology, Série B et C, Vol. 10, no. 1, pp. 73-82, 1994.
- [134] **DENLINGER E. J.**
 "Frequency dependant solution of microstrip transmission line".
 IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-19, no. 1, pp. 30-39, Jan. 1971.
- [135] **COLLIN R. E., ZUCHER F. J.**
 "Antenna theory". Part. 1.
 Mc Graw Hill, New york, 1969.
- [136] **BALANIS C. A.**
 "Antenna theory - Analysis and design".
 Harper & Row, Publishers, New York, 1982.
- [137] **LUDWIG A. C.**
 "The definitions of coss-polarization".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-21, no. 1, pp. 116-119, Jan. 1973.
- [138] **DAVIDOVITZ M., LO Y. T.**
 "Rigourous analysis of circular patch antenna excited by microstrip line".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-37, no. 8, pp. 949-957, 1989.

- [139] **AKSAS R., ZERGUERRAS A**
 "Sur une technique de la ligne de transmission améliorée pour l'analyse d'antennes microrubans de forme quelconque".
 Proc. Of the CMSES 94, Skikda (Algérie), pp. 360-365, 10 th & 11 th May 1994.
- [140] **KOUYOUMJIAN R. G., PATHAK P. H.**
 "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface".
 Proc. IEEE, vol. 62, pp. 1448-1461, Nov. 1974.
- [141] **LIER E., JAKOBSEN K. R.**
 "Rectangular microstrip patch antennas with infinite and finite ground plane dimensions".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 6, pp. 978-984, Nov. 1983.
- [142] **HUANG J.**
 "The finite ground plane effect on the microstrip antenna radiation patterns".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 4, pp. 649-652, July 1983.
- [143] **KISHK A. A., SHAFAI L.**
 "The effect of various parameters of circular microstrip antennas on their radiation efficiency and the mode excitation".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-34, no. 8, pp. 969-976, Aug. 1986.
- [144] **BHATTACHARYYA A. K.**
 "Effects of finite ground plane on the radiation characteristics of a circular patch antenna".
 IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-38, no. 2, pp. 152-159, Feb. 1990.
- [145] **McNAMARA D. A., PISTORIUS C. W. I. and MALHERBE J. A.**
 "Introduction to the uniform Geometrical Theory of Diffraction."
 Artech House, 1990.
- [146] **BENNEGUEUCHE J.**
 "Antennes imprimées multicouches à éléments rayonnants en forme de disque: Applications aux structures bibandes."
 Thèse de Doctorat, Université de Nice, Juillet 1991.
- [147] **LONG S. A and al**
 "Impedance of circular-disc printed-circuit antenna."
 Electron. Lett., vol. 14, no. 21, pp. 684-686, Oct. 1978.
- [148] **STUTZMAN W. L., THIELE G. A.**
 "Antenna theory and design."
 Wiley and Sons, p.397., 1981.
- [149] **DAMIANO J. P.**
 "Contribution à l'étude des antennes microrubans multicouches à éléments superposés ou décalés."
 Thèse de Doctorat d'Etat és-Sciences, Université de Nice, Janv. 1989.

- [150] **LEE R. Q., LEE K. F.**
"Gain enhancement of microstrip antennas with overlaying parasitic directors."
Electron. Lett., vol. 24, no. 11, pp. 656-658, May. 1988.
- [151] **REVANKAR U. K., KUMAR A.**
"Experimental investigation of three-layer electromagnetically coupled circular microstrip antennas."
Electron. Lett., vol. 27, no. 13, pp. 1187-1189, June. 1991.
- [152] **ROSTAN F., GOTTWALD G. and HEIDRICH E.**
"Wideband aperture-coupled microstrip patch array for satellite TV reception."
IEE 8th Int. Conf. on Antennas and Propagat., pp. 190-193, 30 March-2 April 1993.
- [153] **HOFFMANN R. K.**
"Handbook of microwave integrated circuits."
Artech House, 1987.
- [154] **WEELER H. A.**
"Transmission-line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane."
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-25, no. 8, p. 631, Aug. 1977.
- [155] **ATWATER H. A.**
"Tests of microstrip dispersion formulas."
- [156] **VAN DE CAPELLE A.**
"Microstrip antennas and arrays."
Int. Research Report of the K. U., pp. 11-12, Oct. 1988.
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. vol. MTT-36, no. 6, pp. 631-621, Mar. 1978.

ANNEXE A

Cette annexe est consacrée aux expressions des paramètres de transmission (impédance caractéristique, permittivité relative effective et coefficient de propagation) d'une ligne microruban. Parmi les divers modèles répertoriés par Hoffmann [153] décrivant ces paramètres, nous choisirons les plus précis existant actuellement et qui tiennent compte de l'épaisseur et de la rugosité de la surface des conducteurs ainsi que de l'effet de dispersion et des diverses pertes (électriques, diélectriques et par rayonnement). Ce choix est dicté par le fait que toutes les caractéristiques radioélectriques des antennes, étudiées dans le chapitre 2, dépendent des expressions des paramètres de transmission des lignes microrubans élémentaires issues de la discrétisation de la surface de l'élément rayonnant.

Considérons une ligne microruban (Fig. A.1a), supposée être une ligne élémentaire issue d'un découpage d'une antenne de forme arbitraire en sections élémentaires (§ chap.2).

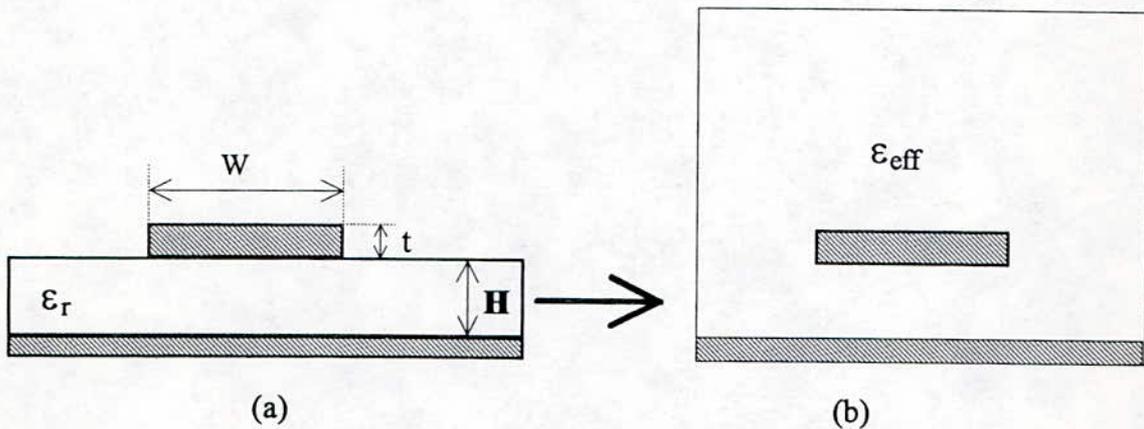


Fig. A.1. Modèle de calcul des paramètres de transmission d'une ligne microruban.

(a) ligne microruban.

(b) milieu homogène équivalent.

La ligne microruban est définie par ses dimensions et ses paramètres électriques et diélectriques:

- ϵ_r , H étant respectivement la permittivité effective et l'épaisseur du substrat diélectrique dont les pertes sont caractérisées par le facteur $\text{tg}\delta$.
- W et t sont respectivement la largeur et l'épaisseur du conducteur supérieur caractérisé par sa conductivité finie σ_s et la rugosité de sa surface Δ_s .
- Le plan de masse est caractérisé par sa conductivité σ_g et la rugosité de sa surface Δ_g .

A.1. Evaluation des paramètres de transmission

Le champ électromagnétique s'étend dans tout l'espace au lieu d'être confiné dans le diélectrique. Afin donc d'éviter le problème, très ardu, du calcul du champ dans un milieu inhomogène, la ligne microruban précédente est modélisée comme un ruban conducteur dans un milieu uniforme, de permittivité effective ϵ_{reff} , bordé par le plan de masse (Fig. A.1b).

A1.1. Approximation statique

Cette approximation suppose un mode TEM pur et fournit donc des valeurs de permittivité effective et d'impédance caractéristique indépendantes de la fréquence. La modélisation la plus couramment utilisée est celle de Hammerstad et Jensen [100]. Elle fournit deux expressions décrivant l'impédance caractéristique et la permittivité effective de la ligne dans un milieu homogène sous la forme

$$Z_{01}(u) = \frac{\eta_0}{2\pi} \ln \left[\frac{f(u)}{u} + \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u}\right)^2} \right] \quad (\text{A-1})$$

avec
$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \cdot \exp \left[- \left(\frac{30,66}{u} \right)^{0,7528} \right] \quad \text{et } u = W/H$$

La précision obtenue à l'aide de l'équation (A-1) est à mieux que 0.01% pour $u \leq 1$ et 0.03% pour $u \leq 1000$.

$$\epsilon_e(u, \epsilon_r) = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u} \right)^{-a(u) b(\epsilon_r)} \quad (\text{A-2})$$

avec
$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left\{ \frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0.432} \right\} + \frac{1}{18.7} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{u}{18.1}\right)^3 \right\}$$

$$b(\epsilon_r) = 0.564 \left(\frac{\epsilon_r - 0.9}{\epsilon_r + 3} \right)^{0.053}$$

La précision fournie par l'équation (A-2) est à mieux que 0.2% pour $1 \leq \epsilon_r \leq 128$ et $0.01 \leq u \leq 100$.

Pour tenir compte de l'épaisseur non nulle du conducteur supérieur, Hammerstad et Jensen [100] ont utilisé une méthode décrite par Wheeler [154] à laquelle ils ont apporté des modifications pour améliorer la précision, particulièrement pour les lignes microrubans de largeur étroite et des substrats de faible permittivité relative.

$$\Delta u_1 = \frac{t'}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \exp(1)}{t' \cdot \coth^2 \sqrt{6.517u}} \right) \quad \text{avec } t' = t/H \quad (\text{A-3})$$

$$\Delta u_r = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\cosh \sqrt{\epsilon_r - 1}} \right] \Delta u_1 \quad (\text{A-4})$$

En définissant les largeurs équivalentes normalisées (par rapport à l'épaisseur H) par

$$u_l = u + \Delta u_l$$

$$u_r = u + \Delta u_r$$

les équations statiques de l'impédance caractéristique et de la permittivité effective, tenant compte de l'épaisseur non nulle t du conducteur supérieur deviennent

$$Z_c(0) = \frac{Z_{01}(u_r)}{\sqrt{\epsilon_e(u_r, \epsilon_r)}} \quad (\text{A-5})$$

$$\epsilon_{\text{eff}}(0) = \epsilon_e(u_r, \epsilon_r) \left(\frac{Z_{01}(u_l)}{Z_{01}(u_r)} \right)^2 \quad (\text{A-6})$$

A 1.2 Approximation dynamique

a) Permittivité effective.

Parmi les nombreuses formules approchées de la permittivité effective, tenant compte de la dispersion, répertoriées par Atwater [155], celle de Kirschning et Jensen [102] offrant la meilleure précision s'écrit

$$\epsilon_{\text{eff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{eff}}(0)}{1 + P(f)} \quad (\text{A-7})$$

avec $P = P_1 P_2 \left\{ (0.1844 + P_3 P_4) f_n \right\}^{1.5763}$

$$P_1 = 0.27488 + \left(0.6315 + \frac{0.525}{(1 + 0.0157 f_n)^{20}} \right) u_r - 0.065683 \exp(-8.751 u_r)$$

$$P_2 = 0.33622 [1 - \exp(-0.003442 \epsilon_r)]$$

$$P_3 = 0.0363 \exp(-4.6 u_r) \left(1 - \exp[-(f_n / 38.7)^{4.97}] \right)$$

$$P_4 = 1 + 2.751 \left(1 - \exp[-(\epsilon_r / 15.916)^8] \right)$$

$$f_n = f \cdot H, \quad f \text{ en GHz et } H \text{ en mm.}$$

Pour $0.1 \leq u \leq 100$, $1 \leq \epsilon_r \leq 20$ et $0 \leq H/\lambda_0 \leq 0.13$, la précision des résultats obtenus à partir de l'expression (A-7), comparés à ceux de l'analyse des modes hybrides (Jansen 1981) est à mieux de 0.6 % jusqu'à 60 GHz.

b/ Impédance caractéristique

Comme pour la permittivité effective, de nombreux modèles, tenant compte de l'effet de dispersion, donnent une formulation de l'impédance caractéristique d'une ligne microruban. Parmi tous ces modèles, cités par Hoffman [153], celui de Jansen et Kirschning [101], basé sur une série d'expressions fermées aisément programmables, offre la meilleure précision.

$$Z_c(f) = Z_c(0) \left(\frac{R_{13}}{R_{14}} \right)^{R_{17}} \quad (\text{A-8})$$

$$\text{avec } R_1 = 0.03891 \varepsilon_r^{1.4} \quad R_2 = 0.267 u_r^7 \quad R_3 = 4.766 \exp(-3.228 u_r^{0.641})$$

$$R_4 = 0.016 + (0.0514 \varepsilon_r)^{4.524} \quad R_5 = (f_n / 28.843)^{12} \quad R_6 = 22.20 u_r^{1.92}$$

$$R_7 = 1.206 - 0.3144 \exp(-R_1) [1 - \exp(-R_2)]$$

$$R_8 = 1 + 1.275 \left(1 - \exp[-0.004625 R_3 \varepsilon_r^{1.674} (f_n / 18.365)^{2.745}] \right)$$

$$R_9 = 5.086 R_4 \frac{R_5}{0.3838 + 0.386 R_4} \frac{\exp(-R_6)}{1 + 1.2992 R_5} \frac{(\varepsilon_r - 1)^6}{1 + 10(\varepsilon_r - 1)^6}$$

$$R_{10} = 0.00044 \varepsilon_r^{2.136} + 0.0184$$

$$R_{11} = \frac{(f_n / 19.47)^6}{1 + 0.0962 (f_n / 19.47)^6}$$

$$R_{12} = \frac{1}{1 + 0.00245 u_r^2}$$

$$R_{13} = 0.9408 \varepsilon_{\text{eff}}(f_n)^{R_8} - 0.9603$$

$$R_{14} = (0.9408 - R_9) \varepsilon_{\text{eff}}(0)^{R_8} - 0.9603$$

$$R_{15} = 0.707 R_{10} (f_n / 12.3)^{1.097}$$

$$R_{16} = 1 + 0.0503 \varepsilon_r^2 R_{11} \left[1 - \exp[-(u_r / 15)^6] \right]$$

$$R_{17} = R_7 \left[1 - 1.1241 \frac{R_{12}}{R_{16}} \exp(-0.026 f_n^{1.15656} - R_{15}) \right]$$

$Z_c(0)$, $\varepsilon_{\text{eff}}(0)$ et $\varepsilon_{\text{eff}}(f_n)$ étant respectivement définies par les relations (A-5) à (A-7).

A.4. Coefficient de propagation

Le coefficient de propagation d'une ligne microruban avec pertes s'écrit

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{A-9})$$

Le terme d'atténuation α , tenant compte des diverses pertes (ohmiques, diélectrique et par rayonnement), et le terme de phase β s'écrivent respectivement

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_r \quad (\text{A-10})$$

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(f)} \quad (\text{A-11})$$

A.4.1. Pertes dans les conducteurs

Les pertes ohmiques dans les conducteurs sont essentiellement dues à la conductivité finie de ces conducteurs. Cependant, l'épaisseur non nulle du conducteur supérieur et la rugosité de la surface des dépôts métalliques peuvent accroître sensiblement ces pertes. Divers modèles [154] donnent une formulation décrivant les pertes ohmiques à l'aide d'expressions

fermées. Le modèle le plus précis, dû à Pues (1983) et cité par Van de Capelle [156], donne une valeur des pertes dans les conducteurs sous forme d'expressions aisément programmables

$$\alpha_c = \alpha_s + \alpha_g \quad (\text{A-12})$$

avec $\alpha_s = \alpha_n R_s F_{\Delta s} F_s$

$$\alpha_g = \alpha_n R_g F_{\Delta g}$$

$$R_s = \sqrt{\pi f \mu_0 / \sigma_s}$$

$$R_g = \sqrt{\pi f \mu_0 / \sigma_g}$$

$$F_s = 1 + \frac{2}{u_r} \left(1 - \frac{1}{\pi} \frac{\Delta u_r}{(t/H)} \right)$$

$$F_{\Delta s} = 1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left\{ 1.4 (R_s \Delta s \sigma_s)^2 \right\}$$

$$F_{\Delta g} = 1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left\{ 1.4 (R_g \Delta g \sigma_g)^2 \right\}$$

$$\alpha_n = \begin{cases} \frac{1}{4\pi H Z_c(0)} \frac{32 - u_r^2}{32 + u_r^2} & u_r < 1 \\ \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(0)}}{2\eta_0 W_{\text{eff}}(0)} \left\{ u_r + \frac{0.667 u_r}{u_r + 1.444} \right\} & u_r \geq 1 \end{cases}$$

$$W_{\text{eff}}(0) = \frac{\eta_0 H}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(0)} Z_c(0)}$$

A.4.2. Pertes diélectriques

Elles sont dues à l'énergie dissipée dans le diélectrique qui est proportionnelle au facteur de pertes $\text{tg}\delta$. L'expression la plus précise, du facteur α_d , tenant compte de la dispersion s'écrit [156]

$$\alpha_d = \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)} \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{\text{eff}}(f)} \frac{\epsilon_{\text{eff}}(f) - 1}{\epsilon_{\text{eff}}(f) + 1} \text{tg}\delta \quad (\text{A-13})$$

A.4.3. Pertes par rayonnement

Dans une ligne microruban, utilisée comme moyen de transmission, il est souhaitable de favoriser l'existence des modes guidés (§ chap.1) et d'éviter la présence d'ondes de surface et de rayonnement. Dans le cas des antennes, c'est le rayonnement qui nous intéresse le plus. L'expression, du facteur de pertes par rayonnement α_r , donnée par Dubost [52] s'écrit

$$\alpha_r = \frac{4\pi^3}{5} \frac{\eta_0}{Z_c(f)} \frac{H^2}{\lambda_0^3} \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)}} \quad (\text{A-14})$$

ANNEXE B

Calcul du champ rayonné

Les expressions du champ rayonné, données dans le paragraphe 2.6, ont été obtenues en utilisant la théorie de l'optique géométrique (G.O). Cette théorie suppose que le plan de masse de l'antenne est infini afin de pouvoir faire usage du principe des images et donc de tenir compte aussi bien du champ direct que du champ réfléchi (Fig. B.1).

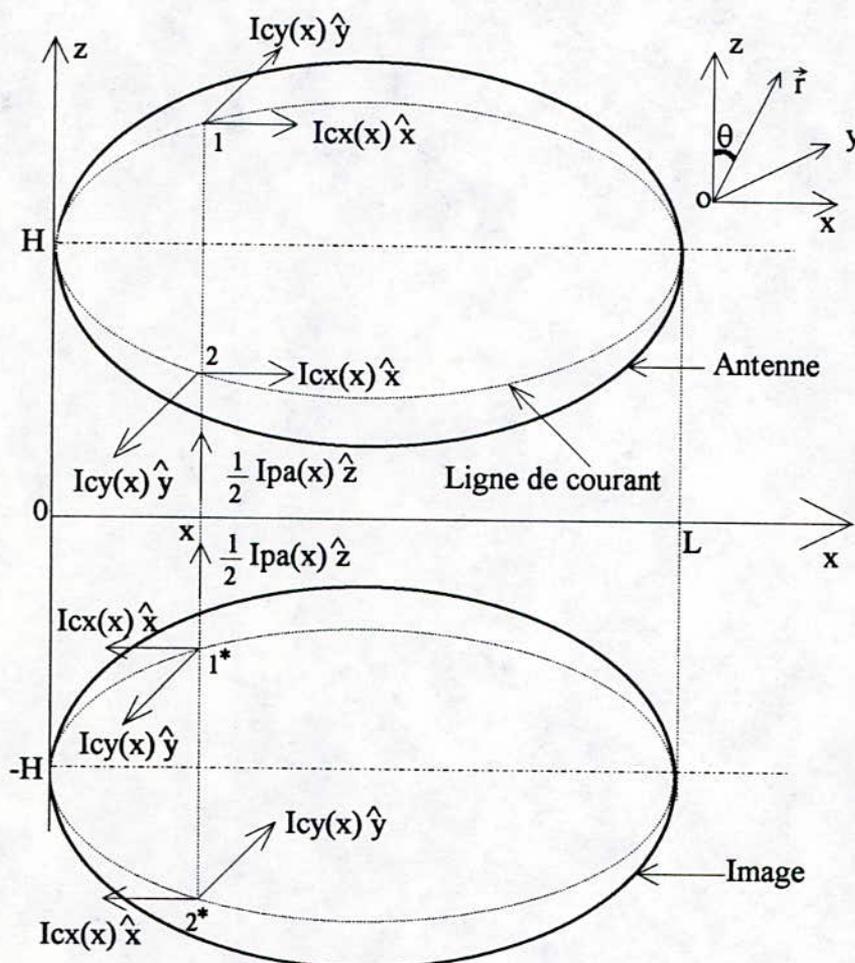


Fig. B.1. Antenne et son image.

Le champ rayonné en un point d'observation M, supposé être très loin de la source, produit par une densité de courant électrique \vec{J} ne dépendant que de la variable x le long de l'antenne, s'écrit [135]

$$\vec{E}(M) = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \int_0^L [\vec{J}(x) \wedge \hat{r}] \wedge \hat{r} e^{jk_0 \vec{r}' \cdot \hat{r}} dx \quad (B-1)$$

où les paramètres $k_0, \eta_0, \psi(r)$ sont définis au paragraphe 2.6.

\vec{r}' est la position du point d'excitation.

$\hat{r} = \sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z}$ est le vecteur unitaire porté par la direction radiale \vec{r} indiquant la position du point d'observation.

\hat{x} , \hat{y} et \hat{z} sont les vecteurs unitaires relatifs aux coordonnées cartésiennes et portés respectivement par les axes Ox , Oy et Oz .

Dans le cas de l'équation intégrale à une dimension (B-1), la densité de courant \vec{J} est équivalente à un courant et exprimée en Ampère.

B.1. Champ rayonné par les sources situées au point 1

B.1.1. Champ dû au courant de conduction

Le courant de conduction et sa position \vec{r}' au point 1, qui se déplace le long de la ligne de courant centre de gravité d'équation $y_G(x)$, s'écrivent

$$\vec{J}_{c1}(x) = I_c x(x) \hat{x} + I_c y(x) \hat{y} = \frac{1}{2} I_c a(x) \hat{x} + I_c y(x) \hat{y} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{c1} = x \hat{x} + y_G(x) \hat{y} + H \hat{z}$$

$I_c a(x)$, $I_c y(x)$ et $y_G(x)$ sont définis au chapitre 2.

Dans ces conditions les termes de l'intégrand de l'équation (B-1) deviennent

$$e^{jk_0 \vec{r}'_{c1} \cdot \hat{r}} = e^{j(k_x x + k_y y_G(x) + k_z H)} \quad (B-2)$$

$$\begin{aligned} [\vec{J}_{c1}(x) \wedge \hat{r}] \wedge \hat{r} = & - \left\{ \frac{1}{2} I_c a(x) \cos \phi + I_c y(x) \sin \phi \right\} \cos \theta \hat{\theta} \\ & + \left\{ \frac{1}{2} I_c a(x) \sin \phi - I_c y(x) \cos \phi \right\} \hat{\phi} \end{aligned} \quad (B-3)$$

où k_x , k_y et k_z sont définis au paragraphe 2.6. \hat{r} , $\hat{\theta}$ et $\hat{\phi}$ sont les vecteurs unitaires relatifs aux coordonnées sphériques (r , θ , ϕ).

Compte tenu des équations (B-1) à (B-3) les composantes, relatives aux coordonnées sphériques, du champ rayonné dû à la source $\vec{J}_{c1}(x)$ s'écrivent

$$E_{r_{c1}} = 0 \quad (B-4a)$$

$$E_{\theta_{c1}} = -j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \cos \theta e^{jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_c a(x) \cos \phi + I_c y(x) \sin \phi \right] e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-4b)$$

$$E_{\phi_{c1}} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) e^{jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_c a(x) \sin \phi - I_c y(x) \cos \phi \right] e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-4c)$$

B.1.2 Champ dû au courant de polarisation

Le courant de polarisation et sa position \vec{r}' en 1 s'écrivent

$$\vec{J}_{p1}(x) = \frac{1}{2} I_{pa}(x) \hat{z} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{p1} = x \hat{x} + y_G(x) \hat{y} + \frac{H}{2} \hat{z}$$

où $I_{pa}(x)$ est défini est défini au chapitre 2.

Dans ces conditions les termes de l'intégrant de l'équation (B-1) deviennent

$$e^{jk_0 \vec{r}'_{p1} \cdot \hat{r}} = e^{j(k_x x + k_y y_G(x) + k_z H/2)} \quad (B-5)$$

$$[\vec{J}_{p1}(x) \wedge \hat{r}] \wedge \hat{r} = \frac{1}{2} I_{pa}(x) \sin \theta \quad (B-6)$$

et, compte tenu de (B-1), (B-5) et (B-6), les expressions des composantes du champ rayonné dû à ce courant sont de la forme

$$E_{r_{p1}} = 0 \quad (B-7a)$$

$$E_{\theta_{p1}} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \sin \theta e^{jk_z H/2} \int_0^L \left\{ \frac{1}{2} I_{pa}(x) e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-7b)$$

$$E_{\phi_{p1}} = 0 \quad (B-7c)$$

B.2. Champ rayonné par les sources situées au point 2

B.2.1. Champ rayonné dû au courant de conduction

En 2 le courant de conduction et sa position \vec{r}' s'écrivent

$$\vec{J}_{c2}(x) = I_{cx}(x) \hat{x} - I_{cy}(x) \hat{y} = \frac{1}{2} I_{ca}(x) \hat{x} - I_{cy}(x) \hat{y} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{c2} = x \hat{x} - y_G(x) \hat{y} + H \hat{z}$$

Un travail analogue à celui exposé en B.1.1 nous permet d'obtenir les composantes du champ rayonné sous la forme

$$E_{rc2} = 0 \quad (B-8a)$$

$$E_{\theta_{c2}} = -j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \cos \theta e^{jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \cos \phi - I_{cy}(x) \sin \phi \right] e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-8b)$$

$$E_{\phi_{c2}} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) e^{jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \sin \phi + I_{cy}(x) \cos \phi \right] e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-8c)$$

B.2.2. Champ dû au courant de polarisation

Au point 2, l'expression du courant de polarisation \vec{r}' et sa position sont de la forme

$$\vec{J}_{p2}(x) = \frac{1}{2} I_{pa}(x) \hat{z} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{p2} = x \hat{x} - y_G(x) \hat{y} + \frac{H}{2} \hat{z}$$

Les composantes du champ rayonné dû à ce courant sont alors

$$E_{rp2} = 0 \quad (B-9a)$$

$$E_{\theta p2} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \sin\theta e^{jk_z H/2} \int_0^L \left\{ \frac{1}{2} I_{pa}(x) e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-9b)$$

$$E_{\phi p2} = 0 \quad (B-9c)$$

B.3. Champ rayonné par les sources situées en 1* image de 1

B.3.1. Champ rayonné dû au courant de conduction

Au point 1*, image de 1, le courant de conduction et sa position \vec{r}' s'écrivent

$$\vec{J}_{c1^*}(x) = -I_{cx}(x) \hat{x} - I_{cy}(x) \hat{y} = -\frac{1}{2} I_{ca}(x) \hat{x} - I_{cy}(x) \hat{y} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{c1^*} = x \hat{x} + y_G(x) \hat{y} - H \hat{z}$$

Compte tenu de (B-1), les expressions des composantes du champ rayonné dû à ce courant sont

$$E_{rc1^*} = 0 \quad (B-10a)$$

$$E_{\theta c1^*} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \cos\theta e^{-jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \cos\phi + I_{cy}(x) \sin\phi \right] e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-10b)$$

$$E_{\phi c1^*} = -j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) e^{-jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \sin\phi - I_{cy}(x) \cos\phi \right] e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (B-10c)$$

B.3.2. Champ rayonné dû au courant de polarisation

Au point 1*, l'expression du courant de polarisation et sa position \vec{r}' sont

$$\vec{J}_{p1^*}(x) = \frac{1}{2} I_{pa}(x) \hat{z} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{p1^*} = x \hat{x} + y_G(x) \hat{y} - \frac{H}{2} \hat{z}$$

Les composantes du champ rayonné dû à ce courant sont alors

$$E_{rp1^*} = 0 \quad (\text{B-11a})$$

$$E_{\theta p1^*} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \sin\theta e^{-jk_z H/2} \int_0^L \left\{ \frac{1}{2} I_{pa}(x) e^{j(k_x x + k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (\text{B-11b})$$

$$E_{\phi p1^*} = 0 \quad (\text{B-11c})$$

B.4. Champ rayonné par les sources situées en 2* image de 2

B.4.1. Champ rayonné dû au courant de conduction

Au point 2*, image de 2, le courant de conduction et sa position \vec{r}' s'écrivent

$$\vec{J}_{c2^*}(x) = -I_{cx}(x) \hat{x} + I_{cy}(x) \hat{y} = -\frac{1}{2} I_{ca}(x) \hat{x} + I_{cy}(x) \hat{y}, \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{c2^*} = x \hat{x} - y_G(x) \hat{y} - H \hat{z}$$

Compte tenu de (B-1), les expressions des composantes du champ rayonné dû à ce courant sont

$$E_{rc2^*} = 0 \quad (\text{B-12a})$$

$$E_{\theta c2^*} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \cos\theta e^{-jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \cos\phi - I_{cy}(x) \sin\phi \right] e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (\text{B-12b})$$

$$E_{\phi c2^*} = -j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) e^{-jk_z H} \int_0^L \left\{ \left[\frac{1}{2} I_{ca}(x) \sin\phi + I_{cy}(x) \cos\phi \right] e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (\text{B-12c})$$

B.4.2. Champ rayonné dû au courant de polarisation

Au point 2*, l'expression du courant de polarisation et sa position \vec{r}' sont de la forme

$$\vec{J}_{p2^*}(x) = \frac{1}{2} I_{pa}(x) \hat{z} \quad \vec{r}' = \vec{r}'_{p2^*} = x \hat{x} - y_G(x) \hat{y} - \frac{H}{2} \hat{z}$$

Les composantes du champ rayonné dû à ce courant sont alors

$$E_{rp2^*} = 0 \quad (\text{B-13a})$$

$$E_{\theta p2^*} = j \frac{k_0 \eta_0}{4\pi} \psi(r) \sin\theta e^{-jk_z H/2} \int_0^L \left\{ \frac{1}{2} I_{pa}(x) e^{j(k_x x - k_y y_G(x))} \right\} dx \quad (\text{B-13b})$$

$$E_{\phi p2^*} = 0 \quad (\text{B-13c})$$

B.5. Champ total rayonné par l'antenne

Finalement, nous obtenons les expressions du champ total rayonné par l'antenne sous la forme

$$\begin{aligned}
 E_r &= 0 \\
 E_\theta &= E_{\theta c1} + E_{\theta c2} + E_{\theta c1}^* + E_{\theta c2}^* + E_{\theta p1} + E_{\theta p2} + E_{\theta p1}^* + E_{\theta p2}^* \\
 E_\phi &= E_{\phi c1} + E_{\phi c2} + E_{\phi c1}^* + E_{\phi c2}^*
 \end{aligned}$$

En posant $E_0 = \frac{\eta_0}{\lambda_0} \psi(r)$, ces expressions s'écrivent encore d'une manière explicite

$$E_r = 0 \tag{B-14a}$$

$$\begin{aligned}
 E_\theta &= E_0 \cos\theta \cos\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\
 &+ 2j E_0 \cos\theta \sin\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{cy}(x) \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx
 \end{aligned} \tag{B-14b}$$

$$+ j E_0 \sin\theta \cos\left(k_z \frac{H}{2}\right) \int_0^L I_{pa}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx$$

$$\begin{aligned}
 E_\phi &= -E_0 \sin\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{ca}(x) \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\
 &+ 2j E_0 \cos\phi \sin(k_z H) \int_0^L I_{cy}(x) \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx
 \end{aligned} \tag{B-14c}$$

Nous retrouvons ainsi les relations (2-55) et (2-56) du chapitre 2.

Dans le cas d'une antenne associée à un directeur, le champ rayonné est obtenu par une procédure analogue à celle que nous venons d'exposer. Le volume de calcul devient double car il faut tenir compte de l'antenne, du directeur ainsi que de leurs images respectives. A l'aide de cette procédure nous aboutissons aux expressions (2-63) à (2-66) des composantes du champ rayonné par la structure bicouche.

ANNEXE C

Calcul des coefficients de diffraction

Considérons la structure rayonnante de la figure 2.21 constituée d'une antenne microruban dont le plan de masse est un disque circulaire de rayon a . L'antenne est assimilée à un point source localisé au centre O du disque. Nous nous proposons de déterminer les expressions, utilisées dans le paragraphe 2.8 du chapitre 2, des coefficients de diffraction $D_{s,h}$ (relatifs à la polarisation horizontale et verticale) aux points P et Q .

Dans le cas d'une diffraction sur un plan (faces planes) dont le contour est rectiligne ou curviligne, ces coefficients sont formulés par Kouyoumjian et Pathak [140] sous la forme

$$D_{s,h}(\varphi, \varphi', \beta_0) = \frac{-e^{j\pi/4}}{\sin \beta_0} \sqrt{\frac{L}{a}} \left\{ f(k_0 L, \beta^-) e^{jk_0 L(1+\cos\beta^-)} \text{Sgn}(\pi - \beta^-) \right. \\ \left. \pm f(k_0 L, \beta^+) e^{jk_0 L(1+\cos\beta^+)} \text{Sgn}(\pi - \beta^+) \right\} \quad (\text{C-1})$$

avec $f(k_0 L, \beta) = \int_{\sqrt{k_0 L(1+\cos\beta)}}^{\infty} e^{-jt^2} dt$, $\beta^\pm = (\varphi \pm \varphi')$, $\text{Sgn}(x) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \geq 0 \\ -1 & \text{si } x < 0 \end{cases}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

φ et φ' sont respectivement les angles des rayons incident et diffracté.

β_0 est l'angle que fait le rayon diffracté avec la tangente au contour du plan de masse au point de diffraction.

Pour un front d'ondes sphériques incident, le paramètre distance L , de l'équation C-1, s'écrit [140] comme suit

$$L = \frac{s \cdot s'}{s + s'} \sin \beta_0 \quad (\text{C-2})$$

s' et s sont respectivement les distances du point source O et du point d'observation au point de diffraction.

Dans le cas particulier de la structure rayonnante de la figure 2.21, nous avons

$$\varphi' = 0 \quad (\text{incidence rasante})$$

$$\beta'_0 = \beta_0 = \frac{\pi}{2} \quad (\text{les cônes de diffraction sont des disques circulaires})$$

$$s' = a$$

et nous pouvons alors écrire

$$\beta^+ = \beta^- = \beta = \varphi \quad (\text{C-3})$$

De plus, lorsque le point d'observation est situé dans la zone de rayonnement ($s \gg s'$), l'expression du paramètre distance L se réduit à

$$L \cong a \quad (C-4)$$

Dans ces conditions, l'équation (C-1) devient

$$\begin{cases} D_h(\varphi, 0, \pi/2) = -2 \sqrt{\frac{a}{\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \text{Sgn}(\pi - \varphi) f(k_0 a, \varphi) e^{jk_0 a(1 + \cos\varphi)} \\ D_s(\varphi, 0, \pi/2) = 0 \end{cases} \quad (C-5)$$

C. 1. Coefficients de diffraction au point Q

Au point Q, l'angle de diffraction φ s'écrit

$$\varphi = \varphi_Q = 90 + \theta \quad 0^\circ < \theta < 180^\circ$$

et nous pouvons donc écrire

$$1 + \cos\varphi_Q = 1 - \sin\theta$$

$$\text{Sgn}(\pi - \varphi_Q) = \text{Sgn}\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)$$

Appliquée au point Q, l'expression (C-5) devient

$$\begin{cases} D_h(Q) = 2 \sqrt{\frac{a}{\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \text{Sgn}(\theta - 90) e^{ju} \int_{\sqrt{u}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \\ D_s(Q) = 0 \end{cases} \quad (C-6)$$

avec
$$u = k_0 a(1 - \sin\theta)$$

Nous retrouvons bien la relation (2-94) utilisée dans le paragraphe 2.8 du chapitre 2.

C. 2. Coefficients de diffraction au point P

Au point P, l'angle de diffraction φ s'écrit

$$\varphi = \varphi_P = \begin{cases} \frac{\pi}{2} - \theta & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ \frac{5\pi}{2} - \theta & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases}$$

et nous pouvons donc écrire

$$1 + \cos \varphi_p = 1 + \sin \theta$$

$$\text{Sgn}(\pi - \varphi_p) = \begin{cases} \text{Sgn}\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right) = 1 & 0 < \theta \leq \pi/2 \\ \text{Sgn}\left(-\frac{3\pi}{2} + \theta\right) = -1 & \pi/2 < \theta < \pi \end{cases}$$

ou encore $\text{Sgn}(\pi - \varphi_p) = \text{Sgn}(\pi/2 - \theta)$.

Dans ces conditions, les coefficients de diffraction au point P s'écrivent

$$\begin{cases} D_h(P) = 2 \sqrt{\frac{a}{\pi}} e^{j\frac{\pi}{4}} \text{Sgn}(\theta - 90) e^{jv} \int_{\sqrt{v}}^{\infty} e^{-jt^2} dt \\ D_s(P) = 0 \end{cases} \quad (\text{C-7})$$

avec $v = k_0 a (1 + \sin \theta)$.