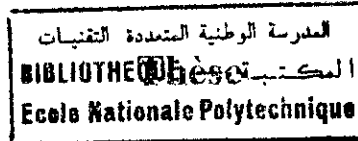


M0005/99A

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Ecole Nationale Polytechnique

Département d'Electronique



Présentée par :

SENOUCI Saddok

Option : Télécommunications

Pour l'obtention du titre de :

Magister

Thème

**Contribution à l'Etude d'Optimisation
d'Antennes Plaques Microruban**

Soutenue publiquement le : 26 Mai 1999

Devant le jury composé de :

Monsieur	D. BERKANI	Professeur (FNP)	President
Monsieur	A. ZERGUERRAS	Professeur (ENP)	Rapporteur
Monsieur	R. AKSAS	Maître de conférence (ENP)	Examineur
Monsieur	M. T. BELAAROUSSI	Chargé de recherche (CDTA)	Examineur
Monsieur	M. TRABELSI	Chargé de cours (ENP)	Examineur

Année 1999

Remerciements

Je tiens tout d'abord, à remercier Monsieur le professeur A. Zerguerras pour avoir bien voulu me proposer un sujet et de m'avoir patiemment et efficacement dirigé ainsi que pour ses conseils et sa grande disponibilité. Ses suggestions et ses critiques m'ont permis de présenter un travail, à mon avis, riche et approfondi.

Je veux remercier également le Docteur R. Aksas et M^r A. Azrar pour leurs précieux conseils et leurs aides qu'ils n'ont pas manqué de m'accorder durant toute la durée consacrée à ce travail.

J'adresse mes vifs remerciements aux membres de jury qui ont accepté d'évaluer mon travail.

Je tiens également à remercier tous les enseignants du Département Electronique de l'ENP et leur exprimer mes respects et ma reconnaissance.

Je ne manquerais pas de remercier M^r S. Bourougâa pour les facilités, l'aide et l'encouragement qu'il m'a accordé pour achever ce travail.

Enfin, je remercie toutes les personnes qui, de près ou de loin, m'ont aidé à mener à terme ce travail et j'espère qu'elles sauront se reconnaître dans ces quelques lignes.

Glossaire.

- APM Antenne plaque microruban.
- a Côté du triangle isocèle.
- a_f Localisation du point d'excitation par rapport au centre du disque.
- B Largeur de bande de l'antenne.
- $C_{12}(n)$ Capacité de couplage entre les tronçons de lignes de la tranche d'ordre n de l'antenne et du 1^{er} directeur.
- $C_{13}(n)$ Capacité de couplage entre les tronçons de lignes de la tranche d'ordre n de l'antenne et du 2^{me} directeur.
- $C_{23}(n)$ Capacité de couplage entre les tronçons de lignes de la tranche d'ordre n des deux directeurs.
- c Vitesse de la lumière.
- d_0 ou $2a_p$ Diamètre de l'âme centrale de la sonde coaxiale d'excitation.
- D_N Disque normal.
- D_L Disque lissé.
- E Champ électrique.
- f_c Fréquence centrale de la largeur de bande définie pour un $TOS \leq 2$.
- f_r fréquence de résonance correspondant au maximum de la partie réelle de l'impédance d'entrée de l'antenne (mode fondamental).
- G Gain de l'antenne.
- G_0 Admittance du vide.
- h Epaisseur du substrat supportant l'antenne.
- h_1 Epaisseur du substrat supportant le 1^{er} directeur.
- h_2 Epaisseur du substrat supportant le 2^{me} directeur.
- h_o Epaisseur de l'overlay.
- h_{eq} Epaisseur équivalente de plusieurs substrats superposés.
- I_{ca} Courant de conduction sur la plaque antenne.
- I_{ca1} Courant de conduction sur la plaque 1^{er} directeur.
- I_{ca2} Courant de conduction sur la plaque 2^{me} directeur.
- I_{pa} Courant de polarisation sur la plaque antenne.
- I_{pa1} Courant de polarisation sur la plaque 1^{er} directeur.
- I_{pa2} Courant de polarisation sur la plaque 2^{me} directeur.

- jX_1 Réactance introduite par la sonde coaxiale d'excitation.
- k_{12} Coefficient de couplage entre les plaques antenne et 1^{er} directeur.
- k_{13} Coefficient de couplage entre les plaques antenne et 2^{me} directeur.
- k_{23} Coefficient de couplage entre les plaques directeurs.
- k Coefficient de compensation des effets de bord et de peau.
- L Longueur du patch.
- L_{eff} Longueur effective du patch.
- LEF Méthode des lignes élémentaires finies.
- LECF Méthode des lignes élémentaires couplées finies.
- N Nombre de tranches pour un découpage linéaire.
- N_a Nombre de tranches pour un découpage angulaire.
- (n.m) Notre modèle.
- N_{11} N° de la première tranche de la partie bi-couches de l'antenne.
- N_{12} N° de la dernière tranche de la partie bi-couches de l'antenne.
- N_{d1} N° de la première tranche de la partie tri-couches de l'antenne.
- N_{d2} N° de la dernière tranche de la partie tri-couches de l'antenne.
- R Rayon de l'antenne plaque circulaire.
- R_1 Rayon du premier élément parasite (directeur).
- R_2 Rayon du deuxième élément parasite.
- R_{eff} Rayon effectif.
- R_c Résistance caractéristique d'une ligne de transmission.
- TOS Taux d'ondes stationnaires.
- t Epaisseur des conducteurs.
- $[t_n]$ Matrice de transmission de la section élémentaire d'ordre n .
- $tg\delta$ angle de perte du substrat diélectrique.
- v_n^i Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
- v_n^r Onde de tension réfléchi sur la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
- v_n^{li} Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque premier directeur.
- v_n^{lr} Onde de tension réfléchi sur la tranche d'ordre n de la plaque premier directeur.
- v_n^{2i} Onde de tension incidente sur la tranche d'ordre n de la plaque deuxième directeur.
- v_n^{2r} Onde de tension réfléchi sur la tranche d'ordre n de la plaque deuxième directeur.

- W Largeur du patch rectangulaire.
- $w(n)$ Largeur de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque antenne.
- $w_1(n)$ Largeur de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque premier directeur.
- $w_2(n)$ Largeur de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque deuxième directeur.
- X_p Position de la sonde d'excitation dans le cas du triangle.
- x Variable selon l'axe de l'antenne.
- (x_p, y_p) Coordonnées cartésiennes du point d'excitation pour le patch rectangulaire.
- $\Delta x(n)$ Longueur de la tranche élémentaire.
- $Z_c(n)$ Impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque antenne.
- $Z_{c1}(n)$ Impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque premier directeur.
- $Z_{c2}(n)$ Impédance caractéristique de la ligne élémentaire d'ordre n de la plaque deuxième directeur.
- Z_{in} Impédance d'entrée de l'antenne.
- Z_{nor} Impédance de normalisation.
- ϵ_0 Permittivité du vide.
- ϵ_e Permittivité effective du substrat diélectrique de l'antenne.
- ϵ_{e1} Permittivité effective du substrat diélectrique du premier directeur.
- ϵ_{e2} Permittivité effective du substrat diélectrique du deuxième directeur.
- ϵ_r Permittivité relative du substrat diélectrique de l'antenne.
- ϵ_{r1} Permittivité relative du substrat diélectrique du premier directeur.
- ϵ_{r2} Permittivité relative du substrat diélectrique du deuxième directeur.
- ϵ_{ro} Permittivité relative du substrat diélectrique de l'overlay.
- ϵ_{req} Permittivité relative équivalente de plusieurs substrats superposées.
- $\gamma(n)$ Exposant de transfert sur image de la tranche d'ordre n de la plaque antenne.
- $\gamma_1(n)$ Exposant de transfert sur image de la tranche d'ordre n de la plaque premier directeur.
- $\gamma_2(n)$ Exposant de transfert sur image de la tranche d'ordre n de la plaque deuxième directeur.
- θ Angle de balayage en élévation.
- λ Longueur d'onde.
- λ_0 Longueur d'onde dans le vide.
- Γ_{jn} Coefficient de réflexion dans la ligne j au niveaux de la tranche n .

INTRODUCTION

L'objet de cette thèse est "une modélisation d'antennes plaques microruban (APM) au plus près de son comportement réel physique, par la méthode des lignes élémentaires couplées finies ou monocouche (LECF ou LEFY" avec application à l'augmentation simultanée de la largeur de bande B et du gain G que peut offrir une APM en jouant sur ses caractéristiques de forme, dimensionnelles, physiques, structurelles etc. Le produit $B.G$ doit être accru le plus loin possible.

La grande majorité des méthodes très précises de modélisation des APM sont multidimensionnelles ($n \geq 2$), d'un usage lourd, impliquant souvent des équations intégrales qui nécessitent beaucoup de temps de calcul et des capacités mémoires importantes. Souvent l'excès en précision de la modélisation est noyé par les imprécisions des facteurs intervenants dans les mesures. L'ingénieur de conception d'APM a besoin de modèles faciles à implémenter, à mettre en œuvre dans des micro-ordinateurs courants et présentant une précision en adéquation avec celle des mesures.

Dans ce but, le professeur G. Dubost est le premier à avoir eu l'idée d'un traitement linéique, qui a l'avantage de réduire l'étude des APM à une analyse unidimensionnelle. Le principe de base est qu'une application homographique sur la variable d'une équation de Riccati, la transforme en une autre équation de Riccati. La résolution analytique de cette équation n'est possible que pour la ligne microruban rectangulaire. En général elle est impossible.

Comme toute ligne microruban, de forme quelconque mais convexe suivant son «axe de symétrie», peut être approximée par une suite de lignes élémentaires rectangulaires finies (LEF), grâce à un découpage approprié à la précision désirée, une résolution numérique de l'équation de Riccati d'un tel système devient possible même pour des lignes stratifiées couplées.

Les travaux menés au laboratoire télécommunications de l'ENP ont permis plusieurs avancées dont entre autre :

- Le découpage angulaire pour l'APM disque, et le découpage adaptatif pour d'autres formes telles que les APM triangles, qui à précision égale, réduit le nombre de découpage et de là les temps calcul relativement à un découpage régulier en tronçon de lignes élémentaires de même longueur ($\Delta x = L/N$; où L est la longueur de l'APM, N est le nombre d'éléments du découpage). Cette réduction est de l'ordre d'une à plusieurs décades.
- La modélisation théorique du coefficient de couplage entre lignes microruban stratifiées qui s'est avéré très correcte.

- La modélisation bidimensionnelle (2D) des courants sur les rubans conducteurs avec et sans usage de la méthode des moments Galerkin (M_2G). Cette modélisation permet un meilleur accord entre les diagrammes de rayonnement théoriques et mesurés, évidemment en prenant en compte la finitude du plan de masse de l'APM.

Une telle modélisation 2D, rend l'effet d'un radôme plus accessible en ce qui concerne le diagramme de rayonnement. Pour analyser l'effet des ondes de surface sur le rendement par exemple, la M_2G est pour le moment incontournable, il en est de même lorsqu'une couche d'air est introduite sous le directeur ou le patch.

Le travail que nous présentons dans cette thèse est une extension et un approfondissement de la méthode des LEF et LECF pour les études de caractérisation et de conception d'APM mono, bi et tri-couches. Les résultats de ce travail comportent de nombreux développements et enrichissements nouveaux, dont entre autre :

- i) Les matrices de transfert de la méthode des LECF proposées par le professeur A. Zerguerras sont cette fois réciproques, contrairement à celle proposées par le professeur G. Dubost. Cette réciprocité des matrices permet de généraliser la méthode des LECF de façon correcte aux APM tri-couches comprenant un second directeur.
- ii) Les caractéristiques (fréquence de résonance, impédance d'entrée) peuvent être déterminées par la méthode des LECF pour tout type d'excitation en rapport avec la polarisation désirée (rectiligne, elliptique, circulaire).
- iii) La formulation de la théorie des LECF a été modifiée pour une meilleure prise en charge de la stratification des lignes microruban en général, et en particulier pour une meilleure modélisation des permittivités diélectriques effectives ϵ_{eff} des différentes couches, et une prise en compte approfondie de l'overlay protecteur placé directement sur l'APM ou à une certaine distance au-dessus.
- iv) Les effets de bord, de peau, d'extrémités sont pris également en compte de façon dynamique au moyen d'une modélisation unique pour une géométrie donnée. Les résultats ont été comparés à ceux d'autres auteurs (mesures et théorie) et ont donné un très bon accord. Les méthodes dynamiques des autres auteurs n'ont pas été testées faute de temps.
- v) La méthode a été appliquée pour la première fois à une forme vraiment quelconque, le disque à contour lissé au niveau de sa jonction avec la ligne microruban d'excitation. on s'attend à des performances nettement supérieures avec des formes

comportant plusieurs résonateurs en ligne dont les fréquences distinctes répondent à une loi déterminée.

- vi) La méthode des LECF peut être étendue aussi à la technique de modélisation par la surface de réponse globale (GRS) qui autorise une démarche d'amélioration bi-paramètres déterminant le domaine d'intérêt à l'intérieur de contour de TOS donné.

Les résultats théoriques et mesurés comparés montrent une concordance des plus satisfaisantes dans le cas des APM simples et bi-couches. Par contre l'impossibilité de trouver des résultats expérimentaux pour l'APM tri-couches dans la littérature spécialisée, doublée de la difficulté de réaliser les maquettes correspondantes sur place à l'ENP, n'ont pas permis de procéder à un travail de validation poussé de la méthode. Les rares données disponibles sur le sujet, nous ont montré que les résultats théoriques de la méthode des LECF répondent globalement à notre attente.

Il ressort de ce travail qu'il est tout à fait possible de trouver la forme idoine d'APM monocouche, qui autorise des largeurs de bande de 20 % et des gains de 20 dB dans la gamme des fréquences allant de 1 à 30 GHz ; et il est même possible de faire mieux avec les configurations bi-couches ou tri-couches.

Chapitre I

Etat de l'art.

I. ETAT DE L'ART :

a) Dans les méthodes d'analyse et de conception d'A.P.M :

La méthode des LECF fondée sur l'équation de Riccati [1], [2], [3] est l'une des méthodes les plus aisées à mettre en œuvre pour analyser, concevoir et modéliser les APM de toute configuration, stratifiée ou non, mais disposant d'un axe de symétrie. Ce travail de thèse développe la théorie de la méthode des LECF dans ses fondements actuels et analyse ses capacités de précision relativement aux mesures.

Les caractéristiques essentielles d'une APM, fréquence de résonance fondamentale, impédance d'entrée, largeur de bande, polarisation, gain, rendement, diagramme de rayonnement etc. , ainsi que les effets de l'introduction d'un overlay de protection, d'une couche d'air, et de directeurs sont déterminés par la méthode des LECF de façon assez satisfaisante comparativement aux mesures de ces caractéristiques comme nous le verrons plus loin. Dans le cas d'une configuration annulaire, il est avantageux d'utiliser la G.T.L.M, (i.e. : la méthode des lignes à transmission généralisée) développée par A. K. Bhattacharyya et Garg (1985) [15à20].

D'ailleurs les configurations asymétriques, complexes non convexes et multiples connexes n'ont pas encore à ce jour reçu un traitement par la méthode des LECF. Celle-ci doit être au préalable adaptée à ce type de problèmes ce qui constituera éventuellement un travail de recherche d'une prochaine thèse.

Par ailleurs l'homogénéisation de l'espace diélectrique, en éliminant la discontinuité diélectrique ne permet pas à la méthode des LECF d'accéder à une évaluation directe des effets produits par les ondes de surface dont entre autre celles correspondants au mode TM_0 . Cette détermination directe se fait actuellement par la méthode des moments (M_2) qui connaît de nombreux développements importants. Elle n'est limitée que par les capacités de calcul des ordinateurs quand elle aborde les problèmes électromagnétiques relatifs aux structures de grande dimension par rapport à la longueur d'onde.

La M_2 s'applique aussi bien aux équations différentielles, en usant, le cas échéant, des différences finies, qu'aux équations intégrales avec fonction de Green dyadique, à champ électrique (E.F.I.E) ou à potentiel mixte (M.P.I.E). Pour réduire les durées de traitement sur ordinateur, la M_2 a été performée par des méthodes à convergence rapide telle que la méthode du gradient conjugué combinée à une transformée de Fourier rapide (M.G.C-F.F.T) ou par des méthodes de conditionnement de matrice telle que l'application de la théorie des ondelettes ou par des méthodes s'étendant aux matrices non inversibles telle que la technique du pseudo-inverse [1], [4-8], [13].

La M_2 s'applique aux problèmes stationnaires, déterministes ou à valeurs propres, à une, deux ou trois dimensions, de champs vectoriels ou scalaires, de milieux homogènes ou inhomogène, isotropique ou anisotropiques (i.e. : à caractère tensoriel), à champs bornés ou non bornés(avec ou sans limites), direct ou inverse, dans presque tous les cas linéaires. Les problèmes instationnaires, non linéaires ne sont pas en général résoluble par la M_2 .

La méthode des éléments finis(M.E.F) s'applique par contre aux problèmes linéaires et non linéaires, directs et inverses, stationnaires et non stationnaires (i.e. : la M.E.F est une sous-classe des méthodes Ritz Galerkin, dans laquelle sont définies les fonctions polynomiales par morceau utilisées pour les fonctions de test et de degré de liberté infini du système, et sont discrétisées ou remplacées par un nombre fini de paramètres inconnus.

L'une des plus simples des discrétisations est la méthode des différences finies. La MEF est quelquefois similaire à la méthode des différences finies. La MEF opère une division de la région champ en éléments qui sont divisés à leur tours en sous-régions. La MEF convient aux problèmes présentant des variations de champ très rapides, que les milieux soient inhomogènes ou homogènes, isotropes ou anisotropes. La précision peut être poussée aussi loin que l'on veuille avec la MEF. La MEF s'appliquera de plus en plus aux problèmes pour lesquels aucun principe variationnel n'existe ou ne peut être identifié.

Pour traiter les structures non fermées, des régions infinies, la MEF a recours :

- a) à l'usage de limites artificielles,
- b) à l'usage d'éléments infinis,
- c) à l'usage d'éléments finis extérieurs,
- d) à l'usage de la transformation conforme
- e) à l'usage d'une combinaison MEF-méthode analytique, [8], [10], [11], [12].

La méthode des éléments de frontières (B.E.M) similaire à la MEF, mais fondée sur l'équation intégrale linéaire, est très proche de la M_2 , en particulier dans le domaine de la dispersion des ondes électromagnétiques.

La BEM nécessite des durées de calcul bien inférieures à celles de la MEF pour le traitement du même problème, mais malheureusement elle ne peut pas comme celle-ci incorporer des conditions aux limites à l'infini de façon automatique. De ce fait la B.E.M est d'un emploi moins universel que celui de la MEF. Par ailleurs elle(la B.E.M) ne convient pas au traitement de région inhomogène, puisque les inconnues à déterminer sont prises seulement aux limites. La matrice issue de la BEM est souvent dense, (i.e. : non clairsemée) ce qui atténue son avantage [12], [13].

Les techniques de programmation automatique de maillage ont performé la M.E.F, et à un degré moindre la BEM.

Ce qui avantage la M_2 et la méthode des LECF dans l'analyse des APM, c'est que celles-ci présentent des problèmes linéaires. De plus les cas pratiques nécessitent une épaisseur de substrat inférieur à $\lambda_r/8$ (λ_r : longueur d'onde à la résonance fondamentale de l'APM) et des dimensions planes (L et W) longitudinale et transverse en général demi-onde ou quasi-demi-onde à la résonance fondamentale pour les APM ouvertes aux deux extrémités, quart d'onde ou quasi-quart d'onde pour les APM ouvertes à une seule des deux extrémités. Dans la plus part des cas pratiques, la largeur moyenne du ruban est telle que $1 < \frac{w}{h} < 15$.

Les relations de première approximation pour ϵ_e restent valables tant que l'on a $\frac{1}{20} < \frac{w}{h} < 20$, ce qui recouvre la majorité des cas pratiques. Des relations plus performantes sont possibles et restent valables tant que $\frac{1}{100} < \frac{w}{h} < 100$ ce qui recouvre la quasi-totalité des cas pratiques.

b) Dans l'accroissement de la largeur de bande des A.P.M :

L'APM simple monocouche a le défaut d'être trop sélective, particulièrement en deçà de 3 GHz et pour des substrats trop minces. On peut accroître la largeur de bande en fréquence de l'APM simple par l'un des trois moyens qui suivent ou leur combinaison.

- Augmenter l'épaisseur h du substrat.
- Diminuer la constante diélectrique relative ϵ_r du substrat.
- Adapter l'impédance d'entrée de l'APM de façon soignée.

Malheureusement, la modélisation et le désir d'empêcher l'apparition des modes supérieurs impose la condition $h < \frac{\lambda}{8}$ (λ : longueur d'onde du mode fondamental). Cette condition est aussi nécessaire si l'on veut éviter les ondes de surface qui détériorent le diagramme de rayonnement, réduisent le rendement et compliquent la technique d'excitation de l'APM.

La réduction de ϵ_r , par l'introduction d'une couche d'air est aussi limitée par la condition majorant h en deçà de $\lambda/8$.

L'adaptation de l'impédance d'entrée de l'APM, ainsi que celle de tout le réseau d'APM, tel que proposé par Van de Capell et H.F. Poes n'est ni aisée, ni sans surcoût ni suffisante.

Il existe d'autres techniques plus efficaces pour augmenter la largeur de bande. Parmi celles-ci on peut citer :

- 1) L'APM multicouche, comportant un directeur ou plusieurs, de dimensions voisines à celles de l'antenne. La présence d'un seul directeur permet une multiplication de la largeur de bande par trois ou même cinq. Un second directeur contribuera à améliorer également le gain de l'APM. Cela se fera malheureusement par un épaissement de la structure qui peut gêner certaines applications (conformation d'APM par exemple).
- 2) L'A.P.M à éléments parasites coplanaires permet l'obtention de largeurs de bande de cinq à sept fois plus grande que celle de l'APM simple correspondante. Cependant, la présence des parasites sur le même plan que l'APM surdimensionne les alignements, et induit des couplages indésirables qui compliquent la réalisation de tels réseaux.
- 3) L'antenne log-périodique ou quasi-périodique reproduit ses caractéristiques radioélectriques périodiquement avec le logarithme de la fréquence, mais avec des variations faibles pour avoir une très large bande. Ces antennes nécessitent des tolérances de fabrication serrées et des structures compactes pour résister aux déformations mécaniques. De plus, son emploi en réseau implique une ligne d'alimentation trop longue pour ne pas être perturbante. La littérature rapporte que des structures log-périodiques à neuf éléments ont été réalisées avec une largeur de bande de 30% pour un T.O.S inférieur ou égal à 2.2, et un rendement de 70%. Dans ce cas la ligne d'alimentation était terminée par une charge adaptée afin d'éliminer les réflexions dégradantes des diagrammes de rayonnement aux fréquences limites de la bande passante. D'autres études pour réseau log-périodique d'APM rectangulaires indiquent des bandes passantes de l'ordre de 50% (i.e. : près de 20 fois celle de l'APM simple, ou même 1.5 fois celle de l'APM bi-couches ou tri-couches). Le rendement de l'antenne log-périodique reste quand même plus élevé que celui de l'antenne microruban spirale utilisée dans les récepteurs, pour astronomie sub-millimétrique, à faible bruit, du type supraconducteur-isolant-supraconducteur.
- 4) Le placement approprié de charges réactives (stubs) permet de réaliser l'adaptation à la ligne d'alimentation, ce qui autorise un accroissement de largeur de bande non significatif comparativement à l'encombrement et aux surcoûts ainsi induits.
- 5) Des réseaux A.P.M à commutation par diode P.I.N ou par des pins ont été conçus pour travailler en multi-fréquences pour l'obtention de dispositifs à agilité de fréquence utilisés en particuliers dans les Radars.

- 6) Le dipôle replié donne des bandes passantes de deux à trois fois la largeur de celle de l'APM simple correspondante. [9], [21], [22 p.692à710], [23], [24].

c) Dans l'amélioration de la directivité et du gain de l'A.P.M :

Au niveau de l'APM isolée, le gain s'améliore quand on passe du triangle au carré, puis du carré à l'hexagone, de l'hexagone au disque. La structure stratifiée introduisant un ou deux directeurs améliore aussi le gain. C'est d'ailleurs en partie l'objet de cette étude. Selon [25], un écart de 0.35λ (λ : étant la longueur d'onde dans le substrat diélectrique) et plus entre le patch et le premier directeur accroît le gain. De même un écart dépassant 0.47λ entre les deux directeurs stratifiés accroît le gain. De telles épaisseurs de diélectriques réduisent la largeur de bande et donnent naissance à un accroissement notable des ondes de surface; de plus elles n'obéissent pas à la conditionnalité $h < \frac{\lambda}{8}$.

Pour améliorer le gain et la directivité on doit à la fois travailler la configuration de l'APM isolée ainsi que celle de ses alignements en réseau; et cela en acceptant des compromis pour ne pas détériorer les autres propriétés d'intérêt pour l'application désirée [22], [24].

d) Dans l'amélioration du rendement :

Le ratio η en % entre la puissance rayonnée et la puissance totale dispensée constitue le rendement. Le ratio η croit avec la fréquence de résonance et avec l'épaisseur h du substrat diélectrique de constante relative ϵ_r . Le rendement η augmente aussi quand ϵ_r diminue. Ces types d'amélioration sont limités par la condition $h < \frac{\lambda}{8}$.

L'onde de surface du mode TM_0 , à fréquence de coupure $f_c = 0$, est toujours présente, elle est suivie par celle du mode TE_0 qui apparaît à la fréquence $f_c = \frac{c}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}}$ où c est la vitesse de la lumière, h et ϵ_r sont respectivement l'épaisseur et la constante relative du substrat. La relation qui précède indique que pour éviter le mode TE_0 il y'a intérêt à diminuer h et ϵ_r pour accroître f_c . Ainsi h doit être un compromis entre la largeur de bande B désirée et le rendement η minimal exigé. Les concepteurs utilisent en général le critère $f_u < f_c / 4$ (où f_u : est la fréquence de travail du dispositif à son maximum). James et Henderson indiquent que le mode TM_0 des ondes de surface n'est excité de façon significative que lorsque $h \geq 0,09\lambda_0$ pour $\epsilon_r \cong 2,3$ et $h \geq 0,03\lambda_0$ pour $\epsilon_r \cong 10$ [5], [6], [7], [22], [24].

e) Dans la sélection du substrat :

Le substrat doit avoir une bonne tenue contre le claquage pour une épaisseur h donnée, afin de permettre le passage de puissance suffisante. En outre ses pertes doivent se faire avec une $\text{tg}\delta < 10^{-3}$. Il doit avoir une bonne conductivité à la chaleur pour permettre son évacuation. Il doit conserver une bonne stabilité dimensionnelle ; se façonner aisément et surtout être de faible coût.

Le substrat, selon l'application finale de l'APM, ne doit pas être affecté dans ses propriétés par les conditions environnantes de température, de pression, d'humidité, de rayonnement nucléaire ou autres, aux efforts mécaniques induits par les vibrations, la gravitation ou autres etc..

La conformabilité du substrat supportant le réseau d'APM à des surfaces courbes (cylindrique, conique, elliptique, sphérique etc.) peut être un critère décisif dans le choix de sa nature et de son épaisseur. La réflexion doit aussi être étendue au choix de l'overlay, du radôme, ou même du matériau appelé à recevoir l'intégration des dispositifs électroniques prévus à l'application donnée qui table sur une miniaturisation poussée du système électronique correspondant [6], [7], [22], [24].

f) Dans la réalisation des réseaux d'APM :

Les réseaux doivent présenter les directions aveugles le plus loin possible de la direction perpendiculaire (i.e. : $\theta > 80^\circ$), des lobes principaux assez directifs ou omnidirectionnel selon l'application souhaitée, des lobes secondaires les plus réduits possibles.

L'architecture doit souvent chercher une maximisation de la largeur de bande B , du gain G et du produit BG .

Un dispositif de commutation pourra aider à donner au faisceau la configuration donnée, une intégration électronique contribue à doter le système antenne d'un balayage électronique .

Le réseau doit garantir la pureté de la polarisation retenue, sa miniaturisation doit être compatible avec les autres caractéristiques désirées.

Un réseau peut aussi être conçu multi-fréquence avec variation électronique de la fréquence opératoire. De telles antennes-réseaux sont particulièrement recherchées pour les applications RADAR ; elles sont dites dans ce cas à agilité de fréquence.

Les télécommunications par satellites, mobile, téléphone cellulaire poussent à la mise au point d'antennes de plus en plus petites et efficaces [6], [7], [8], [9], [15], [17], [19], [20], [21], [22], [23], [24].

Chapitre II

Méthode des lignes élémentaires couplées finies (L.E.C.F).

- Théorie -

II. Les Lignes Élémentaires Couplées Finies (LECF) :

Pour une antenne isolée (sans directeur) pourvue d'un axe de symétrie l'admittance réduite $Y_r(x)$ fonction de x , distance le long de l'axe de symétrie et comptée par rapport au point d'excitation o , est la solution de l'équation de Riccati suivante :

$$\frac{dY_r(x)}{dx} + \left[\frac{4\pi^3}{5\lambda_0} \frac{H_r^2}{\sqrt{\varepsilon_e}} g_c(x) + \frac{\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_e} \left(\text{tg} \delta + \frac{D_s}{H_r} \right) + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_e} \right] \left[g_c(x) - \frac{Y_r^2(x)}{g_c(x)} \right] = 0 \quad (2-1)$$

$g_c = \frac{G_c(x)}{G_0}$ est l'admittance caractéristique normalisée de la ligne de transmission équivalente qui varie avec x .

ε_e est la permittivité relative équivalente variant également avec x .

$H_r = h / \lambda_0$ est l'épaisseur constante du substrat diélectrique normalisée à la longueur d'onde dans le vide λ_0 . La permittivité relative équivalente de la ligne ε_e peut s'apprécier à l'aide de la formule empirique suivante (2-2) qui est approchée mais peut être améliorée suivant les indications apparaissant à l'annexe A.

D_s : épaisseur de peau réduite par rapport à λ_0 , $\text{tg} \delta$: angle de perte du substrat diélectrique.

$$\varepsilon_e = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left[1 + 12 \frac{H_r}{W_r(x)} \right]^{-1/2} \quad (2-2)$$

W_r : est la largeur variable de la plaque antenne réduite par rapport à la longueur d'onde λ_0 .

La solution analytique de l'équation de Riccati (2-1) n'est en général pas possible sauf pour l'antenne plaque rectangulaire. Une application homographique sur la variable d'une équation de Riccati la transforme en une autre équation de Riccati. L'exploitation de cette propriété nous permet de décomposer notre antenne de forme quelconque en "tronçons" élémentaires rectangulaires perpendiculaires à son axe de symétrie. Ces tronçons élémentaires sont assimilés à des lignes de transmission de largeur $w(x)$, de longueur $\Delta x = L / N$, et d'épaisseur h .

L : longueur de l'antenne selon l'axe des x .

N : nombre de découpage en tronçons élémentaires.

G_0 : admittance du vide, $G_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}$.

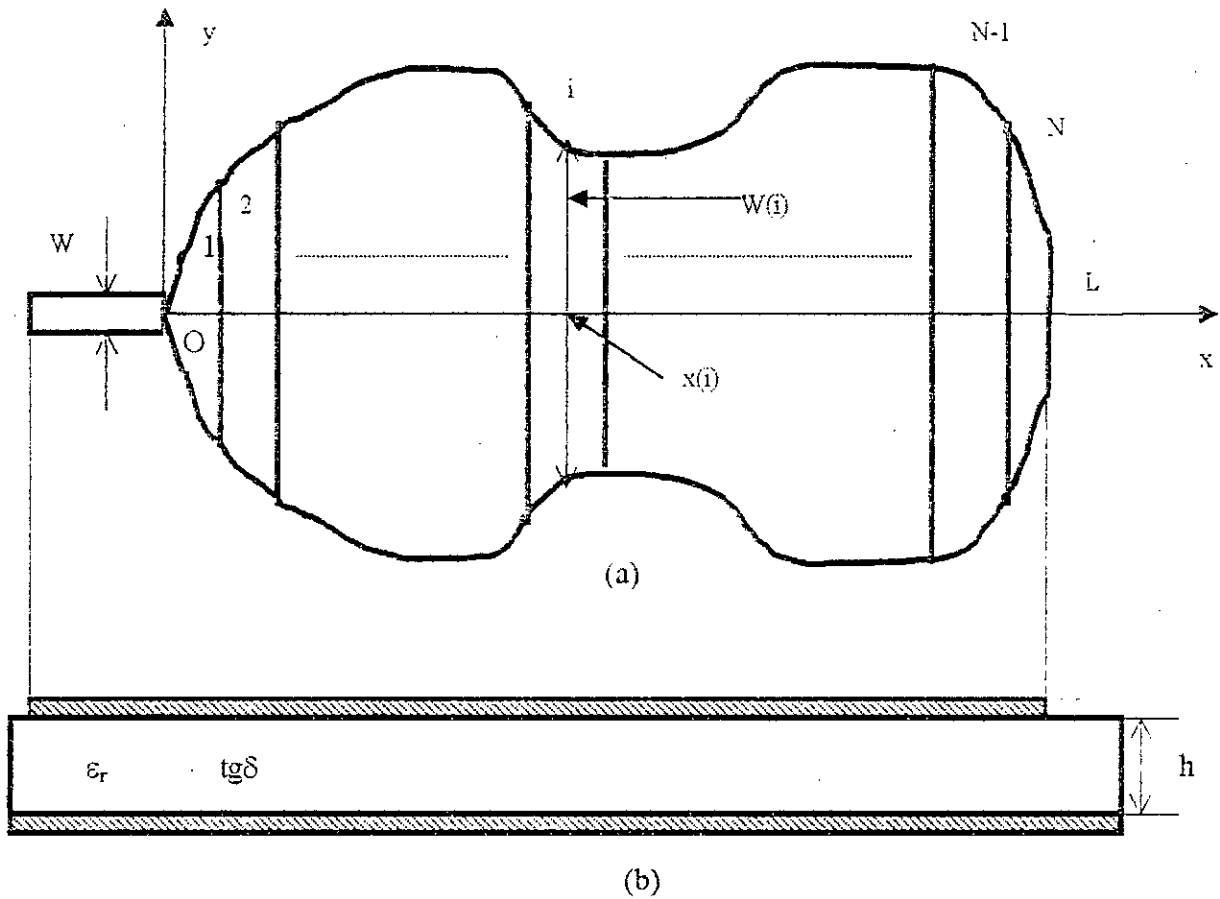


Fig. (2-1) : configuration d'une antenne isolée de forme arbitraire discrétisée en N sections élémentaires.

(a) vue de dessus de l'antenne ;

(b) coupe.

a) Résumé du cas à deux lignes couplées :

La méthode des lignes élémentaires coupées fines (L.E.C.F) tout comme celle de la ligne de transmission travaillant en mode quasi TEM de G. Dubost permet de déterminer les fréquences de résonance, l'impédance d'entrée, la largeur de bande, les distributions de courants et de tensions sur les plaques antenne et directeur ainsi que les diagrammes de rayonnement et la pureté des polarisations correspondants, le gain, la directivité etc.

La méthode des lignes élémentaires couplées fines (LECF) développée ici est un outil de conception qui permet de prévoir le comportement de toute APM simple, bi-couche ou tricouche ayant une forme quelconque avec un axe de symétrie.

L'antenne bi-couche est formée par deux plaques conductrices, l'antenne (A) et le directeur (D), parallèles au plan de masse (M), séparés entre eux par une couche de substrat diélectrique d'épaisseur h_1 . Alors que la plaque antenne est distante du plan de masse sous une couche de

substrat diélectrique d'épaisseur h . Les épaisseurs h et h_1 sont faibles par rapport à la longueur d'onde, plus exactement $h < \frac{\lambda}{8}$ (λ : longueur d'onde à la résonance fondamentale). Les plaques conductrices ouvertes aux extrémités rayonnent le plus à la résonance fondamentale demi-onde. L'APM ainsi définie peut être subdivisée en trois régions différentes (1), (2) et (3).

- *Région (2) :*

De longueur L égale à celle du directeur ($L=b_1$) la région (2) est la partie couplée de l'antenne avec le directeur. Cette région est équivalente à deux lignes de transmission superposées couplées entre elles par une capacité linéique mutuelle c_{12} . Ces deux lignes superposées forment un octopôle dont la matrice de transfert est donnée plus loin éq. N° (2-7bis).

- *Région(1)et (3) :*

Les parties de l'antenne non couplées avec le directeur lorsque celui-ci est plus petit, ou les parties du directeur non couplées avec l'antenne lorsque celle-ci est plus petite forment les régions (1) et (3). Elles sont équivalentes, dans le cas où $\frac{|b-b_1|}{b} < 0.1$, à deux admittances dont les susceptances sont égales à celles des capacités que forment les surfaces de ces régions avec le plan de masse. Ces admittances se branchent à l'entrée et à la sortie de la région (2). Elles ont un comportement capacitif ou inductif selon que le directeur est plus petit ou plus grand que l'antenne respectivement.

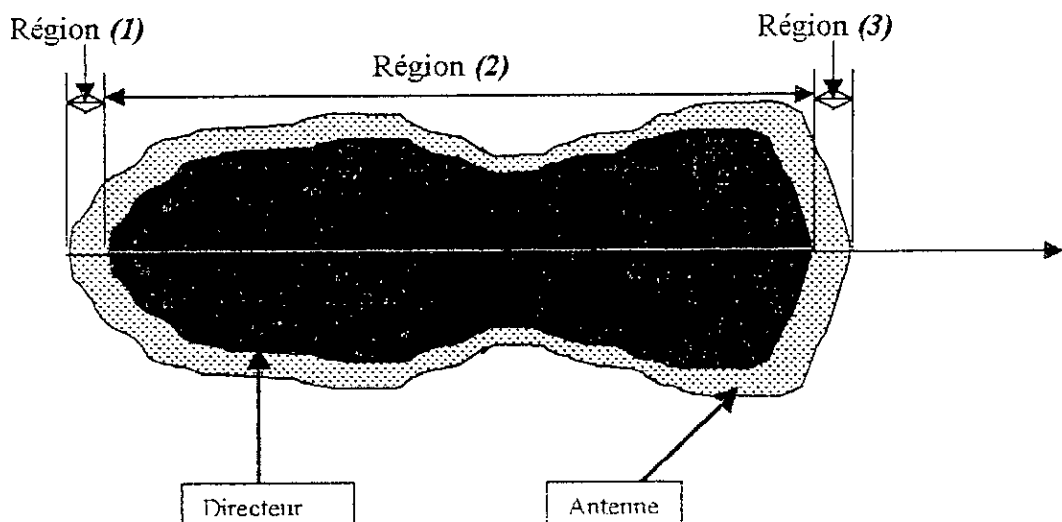
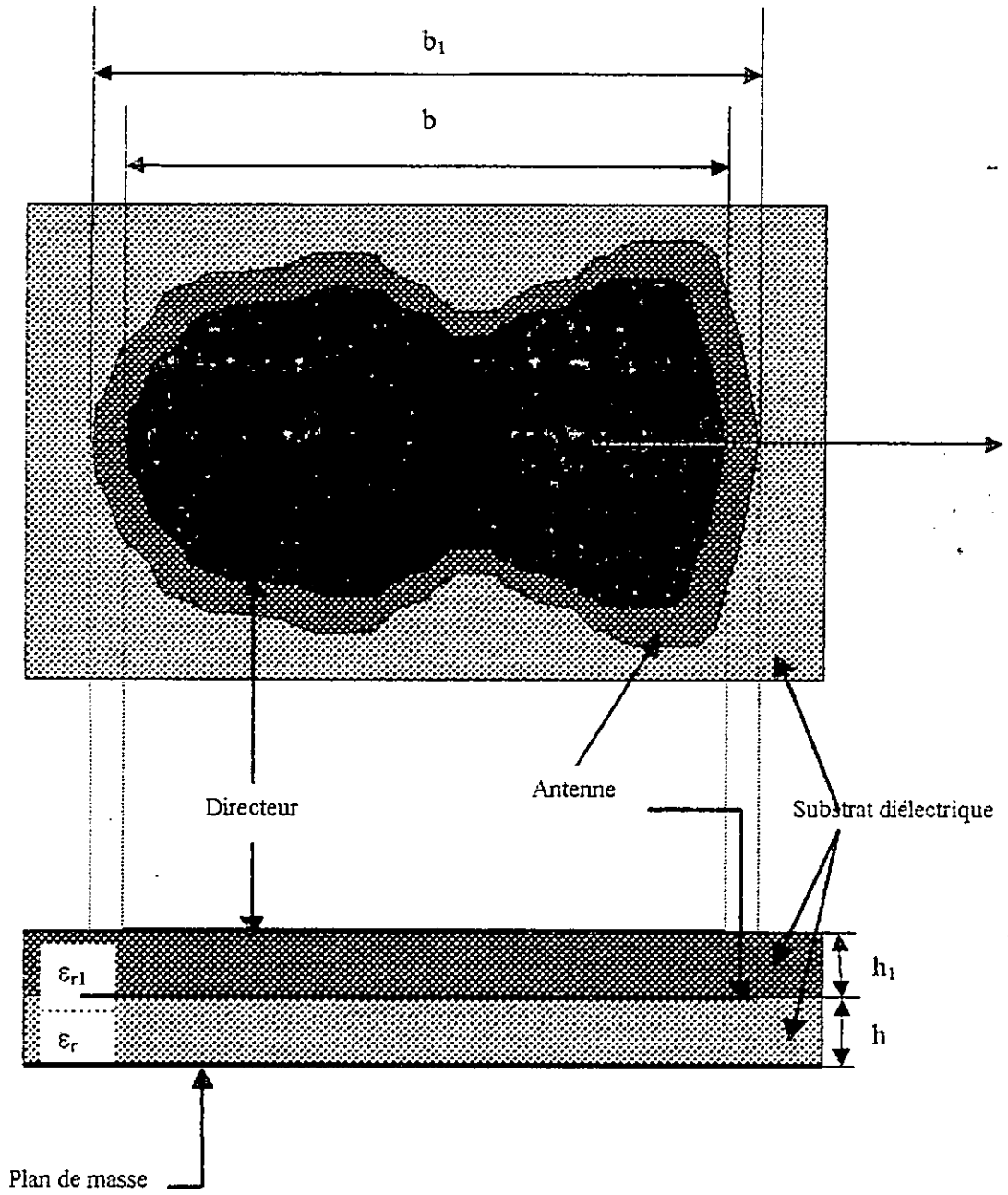
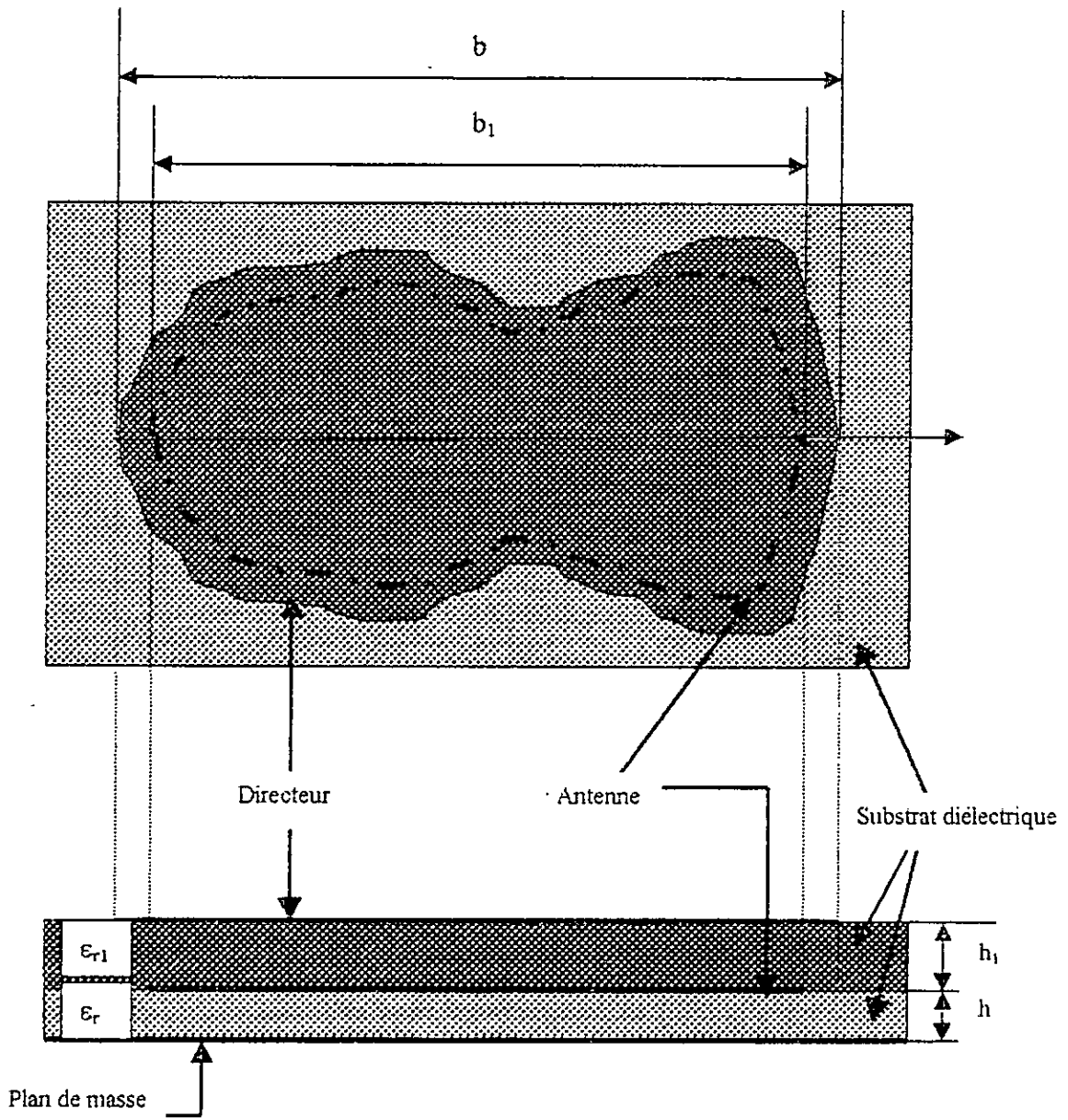


Fig. (2-2) : Les trois régions formant l'antenne bi-couches.



(a)



(b)

Fig. (2-3) : Configuration de l'antenne microruban bicouche.

(a) : Cas du directeur plus petit que l'antenne.

(b) : Cas du directeur plus grand que l'antenne.

Principe de modélisation de la LECF :

La région (2) de l'antenne, de longueur $L_1=b_1$, est équivalente à deux lignes de transmission superposées couplées fonctionnant en mode quasi-transverse électromagnétique TEM. L'octopôle ainsi obtenu est subdivisé en N_1 octopôles élémentaires $[Q_n]$ de longueur l_n égale à b_1/N_1 pour un découpage linéaire et $D_x(n)$ pour un découpage angulaire (ou adapté).

L'octopôle élémentaire $[Q_n]$ d'ordre n est formé de deux tronçons de lignes de transmission élémentaires superposées.

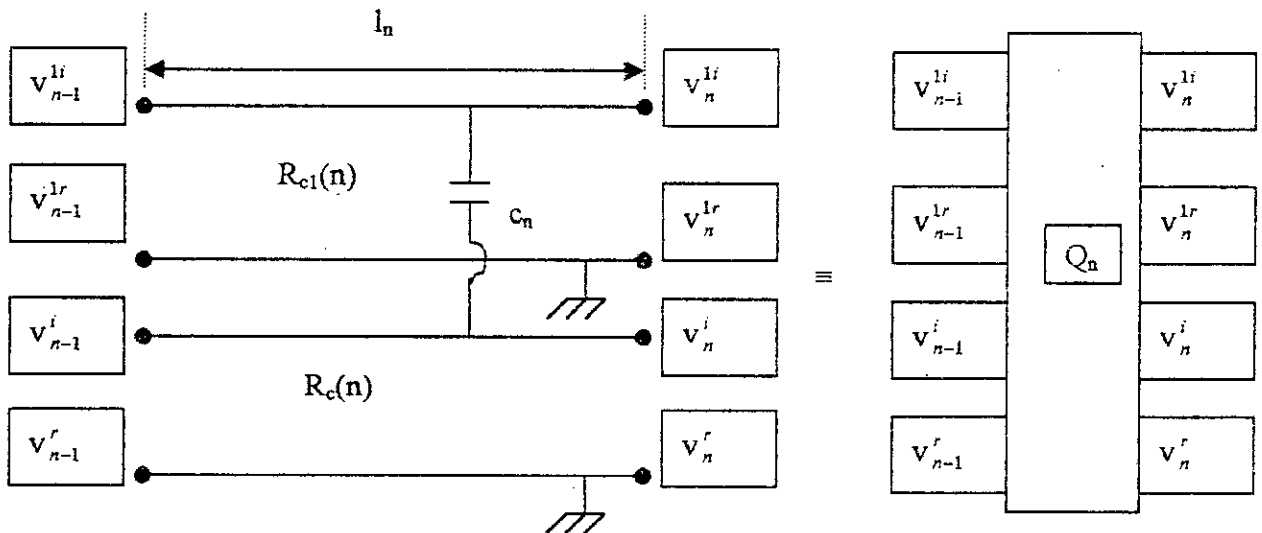


Fig. (2-4) : L'octopôle élémentaire Q_n équivalent à deux tronçons de lignes élémentaires superposées.

• L e tronçon de ligne supérieur :

De largeur $w_1(n)$, il fait partie de la plaque directeur et est imprimé sur un substrat diélectrique d'épaisseur h_1 , de permittivité relative ϵ_{r1} et de pertes diélectriques $tg(\delta_1)$. Il est caractérisé par son impédance caractéristique $Z_{c1}(n)$, sa permittivité relative effective $\epsilon_{e1}(n)$ et son exposant de transfert sur image $\gamma_1(n)=[\alpha_1(n)+j\beta_1(n)].l_n$.

• L e tronçon de ligne inférieur :

De largeur $w(n)$, fait partie de la plaque antenne et est imprimé sur un substrat diélectrique d'épaisseur h , de permittivité relative ϵ_r et de pertes diélectriques $tg(\delta)$. Il est caractérisé par son impédance caractéristique $Z_c(n)$, sa permittivité effective $\epsilon_e(n)$ et son exposant de transfert sur image $\gamma(n)=[\alpha(n)+j\beta(n)].l_n$.

La résistance caractéristique, la permittivité relative effective et le coefficient de propagation d'une ligne microruban sont présentés dans l'annexe A.

Les deux lignes élémentaires superposées de largeur $w(n)$ et $w_1(n)$, formant l'octopôle élémentaire d'ordre n , sont couplées par une capacité :

$$c_n = c_{12n} \cdot l_n \quad (2-3)$$

on posant $u(n) = w(n) / h$, $u_1(n) = w_1(n) / h_1$ on a

$$c_{12n} = k_{12} \cdot \varepsilon_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_{r1} u(n) u_1(n)} \quad (2-4)$$

k_{12} : est un coefficient de couplage. Il est fonction de la géométrie et de la disposition de l'antenne et de son directeur comme formalisé par A. Zerguerras et R. Aksas dans [26] soit :

$$k_{12} = \left[\left(1 + \frac{\varepsilon_r u(n)}{\varepsilon_{r1} u_1(n)} \right) \left(1 + \frac{\sum_{m1}}{S_{nm1}} \right) \left(1 + \frac{\sum_m}{S_{nm}} \right) \right]^{-1/2} \quad (2-5)$$

où S_{nm} (S_{nm1}) représentent, respectivement, la surface non métallisée (i.e. : la surface latérale) de la plaque antenne et directeur, et Σ_m (Σ_{m1}) la surface métallisée.

Les ondes de tensions incidentes et réfléchies, à l'entrée et à la sortie de chaque octopôle élémentaire $[Q_n]$, sont reliées par la relation matricielle :

$$\begin{bmatrix} v_{n-1}^{1i} \\ v_{n-1}^{1r} \\ v_{n-1}^i \\ v_{n-1}^r \end{bmatrix} = [t_n] \begin{bmatrix} v_n^{1i} \\ v_n^{1r} \\ v_n^i \\ v_n^r \end{bmatrix} \quad (2-6)$$

$[t_n]$ est la matrice de transmission de l'octopôle élémentaire $[Q_n]$. Les N_1 octopôles élémentaires sont disposés en cascade pour former la structure rayonnante. On peut donc écrire la relation matricielle reliant les ondes incidentes et réfléchies entre les extrémités de la partie couplée de la structure :

$$\begin{bmatrix} v_0^{1i} \\ v_0^{1r} \\ v_0^i \\ v_0^r \end{bmatrix} = [t_1] \cdot [t_2] \cdot [t_3] \cdots [t_i] \cdots [t_{M_1}] \cdot \begin{bmatrix} v_{M_1}^{1i} \\ v_{M_1}^{1r} \\ v_{M_1}^i \\ v_{M_1}^r \end{bmatrix} \quad (2-7)$$

L'équation matricielle (2-7) est un système de quatre équations à huit inconnues. Pour le résoudre, il nous faut encore quatre équations supplémentaires. Trois de ces équations sont fournies par les trois conditions aux limites ouvertes de la structure octopôle. La quatrième équation supplémentaire est donnée par le mode d'excitation du dipôle restant.

Matrice de transmission d'un octopôles élémentaire :

La matrice de transmission d'un octopôles élémentaire $[Q_n]$ est comme suit :

$$[t_n] = \begin{bmatrix} t_{11n} & t_{12n} & t_{13n} & t_{14n} \\ t_{21n} & t_{22n} & t_{23n} & t_{24n} \\ t_{31n} & t_{32n} & t_{33n} & t_{34n} \\ t_{41n} & t_{42n} & t_{43n} & t_{44n} \end{bmatrix} \quad (2-7\text{bis})$$

où les éléments t_{ijn} de la matrice sont définis de la manière suivante : la numérotation se fait du haut vers le bas, N° 1 = directeur, N° 2 = antenne.

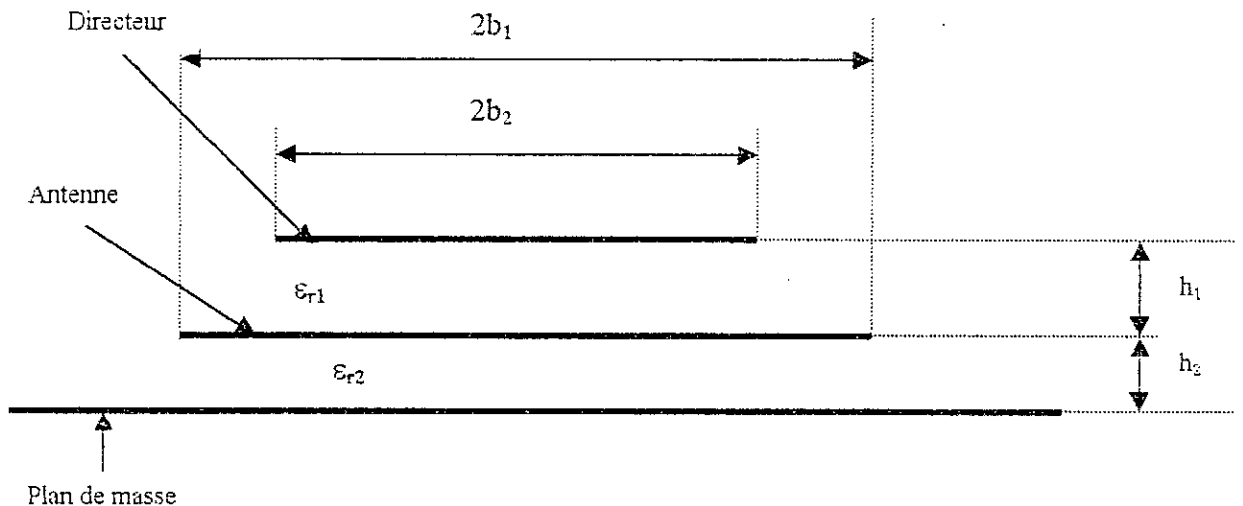


Fig. (2-5) : Structure bi-couches : cas du directeur plus petit que l'antenne.

On pose :

$$d_{ijn} = \frac{1}{d_{jin}} = \sqrt{\frac{R_{cin}}{R_{cjn}}} \quad (2-8)$$

Introduisons l'impédance moyenne géométrique :

$$R_{cijn} = \sqrt{R_{cin} R_{cjn}} \quad (2-9)$$

Cette impédance caractéristique moyenne géométrique permettra de travailler avec des quantités réduites à la fois adimensionnelles et symétriques soient :

$$2 Y_{ijn} = 2 Y_{jin} = l_n \cdot \omega \cdot R_{ijn} \cdot c_{ijn} = \omega \cdot \tau_{ijn} \quad (2-10)$$

où $\tau_{ijn} = l_n \cdot R_{ijn} \cdot c_{ijn}$ est la constante de temps induite par la capacité distribuée sur le tronçon de longueur $l_n = \frac{a}{N}$.

Afin de renforcer une écriture symétrique des relations on posera :

$$D_{ijn} = \frac{1}{2} (d_{ijn} + d_{jin}) = \frac{1}{2} (d_{ijn} + \frac{1}{d_{ijn}}) \quad (2-11)$$

$$\text{et } S_{ijn} = \frac{1}{2} (d_{ijn} - d_{jin}) = \frac{1}{2} (d_{ijn} - \frac{1}{d_{ijn}}) \quad (2-12)$$

L'exposant de transfert de la ligne i au niveau de la tranche d'ordre n est :

$$\gamma_{in} = (\alpha_{in} + j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{em}}) l_n \quad (2-13)$$

α_{in} : est le facteur d'atténuation dû aux pertes diélectriques, ohmiques et par rayonnement.

$$\alpha_{in} = \alpha_{inr} + \alpha_{ind} + \alpha_{inc}$$

$$\alpha_{inr} = \frac{4\pi^3}{5} \cdot \frac{R_0}{R_{in}} \cdot \frac{h_i^2}{\lambda_0^3 \sqrt{\epsilon_{em}}} \quad (\text{pertes par rayonnement})$$

$$\alpha_{ind} = \frac{\pi}{\lambda_0} \text{tg} \delta_i \sqrt{\epsilon_{ein}} \quad (\text{pertes par conductivité diélectrique})$$

$$\alpha_{inc} = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{ds_i}{h_i} \cdot \sqrt{\epsilon_{ein}} \quad (\text{pertes par résistance ohmique sur le conducteur})$$

Posons pour le terme couplant de la ligne d'intérêt i à la ligne j :

$$P_{ijn}(\gamma_{in}) = Y_{ijn} [\text{ch}(\gamma_{in}) + d_{ijn} \text{sh}(\gamma_{in})] \quad (2-14)$$

et pour le terme propre de la ligne i , déséquilibrée dans sa symétrie par la présence de la ligne j :

$$\Psi_{ijn}(\gamma_{in}) = \text{ch}(\gamma_{in}) + D_{ijn} \text{sh}(\gamma_{in}) \quad (2-15)$$

Pour les lignes identiques : $d_{ijn} = 1 \Rightarrow D_{ijn} = 1, S_{ijn} = 0$;

$$\text{et } \frac{P_{ijn}(\gamma_{in})}{Y_{ijn}} = \Psi_{ijn}(\gamma_{in}) = e^{\gamma_{in}}$$

$$\frac{P_{jn}(-\gamma_{jn})}{Y_{jn}} = \Psi_{ijn}(-\gamma_{in}) = e^{-\gamma_{jn}}$$

Les 16 éléments de la matrice $[t_n]$ sont alors donnés par :

Les quatre éléments de la première diagonale :

$$\begin{aligned} t_{11n} &= \Psi_{12n}(\gamma_{1n}) + jP_{12n}(\gamma_{1n}) = A_{12n}(\gamma_{1n}) ; \\ t_{22n} &= \Psi_{12n}(-\gamma_{1n}) - jP_{12n}(-\gamma_{1n}) = A_{12n}^*(-\gamma_{1n}) ; \\ t_{33n} &= \Psi_{21n}(\gamma_{2n}) + jP_{21n}(\gamma_{2n}) = A_{21n}(\gamma_{2n}) ; \\ t_{44n} &= \Psi_{21n}(-\gamma_{2n}) - jP_{21n}(-\gamma_{2n}) = A_{21n}^*(-\gamma_{2n}) ; \end{aligned} \quad \begin{array}{l} A_{12n} \text{ et } A_{12n}^* \text{ ne sont pas} \\ \text{conjugués l'un de l'autre} \\ \text{puisque } \gamma_{in} \text{ est complexe.} \\ \text{Nous appelons cela une} \\ \text{conjugaison impropre.} \end{array} \quad (2-16)$$

Les quatre couplages d'ondes progressives et régressives de même ligne (termes adjacents à la première diagonale) :

$$\begin{aligned} t_{12n} &= -S_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n}) + jP_{12n}(\gamma_{1n}) = B_{12n}(\gamma_{1n}) ; \\ t_{21n} &= -S_{12n} \text{sh}(-\gamma_{1n}) - jP_{12n}(-\gamma_{1n}) = B_{12n}^*(-\gamma_{1n}) ; \\ t_{34n} &= -S_{21n} \text{sh}(\gamma_{2n}) + jP_{21n}(\gamma_{2n}) = B_{21n}(\gamma_{2n}) ; \\ t_{43n} &= -S_{21n} \text{sh}(-\gamma_{2n}) - jP_{21n}(-\gamma_{2n}) = B_{21n}^*(-\gamma_{2n}) ; \end{aligned} \quad \begin{array}{l} B_{12n} \text{ et } B_{12n}^* \text{ sont des conjugués impropres} \\ B_{21n} \text{ et } B_{21n}^* \text{ sont des conjugués impropres} \end{array} \quad (2-17)$$

Les quatre couplages d'ondes interligne, de la ligne 2 à la ligne 1 :

$$\begin{aligned} t_{13n} = t_{14n} &= -jP_{12n}(\gamma_{1n}) = E_{12n}(\gamma_{1n}) ; \\ t_{23n} = t_{24n} &= jP_{12n}(-\gamma_{1n}) = E_{12n}^*(-\gamma_{1n}) ; \end{aligned} \quad \begin{array}{l} E_{12n} \text{ et } E_{12n}^* \text{ sont des conjugués impropres} \end{array} \quad (2-18)$$

Les quatre couplages d'ondes interligne, de la ligne 1 à la ligne 2 :

$$\begin{aligned} t_{31n} = t_{32n} &= -jP_{21n}(\gamma_{2n}) = E_{21n}(\gamma_{2n}) ; \\ t_{41n} = t_{42n} &= jP_{21n}(-\gamma_{2n}) = E_{21n}^*(-\gamma_{2n}) ; \end{aligned} \quad \begin{array}{l} E_{21n} \text{ et } E_{21n}^* \text{ sont des conjugués impropres} \end{array} \quad (2-19)$$

On vérifie les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^4 t_{1jn} &= \frac{P_{21n}(\gamma_{1n})}{Y_{21n}} ; & \sum_{j=1}^4 t_{2jn} &= \frac{P_{21n}(-\gamma_{1n})}{Y_{21n}} ; \\ \sum_{j=1}^4 t_{3jn} &= \frac{P_{12n}(\gamma_{2n})}{Y_{12n}} ; & \sum_{j=1}^4 t_{4jn} &= \frac{P_{12n}(-\gamma_{2n})}{Y_{12n}} ; \end{aligned}$$

$$\sum_{i=1}^4 \sum_{j=1}^4 t_{ijn} = 2 [\text{ch}(\gamma_{1n}) + \text{ch}(\gamma_{2n})].$$

Si l'on annule le couplage entre les deux lignes, $Y_{ijn} = 0$, il vient $P_{ijn} = 0$, ce qui donne pour deux lignes identiques : $S_{ijn} = 0$, $D_{ijn} = 1$, $d_{ijn} = 1$ et

$$[t_n] = \begin{bmatrix} e^{\gamma_{1n}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_{1n}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{\gamma_{2n}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_{2n}} \end{bmatrix} \quad (2-20)$$

Dans le cas général on a :

$$[t_n] = \begin{bmatrix} [t_{aa12n}(\gamma_{1n})] & [t_{ab12n}(\gamma_{1n})] \\ [t_{ab21n}(\gamma_{2n})] & [t_{bb21n}(\gamma_{2n})] \end{bmatrix} \quad (2-21)$$

$$\text{avec : } [t_{aa12n}(\gamma_{1n})] = \begin{bmatrix} A_{12n}(\gamma_{1n}) & B_{12n}(\gamma_{1n}) \\ B_{12n}^*(-\gamma_{1n}) & A_{12n}^*(-\gamma_{1n}) \end{bmatrix} \quad (2-22)$$

$$[t_{ab12n}(\gamma_{1n})] = \begin{bmatrix} E_{12n}(\gamma_{1n}) & E_{12n}(\gamma_{1n}) \\ E_{12n}^*(-\gamma_{1n}) & E_{12n}^*(-\gamma_{1n}) \end{bmatrix} \quad (2-23)$$

$$[t_{bb21n}(\gamma_{1n})] = \begin{bmatrix} A_{21n}(\gamma_{2n}) & B_{21n}(\gamma_{2n}) \\ B_{21n}^*(-\gamma_{2n}) & A_{21n}^*(-\gamma_{2n}) \end{bmatrix} \quad (2-24)$$

$$[t_{ab21n}(\gamma_{1n})] = \begin{bmatrix} E_{21n}(\gamma_{2n}) & E_{21n}(\gamma_{2n}) \\ E_{21n}^*(-\gamma_{2n}) & E_{21n}^*(-\gamma_{2n}) \end{bmatrix} \quad (2-25)$$

i.e. : les quatre matrices des quadripôles ont un déterminant Δ réel ou nul.

Pour les régions (1) et (3) représentant les parties non couplées de la structure lorsque l'antenne est plus grande que le directeur, la matrice de transmission est celle d'un tronçon de ligne de transmission de longueur égale à $(b_2 - b_1)$:

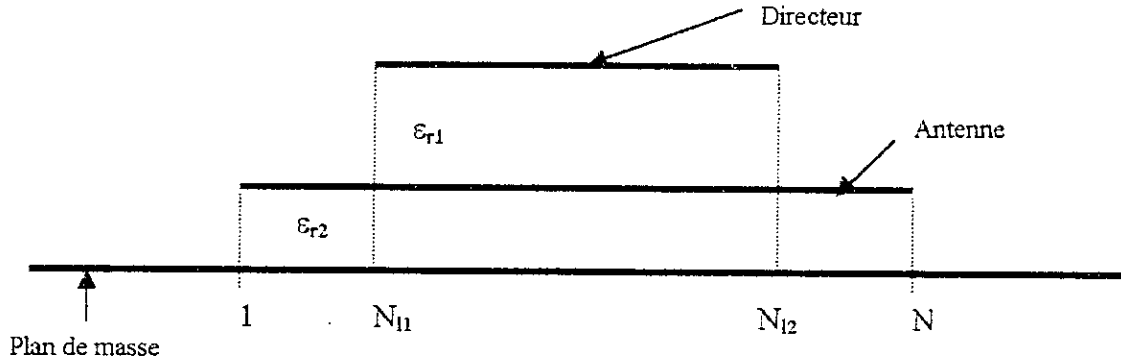


Fig. (2-6) : Illustration du découpage. (cas du directeur plus petit que l'antenne)

$$[t_n] = \begin{bmatrix} e^{\gamma_{2n}} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma_{2n}} \end{bmatrix}, \quad 1 \leq n < N_{11} \text{ et } N_{12} < n \leq N \quad (2-26)$$

Lorsque le directeur est légèrement plus grand que l'antenne :

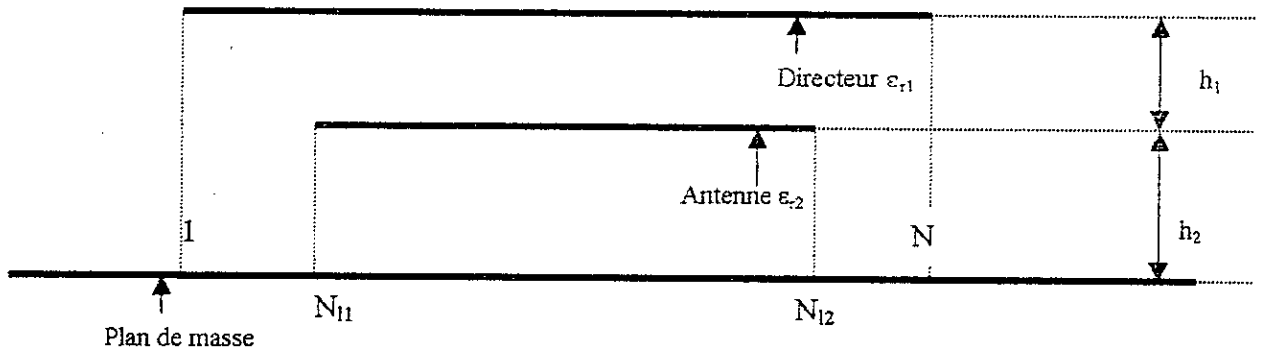


Fig. (2-7) : Illustration du découpage. (cas du directeur plus grand que l'antenne)

La ligne de transmission représentant les parties non couplées de la structure a pour épaisseur (h_1+h_2) , son exposant de transfert Ω_{2n} est évalué en tenant compte de cette épaisseur et de la permittivité relative équivalente :

$$\frac{h_{eq}}{\epsilon_{req}} = \frac{h_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{h_2}{\epsilon_{r2}}$$

$$\epsilon_{req} = \frac{(h_1 + h_2)\epsilon_{r1}\epsilon_{r2}}{h_1\epsilon_{r2} + h_2\epsilon_{r1}} \quad (2-27)$$

$$[t_n] = \begin{bmatrix} e^{\Omega_{2n}} & 0 \\ 0 & e^{-\Omega_{2n}} \end{bmatrix}, \quad 1 \leq n < N_{11} \text{ et } N_{12} < n \leq N \quad (2-28)$$

On peut aussi procéder de la manière suivante : le directeur étant plus grand que l'antenne la subdivision se fait uniquement le long de la plaque antenne. Les régions (1) et (3) faisant partie de la plaque directeur non couplées avec la plaque antenne ont un comportement inductif lorsque $(b_1 - b_2) / b_2 < 0,1$. Si on considère que les surfaces des régions (1) et (3) sont respectivement Σ_1, Σ_3 , leur susceptances sont données par :

$$X_1 = j\omega\epsilon_0\epsilon_{r2} \frac{\Sigma_1}{h_2} \quad ; \quad X_3 = j\omega\epsilon_0\epsilon_{r2} \frac{\Sigma_3}{h_2} \quad (2-29a)$$

Et les compensations correspondantes par des selfs seraient :

$$B_1 = (jL_1\omega)^{-1} = -X_1 \quad ; \quad B_3 = (jL_3\omega)^{-1} = -X_3 \quad (2-29b)$$

Soit
$$L_i = \frac{h_2}{\omega^2 \epsilon_0 \epsilon_{r2} \Sigma_i} \quad i = 1 ; 3.$$

Ces admittances se branchent à l'entrée et à la sortie de la région (2).

Après la résolution du système d'équations et la connaissance de la distribution des tensions incidentes et réfléchies dans les lignes sous-antenne et sous-directeur, nous sommes en mesure de déterminer l'impédance d'entrée de l'antenne à n'importe quel point d'excitation sur son axe de symétrie, ou même en dehors de celui-ci comme nous le verrons plus loin.

Le coefficient de réflexion dans la ligne j au niveau de la tranche n est donné par :

$$\Gamma_{jn} = \frac{v_{jn}^r}{v_{jn}^i}, \quad \text{avec } j = 1 \text{ pour le directeur, } j = 2 \text{ pour l'antenne} \quad (2-30)$$

Les exposants i et r indiquent, respectivement, les ondes incidentes et réfléchies.

L'impédance d'entrée de l'antenne de forme quelconque au niveau de la première tranche est :

$$Z_{E1} = Z_{c21} \cdot \frac{1 + \Gamma_{21}}{1 - \Gamma_{21}} \quad (2-31)$$

où Z_{c21} et Γ_{21} sont, respectivement, l'impédance caractéristique et le coefficient de réflexion relatifs à la première tranche de la ligne sous l'antenne.

La matrice de transmission globale de la région (1) est : $[T_1] = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix}$,

$$\text{avec } a = \exp. \left(\sum_{i=1}^{N_{11}} \gamma_{2i} \right), \quad b = \exp. \left(- \sum_{i=1}^{M_{11}} \gamma_{2i} \right) \quad (2-32)$$

$$\text{on aura : } \begin{bmatrix} v_{02}^i \\ v_{02}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a & 0 \\ 0 & b \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{(M_{11})2}^i \\ v_{(M_{11})2}^r \end{bmatrix} \quad (2-33)$$

La matrice de transmission de la partie couplée de la structure est le produit de toutes les matrices de transmission des octopôles élémentaires dont le sens de produit est de N_{11} vers N_{12} , elle est comme suit :

$$[T_2] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & T_{14} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & T_{24} \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & T_{34} \\ T_{41} & T_{42} & T_{43} & T_{44} \end{bmatrix} \quad (2-34)$$

Les tensions incidentes et réfléchies sur l'antenne et le directeur au début et à la fin de la partie couplée de la structure sont reliées par l'équation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} v_{(N_{11})1}^i \\ v_{(N_{11})1}^r \\ v_{(M_{11})2}^i \\ v_{(M_{11})2}^r \end{bmatrix} = [T_2] \begin{bmatrix} v_{(M_{12})1}^i \\ v_{(M_{12})1}^r \\ v_{(M_{12})2}^i \\ v_{(M_{12})2}^r \end{bmatrix} \quad (2-35)$$

La ligne sous le directeur étant ouverte par les deux côtés, nous avons les conditions aux limites suivantes :

$$\left. \begin{aligned} v_{(M_{11})1}^i &= v_{(M_{11})1}^r \\ v_{(M_{12})1}^i &= v_{(M_{12})1}^r \end{aligned} \right\} \quad (2-36)$$

La ligne sous la plaque antenne étant ouvert à son extrémité :

$$v_{N_{12}}^i = v_{N_{12}}^r \quad (2-37)$$

La matrice de transmission de la région (3) est :

$$[T_3] = \begin{bmatrix} c & 0 \\ 0 & d \end{bmatrix}, \quad \text{avec } c = \exp. \left(\sum_{j=N_{12}+1}^N \gamma_{j2} \right), \quad d = \exp. \left(- \sum_{j=N_{12}+1}^N \gamma_{j2} \right) \quad (2-38)$$

$$\begin{bmatrix} v_{(N_{12})2}^i \\ v_{(N_{12})2}^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c & 0 \\ 0 & d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{N2}^i \\ v_{N2}^r \end{bmatrix} \quad (2-39)$$

Rappelons que le premier indice indique le numéro de la tranche et le deuxième indice le numéro de la ligne de transmission.

Si on impose une excitation à l'entrée de l'antenne égale à 1 Ampère, on aura :

$$\frac{v_{02}^i - v_{02}^r}{Z_{c21}} = 1A \quad (2-40)$$

L'ensemble d'équations matricielles et scalaires : (2-33), (2-35), (2-36), (2-37), (2-39), (2-40) contient 12 équations scalaires à 12 inconnues. En résolvant ce système, on obtient les tensions incidentes et réfléchies de toutes les tranches élémentaires des lignes sous-antenne et sous-directeur.

b) Cas de trois lignes couplées :

Lorsqu'on ajoute un deuxième directeur, la structure devient tri-couches. Dans ce cas nous aurons à traiter trois catégories de régions :

- Régions sans lignes couplées,
- Régions à deux lignes couplées,
- Région à deux lignes couplées deux à deux.

Pour la troisième (celle contenant trois lignes couplées deux à deux), la taille de la matrice de transmission est 6 X 6.

$$[t_n] = \begin{bmatrix} [t_{aa1n}(\gamma_{1n})] & [t_{ab12n}(\gamma_{1n})] & [t_{ab13n}(\gamma_{1n})] \\ [t_{ab21n}(\gamma_{2n})] & [t_{aa2n}(\gamma_{2n})] & [t_{ab23n}(\gamma_{2n})] \\ [t_{ab31n}(\gamma_{3n})] & [t_{ab32n}(\gamma_{3n})] & [t_{aa3n}(\gamma_{3n})] \end{bmatrix} \quad (2-41)$$

Les éléments de la matrice $[t_n]$ sont ici les matrices des quadripôles de lignes isolées occupant la diagonale principale. Les autres matrices sont la représentation des couplages des lignes deux à deux.

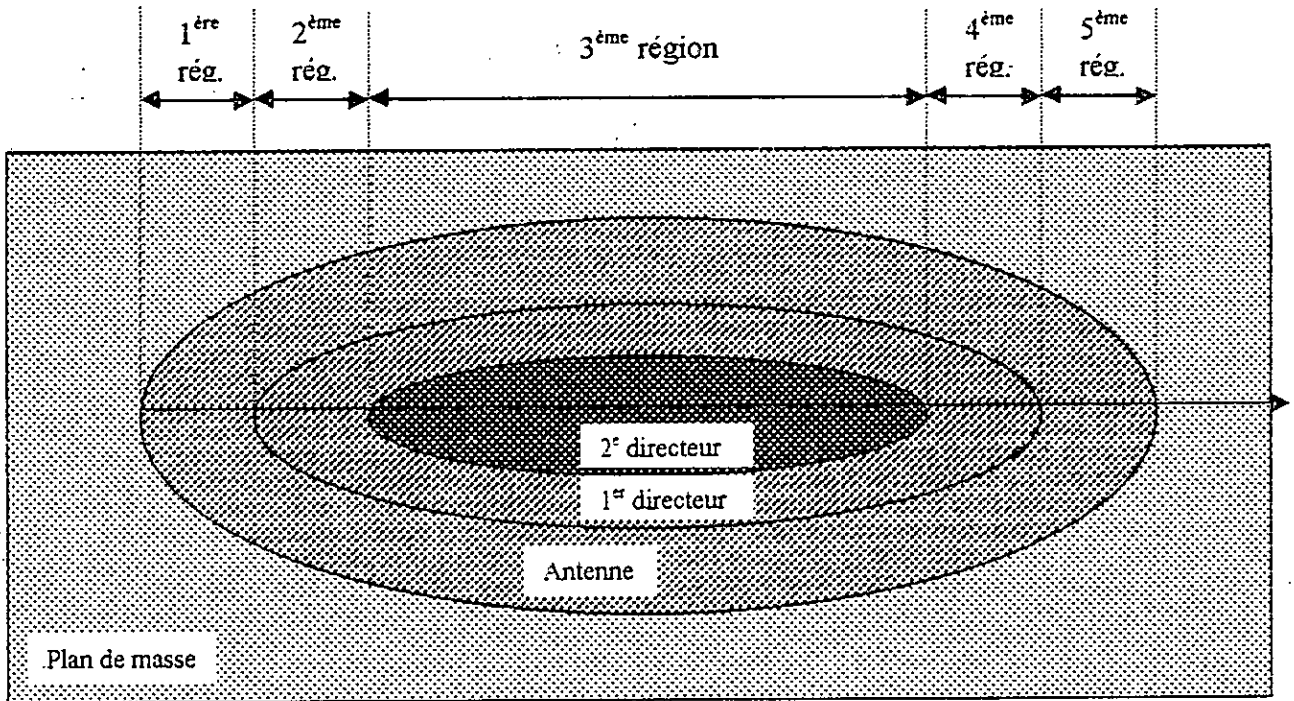


Fig. (2-8) : Structure tri-couches

Si l'on pose :

$$\Psi_{aain}(\gamma_{in}) = [\Psi_{ijn}(\gamma_{in}) + \Psi_{ikn}(\gamma_{in})] / 2 \quad (2-42)$$

avec

$i = 1,$	$j = 2,$	$k = 3$
$i = 2,$	$j = 3,$	$k = 1$
$i = 3,$	$j = 1,$	$k = 2$

$$P_{aain}(\gamma_{in}) = P_{ijn}(\gamma_{in}) + P_{ikn}(\gamma_{in}) \quad (2-43)$$

$$B_{aain}(\gamma_{in}) = B_{ijn}(\gamma_{in}) + B_{ikn}(\gamma_{in}) \quad (2-44)$$

P_{ijn} , B_{ijn} sont définies dans le paragraphe concernant le cas bi-couches équations (2-12) et (2-15). Les matrices 2 x 2 constituant la matrice $[t_n]$ sont définies comme suit :

$$[t_{aain}(\gamma_{in})] = \begin{bmatrix} \Psi_{aain}(\gamma_{in}) + jP_{aain}(\gamma_{in}) & B_{aain}(\gamma_{in}) \\ B_{aain}^*(-\gamma_{in}) & \Psi_{aain}(-\gamma_{in}) - jP_{aain}(-\gamma_{in}) \end{bmatrix}, \quad i = 1 ; 2 ; 3. \quad (2-45)$$

* : désigne le conjugué impropre.

$$[t_{abijn}(\gamma_{in})] = \begin{bmatrix} E_{ijn}(\gamma_{in}) & E_{ijn}(\gamma_{in}) \\ E_{ijn}^*(-\gamma_{in}) & E_{ijn}^*(-\gamma_{in}) \end{bmatrix}, \quad i, j = 1 ; 2 ; 3 \text{ avec } i \neq j \quad (2-46)$$

si l'on découple par exemple la ligne 3 des deux autres on aurait pour tout n :

$$Y_{13} = Y_{31} = Y_{32} = Y_{23} = 0 ; P_{13} = P_{31} = P_{32} = P_{23} = 0 ; E_{13} = E_{31} = E_{23} = E_{32} = 0$$

d'où :

$$[t_n] = \begin{bmatrix} [t_{aa1n}(\gamma_{1n})] & [t_{ab12n}(\gamma_{1n})] & [0] \\ [t_{ab21n}(\gamma_{2n})] & [t_{aa2n}(\gamma_{2n})] & [0] \\ [0] & [0] & [t_{aa3n}(\gamma_{3n})] \end{bmatrix}$$

Si on admet de plus que les trois lignes sont structurellement identiques alors :

$$d_{ijn} = d_{jin} = 1 \quad \forall (i \neq j) = 1 ; 2 ; 3 \text{ donc } S_{ijn} = 0 ; D_{ijn} = 1 ;$$

$$\Psi_{31n}(\gamma_{3n}) = \Psi_{32n}(\gamma_{3n}) = e^{\gamma_{3n}}$$

d'où

$$[t_n] = \begin{bmatrix} [t_{aa1n}(\gamma_{1n})] & [t_{ab12n}(\gamma_{1n})] & [0] & [0] \\ [t_{ab21n}(\gamma_{2n})] & [t_{aa2n}(\gamma_{2n})] & [0] & [0] \\ 0 & 0 & e^{\gamma_{3n}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma_{3n}} \end{bmatrix}$$

$$\text{avec } [t_{aa1n}(\gamma_{1n})] = \begin{bmatrix} e^{\gamma_{1n}}(1 + jY_{12n}) & jY_{12n}e^{\gamma_{1n}} \\ -jY_{12n}e^{-\gamma_{1n}} & e^{-\gamma_{1n}}(1 - jY_{12n}) \end{bmatrix}$$

et une relation similaire pour $[t_{aa2n}(\gamma_{2n})]$

$$[t_{ab12n}(\gamma_{1n})] = jY_{12n} \begin{bmatrix} -e^{\gamma_{1n}} & -e^{\gamma_{1n}} \\ e^{-\gamma_{1n}} & e^{-\gamma_{1n}} \end{bmatrix}$$

et une relation similaire pour $[t_{ab21n}(\gamma_{2n})]$.

Sens physique des termes composants des t_{ijn} :

a) L'onde progressive de la ligne N° 1 $\Psi_{12n}(\gamma_{1n})$:

$$\Psi_{12n}(\gamma_{1n}) = \text{ch}(\gamma_{1n}) + D_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n}) = \text{ch}(\gamma_{1n}) [1 + D_{12n} \text{th}(\gamma_{1n})]$$

$\text{ch}(\gamma_{1n})$: est sa partie paire

$\text{sh}(\gamma_{1n})$: est sa partie impaire co-directionnelle

D_{12n} : est le rapport de la conductance caractéristique moyenne arithmétique ($\bar{G}_{c12n} = \frac{G_{c1n} + G_{c2n}}{2}$) à sa moyenne géométrique ($G_{c12n} = \sqrt{G_{c1n} \cdot G_{c2n}}$) des deux lignes couplées une et deux. En effet

$$D_{12n} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{R_{c1n}}{R_{c2n}}} + \sqrt{\frac{R_{c2n}}{R_{c1n}}} \right) = \frac{1}{2} \sqrt{R_{c1n} R_{c2n}} \left(\frac{1}{R_{c2n}} + \frac{1}{R_{c1n}} \right)$$

$$D_{12n} = \frac{1}{2} R_{c12n} (G_{c1n} + G_{c2n}) = \frac{\bar{G}_{c12n}}{G_{c12n}}$$

b) L'onde régressive de la ligne N° 1 $\Psi_{12n}(-\gamma_{1n})$:

$$\Psi_{12n}(-\gamma_{1n}) = \text{ch}(\gamma_{1n}) - D_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n}) = \text{ch}(\gamma_{1n}) [1 - D_{12n} \text{th}(\gamma_{1n})]$$

c) L'onde couplée de façon contre directionnelle à la ligne 1 par la ligne 2 :

Ce couplage, non réactif, est dû à un différentiel de conductivité caractéristique et n'affecte que la partie impaire de l'onde. Par exemple $-S_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n})$ est induit de la ligne 2 vers la ligne 1 de

façon contre directionnelle à celle-ci : $S_{12n} = -\frac{\Delta \bar{G}_{c12n}}{G_{c12n}}$, avec $\Delta \bar{G}_{c12n} = \frac{G_{c1n} - G_{c2n}}{2}$.

d) couplage réactif des deux lignes (1 et 2) :

Ce couplage se fait par l'intermédiaire de $Y_{12n} = I_n \cdot \omega \cdot R_{c12n} \cdot c_{12n}$ de manière forcément réciproque ($Y_{12} = Y_{21}$) et il est purement réactif. On a par exemple :

$$jP_{12n}(\gamma_{1n}) = jY_{12n} [\text{ch}(\gamma_{1n}) + d_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n})] = -E_{12n}(\gamma_{1n})$$

$$\text{où } d_{12n} = \sqrt{\frac{R_{c1n}}{R_{c2n}}} = \sqrt{\frac{G_{c2n}}{G_{c1n}}} \quad \text{donne}$$

$$jP_{12n}(\gamma_{1n}) = jY_{12n} \cdot \frac{1}{\sqrt{G_{c1n}}} \left[\sqrt{G_{c1n}} \text{ch}(\gamma_{1n}) + \sqrt{G_{c2n}} \text{sh}(\gamma_{1n}) \right]$$

dans $t_{11n} = \psi_{12n}(\gamma_{1n}) + jP_{12n}(\gamma_{1n}) = A_{12n}(\gamma_{1n})$ ce couplage réactif est codirectionnel, tout comme dans $t_{12n} = -S_{12n} \text{sh}(\gamma_{1n}) + jP_{12n}(\gamma_{1n})$, alors qu'il est codirectionnel et de signe opposé dans

$$t_{13n} = t_{14n} = -jP_{12n}(\gamma_{1n}).$$

La région (3) est régie par la matrice de transmission 6x 6 ainsi définie. Les régions (2) et (4) contenant uniquement deux lignes couplées sont régies par la matrice 4 x 4 correspondant au cas bi-couches. Les régions (1) et (5) sont constituées des lignes de transmission simples, leurs tronçons élémentaires représentent des quadripôles dont la matrice de transmission est définie par l'équation (2-26) ou (2-28).

En suivant la même procédure que dans le cas bi-couches, on peut déterminer les tensions de toutes les tranches de la structure, par conséquent l'impédance d'entrée, la largeur de bande, le gain et le diagramme de rayonnement de l'antenne.

Chapitre III

Résultats et vérifications expérimentales.

III. Résultats et vérifications expérimentales :

III.1. Antenne simple :

III.1.1. Effet d'un overlay :

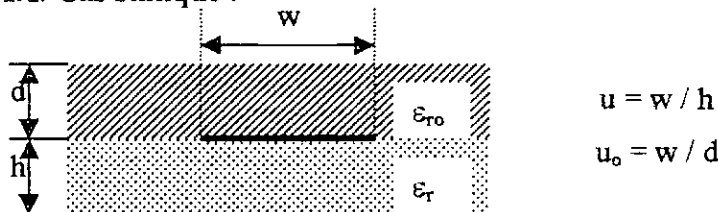
Les APM fonctionnant surtout dans un milieu pouvant les dégrader ont besoin d'une couche protectrice diélectrique dite overlay ou radôme suivant qu'elle est placée directement sur l'APM ou légèrement au-dessus respectivement. Cette protection est à la fois d'ordre mécanique, chimique, thermique,...

L'overlay, par sa présence, affecte les caractéristiques de l'APM telles que : la fréquence de résonance, l'impédance d'entrée, les diagrammes de rayonnement etc. Compte tenu de la sélectivité de l'APM, il est important de contrôler tout décalage de la fréquence de résonance pour la maintenir dans la bande de fonctionnement.

Les premiers travaux concernant l'effet de l'overlay sont dus à Bahl [48], [49]. La majorité des théories pour analyser les structures stratifiées avec overlay ou radôme sont fondées sur la méthode des moments Galerkin ($M_2 G - DTF$) dans le domaine de transformé de Fourier. Ici l'approche adoptée est originale en ce sens qu'après avoir traité rigoureusement l'APM rectangulaire, elle en étend les résultats en se fondant sur les techniques LECF (lignes élémentaires couplées finies) qui lui permettent de traiter les APM de forme quelconque simples ou stratifiées.

Après avoir exposé une formulation du cas statique. On introduit l'overlay dont l'effet sera déterminé par une expression variationnelle de la capacitance. Ensuite une expression empirique sera proposée pour prendre en charge cet effet en tenant compte, à la fois, de l'épaisseur du ruban central et de la nature dispersive du diélectrique.

III.1.1.1. Cas statique :



sans overlay $d = 0$ on a la constante diélectrique effective de l'antenne :

$$\epsilon_{re} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot F(u, \epsilon_r) \tag{3-1}$$

avec $F(u, \epsilon_r) = \left(1 + \frac{10}{u}\right)^{-a(u)b(\epsilon_r)}$ (3-1bis)

$$a(u) = 1 + \frac{1}{49} \log\left(\frac{u^4 + (u/52)^2}{u^4 + 0.432}\right) + \frac{1}{18.7} \log\left[1 + \left(\frac{u}{18.1}\right)^3\right]$$

$$b(\varepsilon_r) = 0.564 \left(\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r - 3} \right)^{0.057}$$

La précision de la relation (3-1) est à mieux de 0.2 % pour $\varepsilon_r \leq 128$; $0.01 \leq u \leq 100$.

$$Z_0(u, \varepsilon_r) = \frac{Z_0^a(u)}{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(u, \varepsilon_r)}} \quad (3-2)$$

$$\text{où } Z_0^a(u) = \frac{\eta_0}{2\pi} \log \left[\frac{f(u)}{u} \sqrt{1 + \left(\frac{2}{u} \right)^2} \right]$$

$$f(u) = 6 + (2\pi - 6) \cdot e^{-\frac{(30.666)^{1.7722}}{u}}$$

$$\eta_0 = 120\pi \cong 376.7 \Omega$$

Cas avec overlay [fig. (3-1a)] :

Du fait que le traitement analytique des limites multiples est plus aisé avec la méthode variationnelle qu'avec la transformation conforme ou autres méthodes numériques, l'effet de l'overlay sur le microruban sera analysé par la méthode variationnelle [49].

L'impédance caractéristique Z et la vitesse de phase v_p de la ligne de transmission fonctionnant en mode TEM sont : $Z = Z_0 / \sqrt{\varepsilon_e}$ et $v_p = c / \sqrt{\varepsilon_e}$

avec $Z_0 = 1 / C_0 c$, $\varepsilon_e = C / C_0$, en outre $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\varepsilon_e} = \lambda_0 \sqrt{C_0 / C}$

où C et C_0 sont les capacités de la ligne avec et sans diélectrique respectivement ; ε_e est la constante diélectrique effective qui prend en compte l'effet du champ de bord dans le substrat, la feuille matériel et l'espace libre. c est la vitesse de la lumière dans le vide.

La capacité, en mode quasi-TEM est déterminée par la méthode variationnelle. Dans le domaine transformé de Fourier (DTF), les conditions aux limites et de continuité donnent [50] pour le potentiel statique $\phi(x,y)$ qui satisfait l'équation de Poisson :

$$\Delta \phi(x,y) = -\frac{1}{\varepsilon} \rho(x,y) \quad (3-3)$$

où $\rho(x,y)$ est la distribution de la charge sur la surface du ruban.

$$\bar{\phi} = \iint_S \frac{\rho(x,y)}{Q} \phi(x,y) dx dy, \quad Q \equiv \iint_S \rho(x,y) dx dy$$

$$C = Q / \bar{\phi} \quad (3-4)$$

C : est l'expression variationnelle de la capacité. Pour un ruban infiniment mince :

$\rho(x,y) = f(x)\delta(y-b)$ où $\delta(y-b)$ est la fonction delta de Dirac.

La transformée de Fourier de $\phi(x,y)$ est :

$$\tilde{\phi}(\beta, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(x, y) e^{j\beta x} dx \quad (3-5)$$

$$\tilde{\phi}(-\beta, y) = \tilde{\phi}(\beta, y) \quad \text{puisque } \phi(x,y) = \phi(-x, y) \quad (3-6)$$

pour $y = h$ on a, en transformant l'équation (3-3) par le biais de (3-5) :

$$(-\beta^2 + \frac{d^2}{dy^2})\tilde{\phi}(\beta, y) = 0 \quad (3-7)$$

et $\tilde{\phi}(\beta, 0) = \tilde{\phi}(\beta, \infty) = 0$

$$\tilde{\phi}(\beta, h+0) = \tilde{\phi}(\beta, h-0) = 0 \quad (3-8)$$

$$\epsilon_{ro} \frac{d}{dy} \tilde{\phi}(\beta, h+0) = \epsilon_r \frac{d}{dy} \tilde{\phi}(\beta, h-0) - \frac{\tilde{f}(\beta)}{\epsilon_0} \quad (3-9)$$

$$\tilde{\phi}(\beta, h+d+0) = \tilde{\phi}(\beta, h+d-0) \quad (3-10)$$

$$\frac{d}{dy} \tilde{\phi}(\beta, h+d+0) = \epsilon_{ro} \frac{d}{dy} \tilde{\phi}(\beta, h+d-0) \quad (3-11)$$

$$\text{où } \tilde{f}(\beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{j\beta x} dx \quad ; \quad \tilde{f}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) dx \quad ; \quad \tilde{f}(\beta)_{normalisé} = \tilde{f}_n(\beta) = \frac{\tilde{f}(\beta)}{\tilde{f}(0)} \quad (3-12)$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}_n(\beta) \tilde{\phi}_n(\beta, h) d\beta \quad ; \quad \text{avec } \tilde{\phi}_n(\beta, h) = \frac{\tilde{\phi}(\beta, h)}{\tilde{f}(0)} \quad (3-13)$$

Pour ce cas il vient :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\pi \epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{[\tilde{f}_n(\beta)]^2 d(\beta h)}{\left[\epsilon_{ro} \frac{th\beta d + 1/\epsilon_{ro}}{1 + (th\beta d)/\epsilon_{ro}} + \epsilon_r \coth \beta h \right] (\beta h)} \quad (3-14)$$

En adoptant une distribution de charge $f(x) = \begin{cases} 1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2 & \text{si } |x| \leq w/2 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (3-15)$

De (3-12) et (3-15) avec $\varphi = \frac{\beta w}{2} = \frac{\beta h}{2} \cdot \frac{w}{h} = \frac{v u}{2}$ où ($v = \beta h$, $u = w/h$), il vient :

$$\tilde{f}_n(\beta) = \frac{\tilde{f}(\beta)}{\tilde{f}(0)} = 1.6 \sin c \varphi + \frac{2.4}{\varphi^2} \left[\cos \varphi - 2 \sin c \varphi + \sin^2 \left(\frac{\varphi}{2}\right) \right] \quad (3-16)$$

Avec (3-16) dans (3-14) l'intégrale peut être évaluée numériquement. Ainsi la constante diélectrique effective d'une ligne microruban couverte d'un overlay est déterminée. Les figures qui

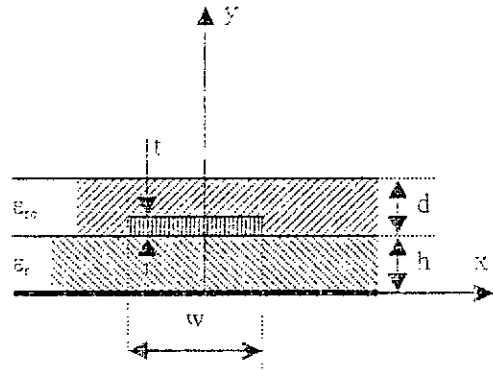


Fig. (3-1a) : Configuration d'un microruban couvert d'une couche diélectrique

suivent montrent les courbes de la constante diélectrique effective en fonction de l'épaisseur de l'overlay pour quelques rapports w/h pour le cas $\epsilon_r = \epsilon_{r0} = 2.5$.

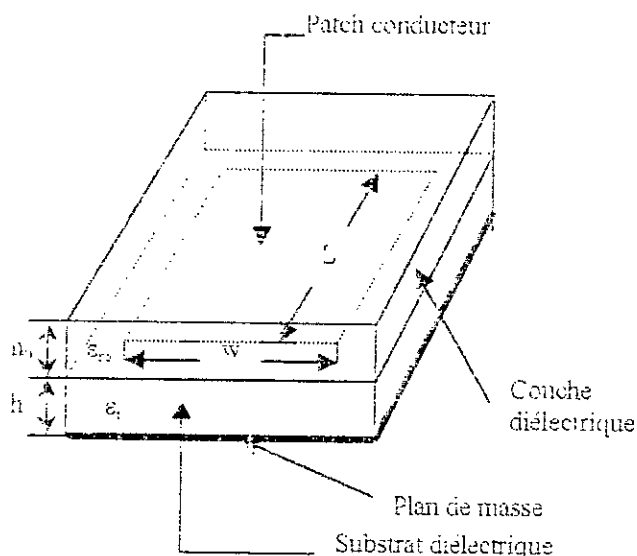
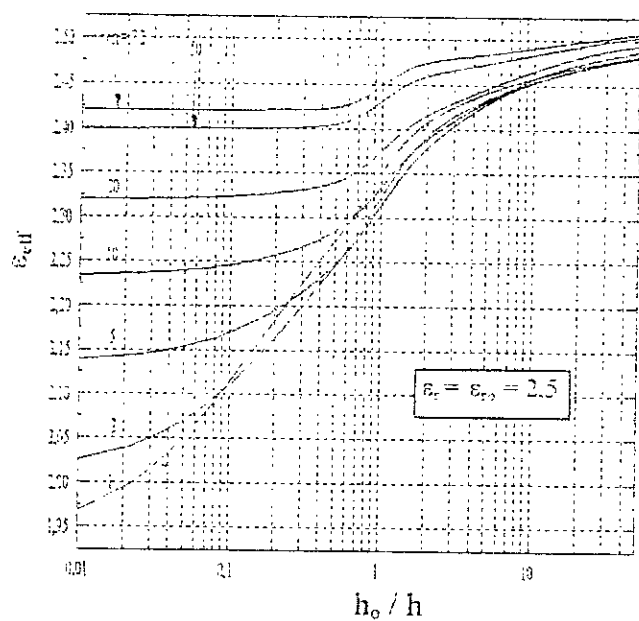
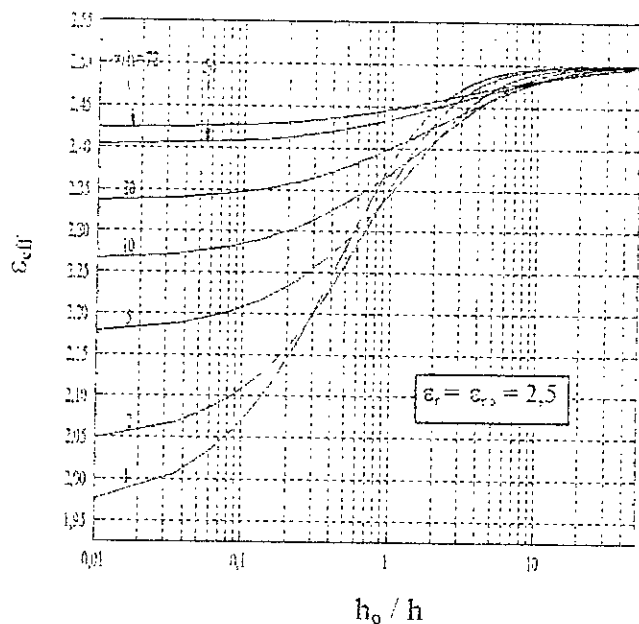


Fig. (3-1b) : Configuration de l'antenne plaque microruban avec overlay.



(a)



(b)

Fig. (3-2) : La constante diélectrique effective d'une ligne microruban couverte par une couche diélectrique en fonction de l'épaisseur de la couverture.

a) calcul selon la relation (3-18). b) calcul selon la relation (3-14)

Autre approximation :

Sans overlay : on a $\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r) = F_+ \cdot \varepsilon_r + F_- = (F_-)(\varepsilon_r \coth \beta h + 1)$ (3-17)

avec $2F_+ = 1 + F(u, \varepsilon_r)$; $2F_- = 1 - F(u, \varepsilon_r)$; $\frac{F_-}{F_+} = th \beta h$.

F : étant définie par la relation (3-1bis)

Avec overlay (u_0, ε_{r0}) : on a

$\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_0, \varepsilon_{r0}) = F_+ \cdot \varepsilon_r + F_- \cdot G_0(u_0, \varepsilon_{r0})$ (3-18)

où $G_0(u_0, \varepsilon_{r0}) = \varepsilon_{r0} [1 - G_0(u_0)] + G_0(u_0)$ (3-19)

$$G_0(u_0) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{12}{u_0}}} + 0.04(1 - u_0)^2 & \text{si } u_0 = \frac{w}{d} \leq 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{12}{u_0}}} & \text{si } u_0 = \frac{w}{d} \geq 1 \end{cases} \quad (3-20)$$

L'ajustement de $\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_0, \varepsilon_{r0})$ sur les résultats intermédiaires à ($d = 0$ et $d = \infty$) se fait avec

le facteur $\psi(u, u_0) = \left[1 + \frac{r}{(2\pi)^2} th \left[s \left(\frac{u}{u_0} - \frac{u_0}{u} \right) \right] \right]$ (3-21)

En jouant sur r, un nombre compris entre 0 et 1, en général r est voisin de 1 / 2, et sur s un nombre voisin de 10. Soit :

$\varepsilon_{rea} = \psi(u, u_0) \varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_0, \varepsilon_{r0})$ (3-22)

Pour $0 < r < 1$ on a $1 - 1 / (2\pi)^2 < \psi < 1 + 1 / (2\pi)^2$ soit $0.975 < \psi < 1.025$. Si $d \rightarrow 0$;

$u_0 \rightarrow \infty$; $G_0(u_0) \rightarrow 1$; $G_0(u_0, \varepsilon_{r0}) \rightarrow 1$; $\psi \rightarrow 1 - r / (2\pi)^2$ et

$\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_0, \varepsilon_{r0}) \rightarrow \varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r) = F_+ \cdot \varepsilon_r + F_- = (F_-)(\varepsilon_r \coth \beta h + 1)$

Si $d \rightarrow \infty$; $u_0 \rightarrow 0$; $G_0(u_0) \rightarrow 0.04$; $G_0(u_0, \varepsilon_{r0}) \rightarrow 0.96\varepsilon_{r0} + 0.04$; $\psi \rightarrow 1 + r / (2\pi)^2$ et

$\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_0, \varepsilon_{r0}) \rightarrow F_+ \cdot \varepsilon_r + F_- \cdot (0.96\varepsilon_{r0} + 0.04) \cong (F_-)(\varepsilon_r \coth \beta h + \varepsilon_{r0})$

Si $d \rightarrow h$; $u_0 \rightarrow u$; $\psi \rightarrow 1$; $G_0(u_0) \rightarrow G_0(u)$; $G_0(u_0, \varepsilon_{r0}) \rightarrow G_0(u, \varepsilon_{r0})$ et $\varepsilon_{rea} \rightarrow \varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, \varepsilon_{r0})$.

Par ailleurs avec (3-14) on a :

si $d \rightarrow 0$ $\frac{1}{C} \rightarrow \frac{1}{\pi \varepsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{[\tilde{f}_n(\beta)]^2}{\varepsilon_r \coth \beta h + 1} \frac{d(\beta h)}{\beta h}$

si $d \rightarrow \infty$ $\frac{1}{C} \rightarrow \frac{1}{\pi \varepsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{[\tilde{f}_n(\beta)]^2}{\varepsilon_r \coth \beta h + \varepsilon_{r0}} \frac{d(\beta h)}{\beta h}$

III.1.1.2. Effet de l'épaisseur du ruban :

Pour un ruban d'épaisseur t on a :

$$\varepsilon_{re}(u, \varepsilon_r, u_o, \varepsilon_{ro}, t) = \varepsilon_{ret} = \varepsilon_{re}(u_r, \varepsilon_r, u_o, \varepsilon_{ro}) \left[\frac{Z_o(u_a, \varepsilon_r)}{Z_o(u_r, \varepsilon_r)} \right]^2 \quad (3-23)$$

$$\text{où } u_a = u + \Delta u_a \quad \text{avec} \quad \Delta u_a = \frac{t}{\pi h} \log \left[1 + \frac{4he}{t \coth^2 \sqrt{6.517u}} \right]$$

$$u_r = u + \Delta u_r \quad \text{avec} \quad \Delta u_r = \frac{\Delta u_a}{2} \left(1 + \frac{1}{ch \sqrt{\varepsilon_r - 1}} \right)$$

$$Z_o(u, \varepsilon_r, t) = Z_o^a(u_r) / \sqrt{\varepsilon_{re}(u_r, \varepsilon_r, u_o, \varepsilon_{ro})} \quad (3-24)$$

III.1.1.3. Cas dispersif :

a) Méthode fondée sur $\varepsilon_{eff}(f)$:

Pour tenir compte de la dépendance en fréquence, on a :

$$\varepsilon_{eff}(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{rat}}{1 + P(f)} \quad (3-25)$$

$$\text{avec } P(f) = P_1 P_2 [10fh(0.1844 + P_3 P_4)]^{1.5763}$$

où P_1, P_2, P_3 et P_4 sont définis en annexe A

b) Autre approche dispersive fondée sur la largeur effective $w_e(f)$:

$$W_e(f) = w + \frac{w_e(0) - w}{1 + (f/f_g)} \quad \text{ou} \quad u_e(f) = u + \frac{u_e(0) - u}{1 + (f/f_g)}$$

$$\text{avec } f_g = \frac{c}{2w\sqrt{\varepsilon_r}} ; \quad u_e(0) = \frac{w_e(0)}{h} = \frac{\eta_0}{Z_{om}\sqrt{\varepsilon_e(0)}} = F_n^{-1}(0)$$

$$\text{où } F_n(0) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \log \left(\frac{8}{u_n} + 0.25u_n \right) & \text{si } u_n = \frac{w_n}{h} \leq 1 \\ [u_n + 1.393 + 0.667 \log(u_n + 1.444)]^{-1} & \text{si } u_n \geq 1 \end{cases}$$

on a aussi recourt à :

$$u_e(f) = u + \frac{u_e(0) - u}{1 + (f/f_p)^2} \quad \text{avec} \quad f_p = \frac{Z_{om}}{2\mu_0 h}$$

$$Z_{om}(f) = \frac{\eta_0}{u_z(f)\sqrt{\varepsilon_{re}(f)}}$$

Dans le cas d'un stripline de largeur w et de hauteur $2h$ on a :

$$Z_{om}(f) = Z_{oT} \frac{Z_{om} - Z_{oT}}{1 + G(f/f_p)^2} \quad \text{avec} \quad G = \left[\frac{Z_{om} - 5}{60} \right]^{1/2} + 0.004 Z_{om}$$

$$f_p(\text{GHz}) = 15.66 Z_{om}(\Omega) / h(\text{mils})$$

$$f_p(\text{GHz}) = 0.398 Z_{om}(\Omega) / h(\text{en mm})$$

Z_{oT} : est le double de l'impédance caractéristique du stripline ($w, 2h$).

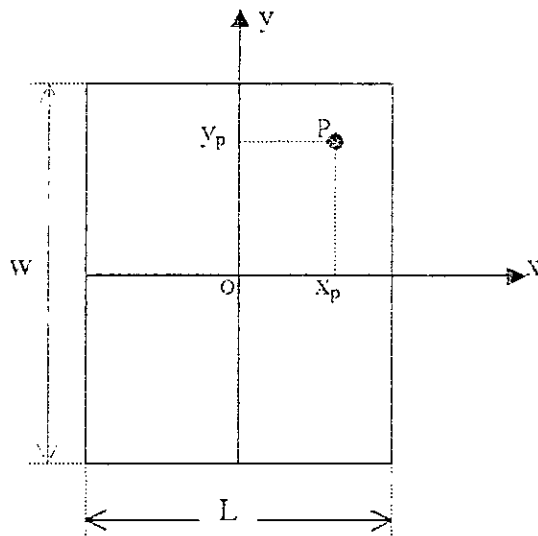
La prise en compte de l'épaisseur t du ruban conducteur implique :

$$u_e = \begin{cases} u + \frac{1.25t}{\pi h} \left[1 + \log \left(\frac{4\pi w}{t} \right) \right] & \text{si } u = \frac{w}{h} \leq \frac{1}{2\pi} \\ u - \frac{1.25t}{\pi h} \left[1 - \log \left(\frac{2h}{t} \right) \right] & \text{si } u \geq \frac{1}{2\pi} \end{cases}$$

$$u_e(f)F_n(f) = 1 ; \quad \epsilon_{ec} = \epsilon_e - C \quad \text{avec} \quad C = \frac{\epsilon_e - 1}{4.6} \frac{(t/h)}{\sqrt{u}}$$

III.1.2. Effet de la localisation de l'excitation :

III.1.2.1 Cas de l'APM rectangulaire :



a) Détermination de la fréquence de résonance f_r :

a-1) Sous polarisation rectiligne:

Une excitation en $P_1(x_p, 0)$ donne le mode TM_{10} à résonance $f_{r1} = f_{ru}$ avec $u = 2x_p / L$.

Une excitation en $P_2(0, y_p)$ donne le mode TM_{01} à résonance $f_{r2} = f_{rv}$ avec $v = 2y_p / w$.

a-2) Sous polarisation elliptique :

Une excitation au point $P(x_p, y_p)$ donne un mode hybride ($TM_{01} + TM_{10}$) chacun d'eux avec un poids

$$p_u = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} u}{\sin^2 \frac{\pi}{2} u + \sin^2 \frac{\pi}{2} v} ; \quad p_v = \frac{\sin^2 \frac{\pi}{2} v}{\sin^2 \frac{\pi}{2} u + \sin^2 \frac{\pi}{2} v}$$

$$p_{uv} = p_u + p_v = 1.$$

La fréquence du mode hybride est donc :

$$f_{ruv} = p_u f_{ru} + p_v f_{rv} \tag{3-26}$$

si $y_p = 0$ donc $v = 0$; $p_v = 0$ et $f_{ruv} = f_{ru}$ mode TM_{10}

si $x_p = 0$ donc $u = 0$; $p_u = 0$ et $f_{ruv} = f_{rv}$ mode TM_{01}

de plus si $w = L$ et si $u = v$ soit $\frac{x_p}{L} = \frac{y_p}{w}$; $p_u = p_v = \frac{1}{2}$; $f_{ruv} = (f_{ru} + f_{rv}) / 2$ i.e. on a un mode à

polarisation circulaire.

b) Détermination des impédances d'entrée Z_{in} :

b-1) Sous polarisation rectiligne:

Pour le mode TM_{10} ($y_p \neq 0$) on a $Z_{inu}(v) = \frac{Z_{in_y}(0)}{\cos^2(\frac{\pi}{2}v)}$

Pour le mode TM_{01} ($x_p \neq 0$) on a $Z_{inv}(u) = \frac{Z_{in_x}(0)}{\cos^2(\frac{\pi}{2}u)}$

b-2) Sous polarisation elliptique:

En mode hybride ($TM_{01} + TM_{10}$) on a $Z_{imv}(u,v) = \frac{Z_{in_{uv}}(0,0)}{\cos^2(\frac{\pi}{2}u) \cdot \cos^2(\frac{\pi}{2}v)}$

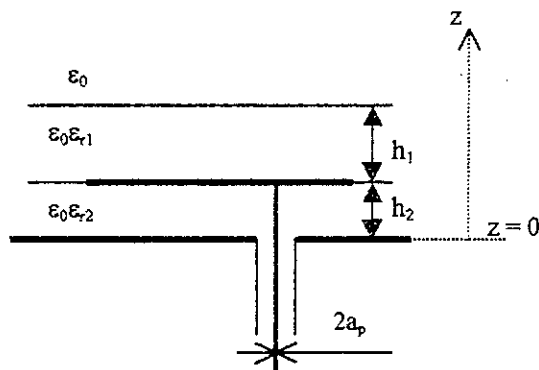
Une excitation centrale ($x_p = 0, y_p = 0$) donne toujours une résonance série, où les impédances d'entrée Z_{in} sont toutes réelles:

i.e. $Z_{imv}(0,0) = Z_{inu}(0) + Z_{inv}(0)$ (3-27)

donc $Z_{imv}(u,v) = \frac{Z_{in_x}(v)}{\cos^2(\frac{\pi}{2}u)} + \frac{Z_{in_y}(u)}{\cos^2(\frac{\pi}{2}v)}$

Application numérique:

1) Antenne de Zhibo Fan [47] et R. Q. Lee [53]: $L = 7.62$ cm; $w = 11.43$ cm; $h_0 = 0.159$ cm;



$\epsilon_{r2} = 2.64$; $tg\delta = 0.003$; point d'excitation ($x_p=1.52$ cm et $y_p=0.385$ cm); $a_p = 0.0635$ cm.

$u = 2x_p/L = 0.3989501$; $(\pi u / 2) = 35.905509^\circ$

$v = 2y_p/w = 0.0673665$; $(\pi v / 2) = 6.062985^\circ$

$p_u = 0.9685819$; $p_v = 0.031418$

$1 / \cos^2(\pi u / 2) = 1.52421$; $1 / \cos^2(\pi v / 2) = 1.01128$.

Tab. (3-1a) : Définition des cas traités par (n. m), $\epsilon_{r2} = 2.64$, $tg\delta_1 = tg\delta_2 = 3 \cdot 10^{-3}$.

N° des cas	ϵ_r	h_1 (mm)	f_r (MHz)			$Z_{in}(\Omega)$		
			u	v	uv	u	v	uv
1	1	0	1204.5	812.8	1192.2	38.0	3.4	61.4
2	2.64	1.59	1199.0	807.2	1186.7	38.0	3.3	61.3
3	2.64	7.95	1192.8	801.7	1180.5	38.3	3.4	61.8
4	13.2	1.59	1181.4	790.2	1169.1	38.5	2.1	48.5

Tab. (3-1b) : Récapitulatif des résultats comparés.

Cas	f_{res} (MHz)		Ecart relatif (%)	$\Delta f_r / f_r$ (%)		$Z_{\text{inuv}}(\Omega)$		Ecart relatif (%)
	(n.m.)	[47]		(n.m.)	[47]	(n.m.)	[47]	
1*	1192.2	1190*	0.18	—	—	61.36	55.1*	11.36
2	1186.69	1178	0.74	0.462	1.00	61.26	58.5	4.71
3	1180.51	1165	1.33	0.98	2.10	61.76	56.3	10.16
4	1169.11	1140	2.55	1.94	4.20	48.50	60	19.17
4**						55.20	60	8.0

* Résultats des mesures de [47], les autres valeurs de [47] sont celles de son modèle (Méthode des moments dans le domaine transformé de Fourier).

** Calcul de Z_{in} par (n.m.) sans tenir compte des pertes induites par l'overlay.

Commentaires sur le tableau (3-1) :

a) Evaluation des fréquences:

Les résultats de (n.m.) et ceux de [47] (mesures et théorie) se recoupent bien à mieux de 1.35 % sauf pour le cas 4 ($\epsilon_{r1} = 13.2$) où l'écart relatif est de 2.55 %.

b) Evaluation de l'abaissement de fréquence induit par l'overlay :

(n.m.) donne des valeurs de $(\Delta f_r / f_r)$ l'écart relatif, 2.1 fois plus petites que celles de [47]. Cependant [48] indique que même pour un overlay d'épaisseur infinie le rapport $\Delta f_r / f_r$ reste inférieur à 2 %. Comme les résultats de [47] dépassent ce seuil, les résultats de (n.m.) apparaissent plus proches de ceux de [48] alors que ceux de [47] sont confirmés par [53] car ils prennent en compte d'autres aspects relatifs aux extrémités. Ces aspects seront pris en charge par (n.m) plus loin.

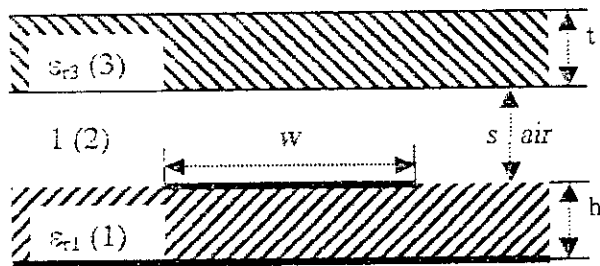
c) Evaluation de l'impédance d'entrée:

A ce niveau l'accord n'est pas satisfaisant, surtout pour le cas 4. Il faut croire que [47] n'a pas tenu compte des pertes induites par l'overlay qui abaissent l'impédance d'entrée. En général les facteurs qui suivent: tolérance des caractéristiques des matériaux utilisés comme diélectrique (ϵ_r est donné à 1 % près pour des matériaux bien élaborés, comme le Duroïde, à 2 % près pour le Custom High-K dont $\epsilon_r = 10.0 \pm 0.2$), la précision de fabrication des maquettes à mesurer, les erreurs de mesures ainsi que celles des approximations de la modélisation se font au mieux à l'intérieur d'une erreur relative de 1 % chacun. Donc dans le cas le plus désavantageux quand les erreurs induites par ces quatre facteurs ne se compensent pas mutuellement, on s'attend à un écart à l'intérieur de 4 % d'erreur totale relative. En dehors du cas 2 qui est satisfaisant les Z_{inuv} de (n.m.) et de [47]

présentent un écart de 8 % pour le cas 4, de 10 % pour le cas 3, de 11 % pour le cas 1. Ce travail aurait été plus aisé si nous pouvions réaliser nos propres maquettes et les mesures sur notre analyseur de réseau, afin de valider les résultats de notre théorie. Car il est difficile de savoir dans quelles conditions ont été réalisées les maquettes et les mesures, des autres auteurs, sur lesquelles nous voulons valider notre théorie.

Pour mieux cerner notre approche, nous l'appliquons à l'APM rectangulaire de [51].

2) Cas de l'APM rectangulaire de W. S. Chen [51] (quasi-carré):



Cette APM quasi-carré est excitée pour produire une polarisation circulaire. Ses caractéristiques sont :

$L = 42.6 \text{ mm}$; $w = 41.52 \text{ mm}$; $h = 2.4 \text{ mm}$;
 $\epsilon_{r1} = 2.6$; $\epsilon_{r3} = (1.8 : 2.6 ; 3.4)$; $\text{tg}\delta$ non indiquée, car [51] ne s'intéresse pas à évaluer l'impédance d'entrée Z_{inuv} .

Dans [51] $(x_p, y_p) = (-4.9, -4.77)$.

Dans notre modèle (n.m.) $x_p = \frac{L}{4} = 10.65 \text{ mm}$; $y_p = \frac{w}{4} = 10.38 \text{ mm}$

$u = 2 \frac{x_p}{L} = 1/2$; $v = 2 \frac{y_p}{w} = 1/2$; $u = v = 1/2$ on a donc une polarisation circulaire.

$$\frac{\pi u}{2} = \frac{\pi v}{2} = \frac{\pi}{4} = 45^\circ \quad ; \quad p_u = p_v = \sin^2(\pi u/2) = 1/2 \quad ; \quad p_u + p_v = 1 \quad ; \quad 1/\cos^2(\pi u/2) = 1/\cos^2(\pi v/2) = 2.$$

Le tableau (3-2a) résume les cas que nous avons étudiés avec les résultats correspondants et les compare aux résultats des mesures et de la théorie de W. S. Chen [51].

Tab. (3-2a) : Définition des cas traités par (n. m), $\epsilon_{r1} = 2.6$, $\frac{t}{\lambda_3} = \frac{t}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon_{r3}} = 0.2$, si $s \neq 0$ $\frac{t_{eq}}{\lambda_3} = 0.2$ avec

$$\lambda_3' = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{r3eq}}}$$

N° des cas	ϵ_{r3}	t (mm)	s (mm)	f_r (MHz)			$Z_{in}(\Omega)$		
				u	v	uv	u	v	uv
1	1.0	0	0	2123.0	2173.5	2148.3	112.2	103.3	430.9
2	1.8	33.84	0	2095.1	2146.0	2120.6	113.7	104.6	436.5
2 $_{\infty}$	"	∞	0	2093.9	2144.5	2119.2	113.8	104.7	436.9
3	2.6	28.16	0	2072.5	2123.0	2097.7	114.2	105.2	438.8
4	3.4	24.62	0	2052.0	2103.0	2077.5	114.9	105.6	441.0
4 $_{\infty}$	"	∞	0	2044.0	2094.6	2069.3	115.7	106.3	444.0
5	1.8	33.84	227	2121.0	2172.0	2146.5	112.8	103.8	433.2

Tab. (3-2b) : Récapitulatif des résultats de (n. m.) comparés aux mesures et à la théorie de [51].

Cas	ϵ_{r3}	$\frac{t}{\lambda_3}$	f_{uv} (MHz)		Ecart relatif (%)	$\Delta f_r / f_r$ (%)			$Z_{inuv}(\Omega)$ (n. m.)
			(n. m.)	[51]		(n. m.)	[51]	[48]	
1	1.0	∞	2148.25	2131	0.81				430.9
2	1.8	0.20	2120.55	2060	2.94	1.29	3.33		436.5
2 $_{\infty}$	1.8	∞	2119.20						436.9
3	2.6	0.20	2097.70	1973	5.89	2.35	7.40	< 2.5	438.8
4	3.4	0.20	2077.50	1920	8.20	3.29	9.90	< 3.5	441.0
4 $_{\infty}$	3.4	∞	2069.30						444.0
5	1.061(1.8)	0.20	2146.50	2121	1.20	0.08	0.47		433.2

Pour [51], la largeur de bande $B = 18 \text{ MHz} = c^t$ pour $\frac{t}{\lambda_3} < 0.2$, lorsque t croit au delà de $0.2\lambda_3$

B croit et atteint 22 MHz à $t = 0.275\lambda_3$. Pour $s = \frac{n}{2}\lambda_0$ le gain de l'APM est optimal (cas 5) [4].

Commentaires sur les tableaux (3-1) et (3-2) :

a) Dans l'évaluation des fréquences de résonance :

L'écart entre les mesures de [51] et notre modèle pour l'APM sans overlay reste à l'intérieur de 1 %.

Par contre notre méthode, tous comme les mesures de Inder J. Bahl [48] et sa théorie, qui négligent les effets de terminaison, dans le cas des APM avec overlay, donnent des fréquences bien plus élevées que celle de R. N. Karekar [51].

Notre modèle donne des fréquences de 80 à 96 MHz plus élevées que celles de [48]. (i. e. de 2.2 % plus fortes). Plus la permittivité de l'overlay augmente, plus le désaccord entre les résultats de [51] et notre modèle s'accroît. Il passe de 2.94 % à 8.20 % lorsque ϵ_{r3} passe de 1.8 à 3.4.

b) Dans l'évaluation de l'abaissement en fréquence :

Les $(\Delta f_r / f_r)$ donnés par [51] qui tient compte sans doute de l'effet de terminaison sont trois fois plus importants que ceux issus de (n. m.). Cependant cela semble exagéré, puisque [52] qui tient compte des effets de bords [voir tableau (3-3)], donne approximativement des valeurs de $(\Delta f_r / f_r)$ tout au plus 2.3 fois plus élevées que celles de (n. m.). Dans le cas où l'on négligerait les effets de terminaison les résultats de (n. m.) sont en moyenne de 12 % plus bas que ceux de [48] (mesures), alors que ces dernières mesures sont-elles mêmes de 45 % inférieures à celles de [52] qui tient compte de l'effet de terminaison. Par ailleurs la théorie de [48] donne dans le cas d'un substrat Duroïd ($\epsilon_r = 2.32$) des abaissements de fréquences relatifs $(\Delta f_r / f_r)$ de 4 à 5 % inférieurs à ceux de ses propres mesures [voir tableau (3-3)]. Quand $\epsilon_{r3} \leq \epsilon_{r1}$ les résultats de (n. m.) et ceux de [51] concordent à mieux de 3 % pour $\epsilon_{r3} > \epsilon_{r1}$ le désaccord de (n. m.) avec [51] s'accroît quand $\epsilon_{r3}/\epsilon_{r1}$ tend vers des valeurs de plus en plus grandes au-delà de 1.

En résumé, en faisant abstraction de l'exagération de [51], les résultats de (n. m.), [48] et [52], à la nuance près que les effets d'extrémités sont pris en charge ou non, concordent de façon satisfaisante.

Tab. (3-3) : Antenne de [48], $L = 22.9$ mm, $w = 19.0$ mm, $h = 1.59$ mm, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.32$.

N°	d(mm)	ϵ_r	f(MHz)		$(\Delta f_r / f_r)(\%)$					$Z_{in}(\Omega)$
			[48]	(n. m.)	[48]	[48]	(n. m.)	[52]	[52]	
			mesures	théorie	mesures	théorie		mesures	théorie	
1	0.00	1	4104.00	4184.90	0	0	0	0	0	255.80
2	0.80	2.32	4048.00	4133.90	1.36	1.29	1.22	2.34	3.02	259.33
3	1.59	"	4014.00	4110.00	2.19	2.11	1.79	4.14	4.34	261.00
4	3.18	"	3992.00	4082.00	2.73	2.61	2.46	5.09	5.72	265.00
5	80.00	"	3940.00	4019.00	3.97	3.97	3.97			273.50
6	200.00	1.05	4103.18	4177.50	0.20	0.15	0.18			257.70
7	1.54	10	3850.00	3901.00	6.19	7.08	6.78	15.16	16.54	231.55
8	3.12	"	3749.00	3789.00	8.65	9.70	9.46	20.56	21.97	252.00

c) Evaluation de l'effet radôme :

Un overlay d'épaisseur t , placé à une distance s non nulle du plan supérieur (celui du ruban central) de l'APM est dit radôme.

c-1) Effet de l'épaisseur s de la couche d'air :c-1-1) Sur la fréquence de résonance :

L'amplitude de l'abaissement de la fréquence de résonance $|\Delta f_r|$ diminue quand s augmente [51], autrement dit l'effet du radôme s'atténue lorsque s croît. Par contre il augmente avec la permittivité ϵ_{r3} et l'épaisseur t de l'overlay.

Tab. (3-4) : d'après [51]. $W = 41.52$ mm, $L = 42.6$ mm, $h = 2.4$ mm, $\epsilon_{r1} = 2.6$, $f_c = 2131$ MHz à $t = 0$.

$\frac{t}{\lambda_3}$	ϵ_{r3}	$\frac{s}{\lambda_0}$	0.5	1.0	1.5
0.20	1.8	$f_r(\text{MHz})$	2117	2121	2127
		$\Delta f_r(\text{MHz})$	-14	-10	-4
		$(\Delta f_r / f_r)(\%)$	0.657	0.469	0.188
	2.6	$f_r(\text{MHz})$	2109	2114	2125
		$\Delta f_r(\text{MHz})$	-22	-17	-6
		$(\Delta f_r / f_r)(\%)$	1.032	0.798	0.282

c-1-2) : Sur l'impédance d'entrée Z_{in} , la largeur de bande B, le gain G [4] :

Pour $s = k \frac{\lambda_0}{4}$, $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, la variation d'impédance ΔZ_{in} est nulle.

Pour $s = (2k-1) \frac{\lambda_0}{8}$, $k = 1, 2, 3, \dots$, $|\Delta Z_{in}|$ passe par des maxima.

Pour s croissant de 0 à $\frac{\lambda_0}{8}$; le lieu de $Z_{in}(f)$ sur l'abaque de Smith se ferme ($\Delta Z_{in} < 0$) et B

augmente.

$\frac{\lambda_0}{8}$ à $\frac{\lambda_0}{4}$; le lieu de $Z_{in}(f)$ s'ouvre ($\Delta Z_{in} < 0$) et B diminue.

$\frac{\lambda_0}{4}$ à $3 \frac{\lambda_0}{8}$; le lieu de $Z_{in}(f)$ se ferme à nouveau ($\Delta Z_{in} > 0$) et B

augmente.

$3 \frac{\lambda_0}{8}$ à $\frac{\lambda_0}{2}$; le lieu de $Z_{in}(f)$ s'ouvre de nouveau ($\Delta Z_{in} > 0$) et B

diminue.

Pour s croissant au-delà de $\frac{\lambda_0}{2}$, les variations de la largeur de bande B, et celles de l'impédance d'entrée Z_{in} sont de plus en plus atténuées. Le radôme affecte peu les diagrammes de rayonnement pour $s = k \frac{\lambda_0}{2}$.

c-2) Effet de l'épaisseur t de l'overlay et de sa permittivité ϵ_{r3} :

c-2-1) Sur la fréquence de résonance :

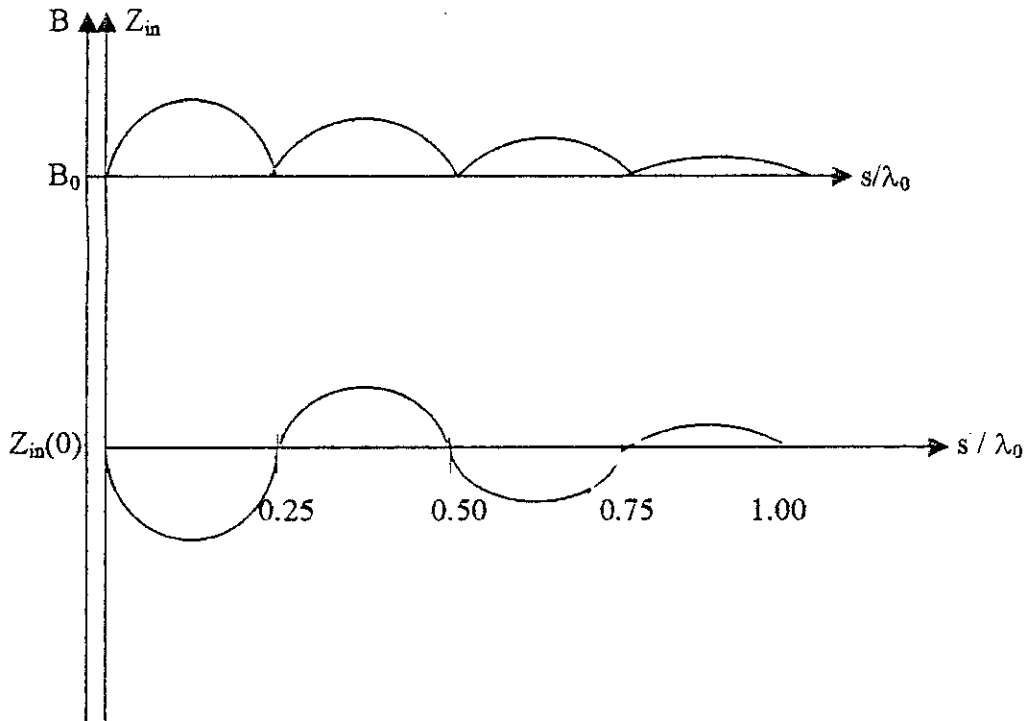
L'abaissement de fréquence s'amplifie quand l'épaisseur t ou la permittivité ϵ_{r3} de l'overlay augmente.

c-2-2) Sur l'impédance d'entrée Z_{in} , la largeur de bande B et le gain G [4] et [51] :

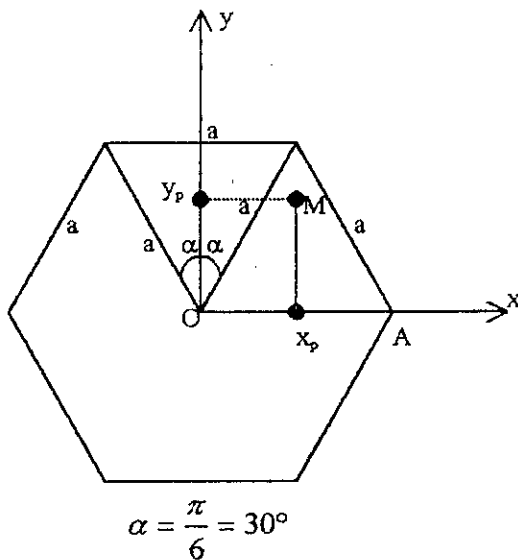
Lorsque l'épaisseur du radôme est telle que $\frac{t}{\lambda_3} = \frac{k}{2}$, Z_{in} ne varie pas ($\Delta Z_{in} = 0$) ; i.e. on a la même courbe d'impédance que celle de l'APM sans overlay.

Lorsque $\frac{t}{\lambda_3} < 0.20$, la largeur de bande B n'est pas affectée de façon significative et pour t augmentant au-delà de $0.20\lambda_3$, B augmente légèrement. Dans le cas du tableau (3-2), $B = 18$ MHz pour $(t / \lambda_3) < 0.20$. B croit et atteint 22 MHz quand $(t / \lambda_3) = 0.275$ [51].

Lorsque ϵ_{r3} augmente Z_{in} augmente aussi. Cependant pour ϵ_{r3} au-delà d'une certaine valeur (8 environ), Z_{in} diminue en raison des pertes induites par l'overlay.



III.1.2.2. Cas de l'APM hexagonale :



$$\alpha = \frac{\pi}{6} = 30^\circ$$

La théorie des lignes élémentaires donne pour une excitation $(x_p, 0)$ sur l'axe ox de symétrie un mode à polarisation rectiligne de fréquence f_{ru} ($u = x_p / a$) avec $0 < x_p < a$

$$0 < u < 1$$

et pour une excitation $(0, y_p)$ sur l'axe (oy) de symétrie un mode à polarisation rectiligne de

fréquence f_{rv} avec $v = \frac{y_p}{a \cos \alpha} = \frac{y_p}{a \cos 30^\circ}$

$$\text{soit } v = 1.1547 \frac{y_p}{a} = \frac{2y_p}{a\sqrt{3}} ; 0 < y_p < \frac{\sqrt{3}}{2} a ;$$

$$0 < v < 1.$$

L'excitation en (x_p, y_p) sur l'axe OM donne un mode hybride de fréquence f_{ruv} sous une polarisation elliptique ; soit :

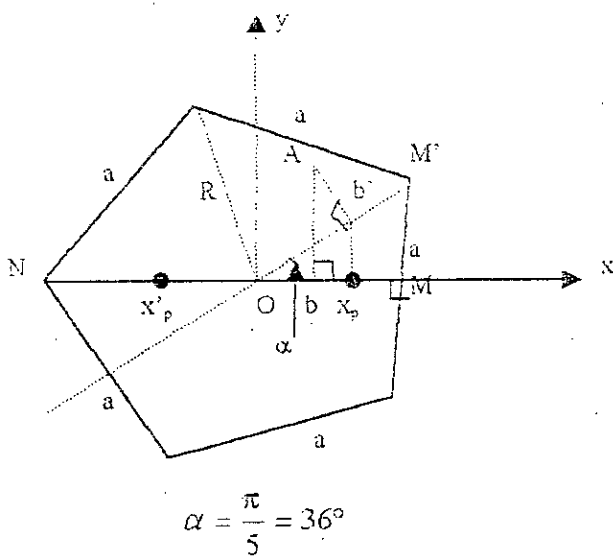
$$f_{ruv} = p_u f_{ru} + p_v f_{rv} \quad \text{où} \quad p_u + p_v = 1$$

avec $p_u = \frac{\sin^2(\frac{\pi}{2}u)}{\sin^2(\frac{\pi}{2}u) + \sin^2(\frac{\pi}{2}v)}$; $p_v = \frac{\sin^2(\frac{\pi}{2}v)}{\sin^2(\frac{\pi}{2}u) + \sin^2(\frac{\pi}{2}v)}$

La polarisation circulaire est obtenue pour $u = v$ soit $x_p = \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot v_p$.

Pour tout polygone régulier de coté a, en nombre pair $n = 2p$ on a un traitement analogue à celui de l'hexagone pour avoir les modes à polarisation rectiligne (f_{ru} ou f_{rv}), les modes hybrides à polarisation elliptique (f_{ruv}) ou même circulaire en prenant $u = v$.

III.1.2.3. Cas de l'antenne pentagonale :



Pour le pentagone régulier on a 5 axes de symétrie qui ne sont pas orthogonaux entre eux. Une excitation au point $(x_p, 0)$ donne un mode à polarisation rectiligne de fréquence f_{ru}

avec $u = \frac{|x_p|}{OM} = \frac{|x_p|}{0.809R}$, $OM = R \cos \frac{\pi}{5} = 0.809R$.

R rayon du cercle circonscrit au pentagone de coté a . $\frac{a}{2R} = \sin \alpha = 0.5877852$.

Une excitation au point $(x_p', 0)$ de l'axe de symétrie ON donne un mode à polarisation rectiligne de fréquence $f_{ru'}$ avec $u' = \frac{|x_p'|}{R}$.

Une excitation au point quelconque $A(\overline{ob}, \overline{ob'})$, les points b et b' étant les projections de A sur les deux axes de symétrie adjacents respectivement OM et OM' , donne un mode hybride de fréquence $f_{ru'u}$. Ainsi Ob correspond à un x_p et Ob' à un x_p' . En posant :

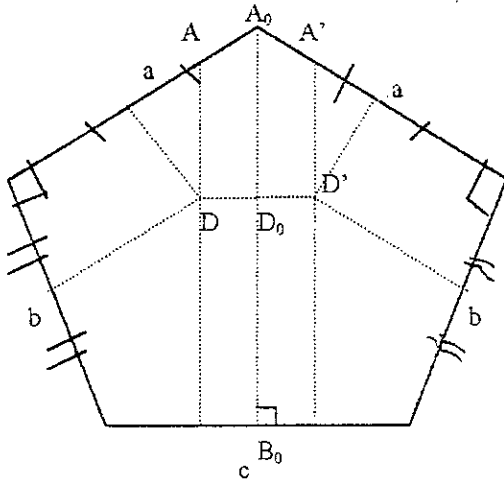
$p_u = \frac{\sin^2(\frac{\pi}{2}u)}{\sin^2(\frac{\pi}{2}u) + \sin^2(\frac{\pi}{2}u')}$; $p_{u'} = \frac{\sin^2(\frac{\pi}{2}u')}{\sin^2(\frac{\pi}{2}u) + \sin^2(\frac{\pi}{2}u')}$ donc $p_u + p_{u'} = 1$

la fréquence hybride devient $f_{ru'u} = p_u f_{ru} + p_{u'} f_{ru'}$.

Pour $u = u'$ soit $\frac{|x_p|}{R \cos \alpha} = \frac{|x_p'|}{R}$ i.e. $|x_p| = |x_p'| \cos \frac{\pi}{5}$, on peut avoir une

polarisation circulaire. I.e. pour un point A situé sur l'axe de symétrie OM' on a une polarisation circulaire.

Cas du pentagone ayant un seul axe de symétrie et les cotés de longueur a et b adjacents se coupant à angle droit :



Les médiatrices des cotés a et b adjacents se coupent en D , et leurs homologues symétriques en D' . Les parallèles à l'axe de symétrie A_0B_0 menées de D et D' coupent les cotés a en A et A' . Si l'excitation est placée en A ou A' elle donnera une polarisation circulaire avec les deux modes excités. Plus généralement les segments \overline{AD} et $\overline{A'D'}$ sont les lieux de l'excitation à polarisation circulaire. D'une certaine manière c'est aussi le cas du segment $\overline{A_0D_0}$.

En résumé pour tout polygone régulier de côté a , en nombre impair $n = 2p+1$ peut être traité de façon analogue à celle du pentagone régulier pour l'obtention des fréquences f_{ru} et f_{rv} qui donnent f_{ruv} .

Un pentagone irrégulier n'ayant aucun axe de symétrie, donc n'ayant aucune excitation à polarisation rectiligne possible, ne peut être traité dans la recherche de ses fréquences propres que par la méthode des éléments finis, sans prétendre à une précision à mieux de 1 % pour un maillage réaliste.

III.1.2.4. Cas de L'APM disque (APM de Zhibo Fan et al [44]) :

Pour le disque tout diamètre est un axe de symétrie, donc tous les modes à polarisation rectiligne sont équivalents, s'ils sont excités depuis la même distance x_i à partir du centre.

La polarisation circulaire peut être obtenue en excitant deux modes à polarisation rectiligne en deux points x_i et y_i se trouvant à égale distance du centre O du disque ($|x_i| = |y_i|$) mais placés sur deux diamètres orthogonaux. Si $|x_i| \neq |y_i|$ la polarisation est elliptique.

Cas de l'APM disque de Zhibo Fan [44] :

APM disque de diamètre $2R = 2 \times 1.88$ cm ; $\epsilon_r = 2.47$; $\text{tg}\delta = 0.001$; $h = 0.16$ cm ; $a_f = 1.41$ cm. En nous référant à la figure (3-10), nous trouvons $R_{\text{eff}} = 0.923R$.

Notre modèle (n. m.) dispersif (mode TM_{11}) donne:

Cas - 1 Sans overlay : $f_r = 2837$ MHz ; $Z_{\text{inmax}} = 312 \Omega$

Cas - 2 Avec overlay : $\epsilon_{r0} = 2.47$; $\text{tg}\delta_1 = 0.001$; $h_0 = 0.16$ cm

$f_r = 2813$ MHz ; $Z_{\text{inmax}} = 308 \Omega$

Cas - 3 Avec overlay : $\epsilon_{r0} = 2.47$; $\text{tg}\delta_1 = 0.001$; $h_0 = 0.8$ cm

$f_r = 2778$ MHz ; $Z_{\text{inmax}} = 323 \Omega$

Cas - 4 Avec overlay : $\epsilon_{r0} = 9.88$; $\text{tg}\delta_1 = 0.001$; $h_0 = 0.16$ cm

$f_r = 2705$ MHz ; $Z_{\text{inmax}} = 347 \Omega$

- (1) : (n. m) sans overlay
- (2) : (n.m) avec overlay ($\epsilon_{r0} = \epsilon_r$, $h_0 = h$)
- (3) : (n.m) avec overlay ($\epsilon_{r0} = \epsilon_r$, $h_0 = 8\text{mm}$)
- (4) : (n.m) avec overlay ($\epsilon_{r0} = 9.88$, $h_0 = h$)
- (5) : Mesures et modèle [44] sans overlay
- (6) : Modèle[44] avec overlay($\epsilon_{r0} = 9.88$, $h_0 = h$)

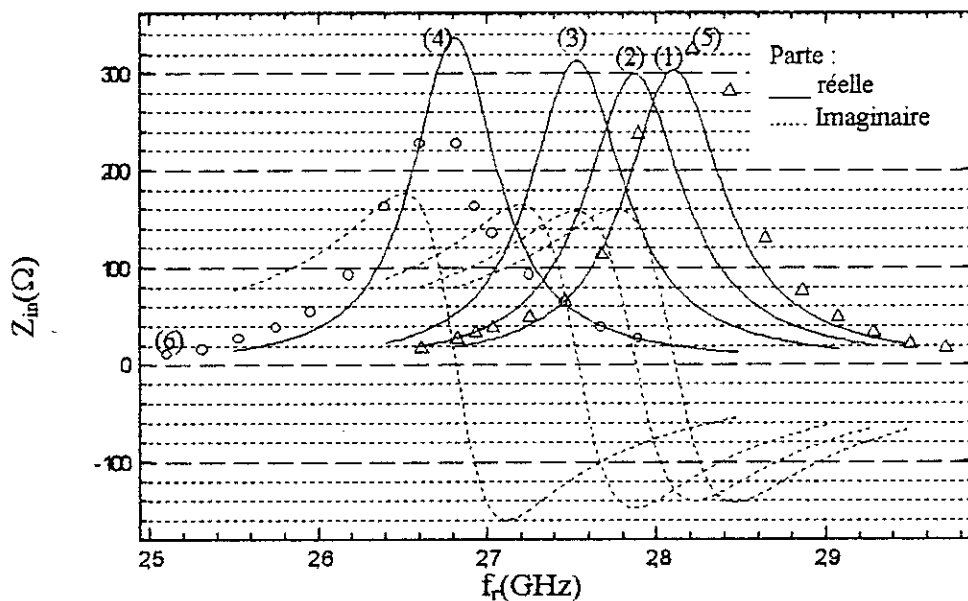


Fig. (3-3) : Impédance d'entrée de l'antenne disque avec et sans overlay, $R=18.8\text{mm}$, $h=1.6$ mm, $\epsilon_r=2.47$, $a_f=14.1\text{mm}$.

La figure (3-3) indique qu'il y a une bonne concordance entre notre modèle et celui de [44] pour la fréquence de résonance. Le désaccord qui se manifeste pour le maximum de l'impédance d'entrée entre notre modèle (courbe (1)) et les mesures (courbe (5)) est imputable à la localisation de la sonde coaxiale, car le découpage angulaire n'est pas assez fin pour la localiser.

Cas de l'APM disque de A. Zerguerras [2] :

$$\phi = 2R = 13.7 \text{ mm} ; h = 1.6 \text{ mm} ; \epsilon_r = 2.17 ; a_f = 2.75 \text{ mm}$$

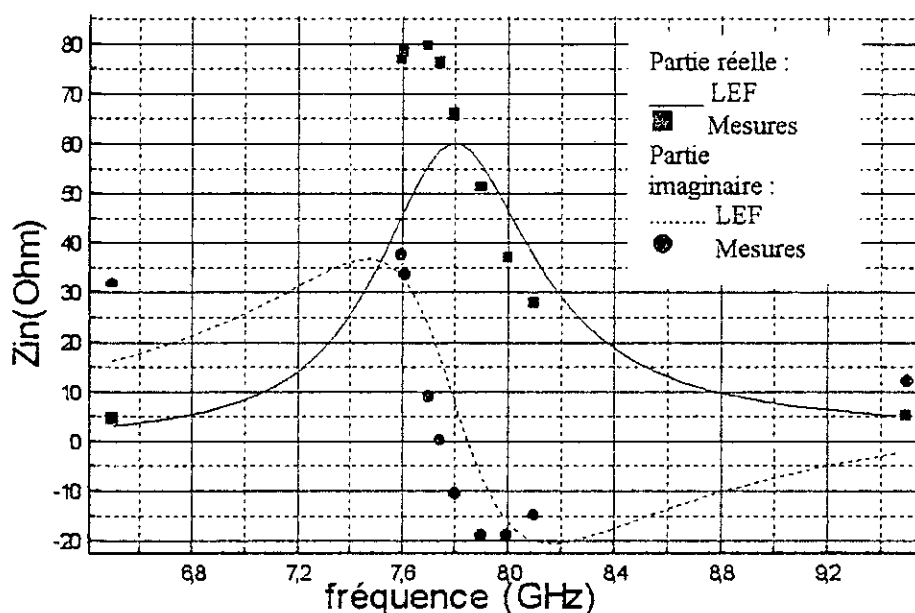
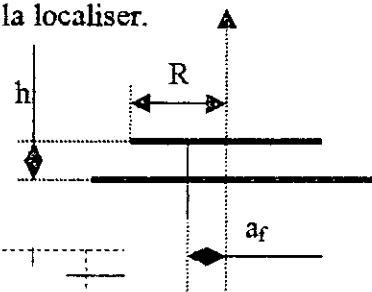


Fig. (3-4) : Impédance d'entrée de l'antenne circulaire isolée $R = 6.84 \text{ mm}$, $h = 1.6 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2.17$
Excitation par sonde coaxiale à 2.75 mm du centre

La modélisation de la sonde (formule de Dubost) sous estime d'environ 13Ω et 20Ω respectivement les parties imaginaire et réelle de l'impédance d'entrée.

Cas - 5 sans overlay : $f_r = 7789 \text{ MHz}$; $Z_{inmax} = 75 \Omega$

Cas de l'APM disque de K. F. Lee et al [55] :

$$\phi = 2R = 10 \text{ cm} ; h = 1.59 \text{ mm} ; \epsilon_r = 2.32 ; a_f = 4.75 \text{ cm}$$

Cas - 6 sans overlay : $f_r = 1020 \text{ MHz}$; $Z_{inmax} = 380 \Omega$

Tab. (3-5) : L'APM disque de Zhibo Fan [44].

Antenne de	Cas	d(mm)	f_r (MHz)		$(\Delta f_r / f_r)$ (%)		$Z_{in}(\Omega)$	
			mesures	(n. m.)	mesures	(n. m.)	mesures	(n. m.)
[44]	1	0.0	2800	2632	–	–	340	315
	2	1.6	2730*	2610	2.50	0.84	320	320
	3	8.0	2690*	2571	3.93	2.32	240	340
	4	1.6	2500*	2497	7.10	5.13	305	345
[2]	5	0.0	7700	7789	–	–	79.6	75
[55]	6	0.0	1128	1020	–	–	400	380

- théorie de [44]

(n. m.) ne tient pas compte de l'effet des terminaisons (aux extrémité de l'APM) dans le cas de l'abaissement en fréquence.

Pour l'APM sans overlay :

Cas 1 Ecart en fréquence : $[\text{mesures} - (\text{n. m.})] / \text{mesures} = 6 \%$

Cas 5 Ecart en fréquence : $[\text{mesures} - (\text{n. m.})] / \text{mesures} = 1.15 \%$

Cas 6 Ecart en fréquence : $[\text{mesures} - (\text{n. m.})] / \text{mesures} = 9.57 \%$

Les écarts en impédance d'entrée sont de façon similaire :

Cas 1 7.35 %

Cas 5 5.78 %

Cas 6 5.00 %

Quant à l'abaissement en fréquence pour les petites épaisseurs de l'overlay, les résultats de (n. m.) sont égaux au tiers (1/3) de [44]. Ils sont égaux à 59 % de ceux de [44] pour une épaisseur de 8 mm. Lorsque $\epsilon_{r1} = 9.88$, l'écart se réduit, les résultats de (n. m.) sont égaux à 72.3 % de ceux de [44]. Il est à signaler que (n. m.) ne prend pas en compte l'effet d'extrémités, quoique possible.

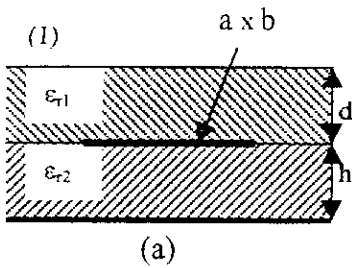
La prise en compte des effets d'extrémités ne pourra que rapprocher nos résultats de ceux de [44] qui sont confirmés par [53] et [56]. L'antenne de [56] ($a = 2.5 \text{ cm}$; $d = h = 1.588 \text{ mm}$) donne un abaissement de fréquence relatif $(\Delta f_r / f_r)$ de :

2.34 % lorsque la permittivité ϵ_{r2} du substrat est égale à celle de l'overlay ϵ_{r1} , plus exactement $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r1} = 2.5$

0.108 % lorsque $\epsilon_{r1} = 1.06$; $\epsilon_{r2} = 2.5$

0.290 % lorsque $\epsilon_{r1} = 2.5$; $\epsilon_{r2} = 9.8$

En résumé pour l'APM simple, la fréquence de résonance baisse de façon monotone lorsque l'épaisseur d de l'overlay croit, elle atteint pratiquement sa valeur asymptotique pour $d/h = 10$, qui est celle de $d/h = \infty$; et cela avec une ampleur d'autant plus forte que la constante diélectrique de l'overlay ϵ_{r1} est plus élevée que celle du substrat ϵ_{r2} ou que le couple $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}$ croit [53] ou que le rapport des cotés du patch rectangulaire (a/b) croit; i.e. un quasi-carré ($a/b \cong 1$) de même aire qu'un rectangle de rapport ($a/b \ll 1$) aura un abaissement de fréquence relatif plus faible que celui-ci [53].

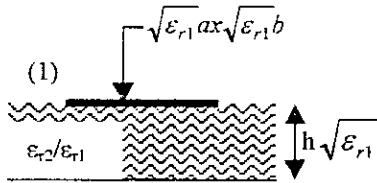


(a)

a) APM rectangulaire avec overlay d'épaisseur d et de permittivité diélectrique ϵ_{r1} .

b) APM rectangulaire de a) avec $d = \infty$.

c) APM rectangulaire sans overlay de dimensions ($a\sqrt{\epsilon_{r1}}$, $b\sqrt{\epsilon_{r1}}$, $h\sqrt{\epsilon_{r1}}$) de substrat à permittivité ($\epsilon_{r2}/\epsilon_{r1}$). Cette APM a la même fréquence de résonance que l'APM b).



(c)

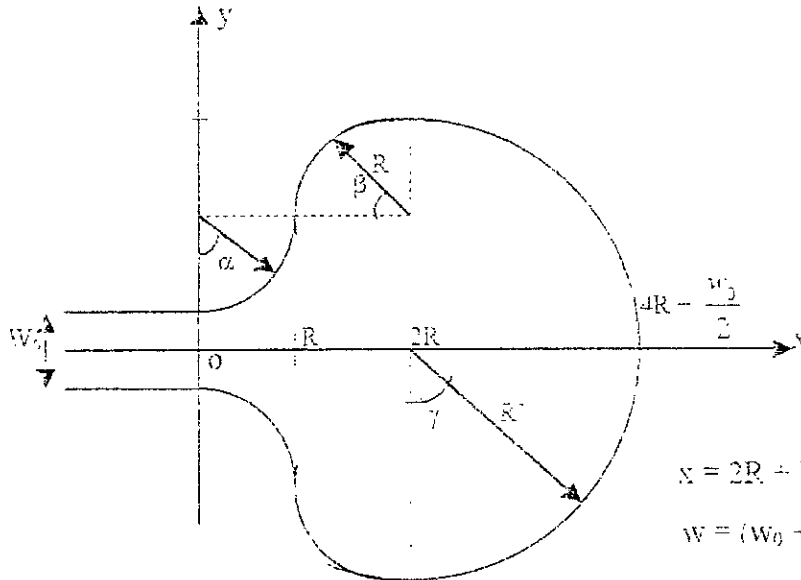
Selon [54] pour un substrat donné (ϵ_r , h fixées), la fréquence de résonance croît avec (h/λ_0) d'autant plus que l'épaisseur h et la permittivité ϵ_r sont petites. Pour un substrat de permittivité ϵ_r donné, l'accroissement de son épaisseur h donc de h/λ_0 diminue la fréquence de résonance (voir figures (3-9) et (3-13)).

Compte tenu des incertitudes pratiques sur les différents paramètres de l'APM, selon [54], la fréquence ne peut être évaluée avec une précision à mieux de 1%. Dans le cas du disque de rayon 1.5 cm, [54] donne pour l'incertitude sur l'impédance d'entrée Z_{in} 7%.

La figure qui suit donne la fréquence de résonance f_r (GHz) en fonction de l'épaisseur réduite du substrat (h/λ_0) où λ_0 est la longueur d'onde de la propagation libre. Les paramètres des courbes sont ϵ_r et h donnant respectivement la permittivité et l'épaisseur du substrat.

III.1.2.5. Cas de l'APM de forme arbitraire :

On considère un patch ne présentant aucune discontinuité sur son contour i.e. une APM



“disque” à contour lisse.

Si $x < 0$ $w = w_0$

si $0 \leq x \leq R$ $x = R \sin \alpha$

$w = w_0 + 2R(1 - \cos \alpha)$

si $R < x \leq 2R$

$x = R(2 - \cos \beta)$

$w = w_0 - 2R(1 - \sin \beta)$

si $2R < x < 4R - \frac{w_0}{2}$

$x = 2R + R' \sin \gamma = 2R(1 - \sin \gamma) - (w_0 - 2) \sin \gamma$

$w = (w_0 - 4R) \cos \gamma = 2R' \cos \gamma$

$R' = 2R + \frac{w_0}{2}$

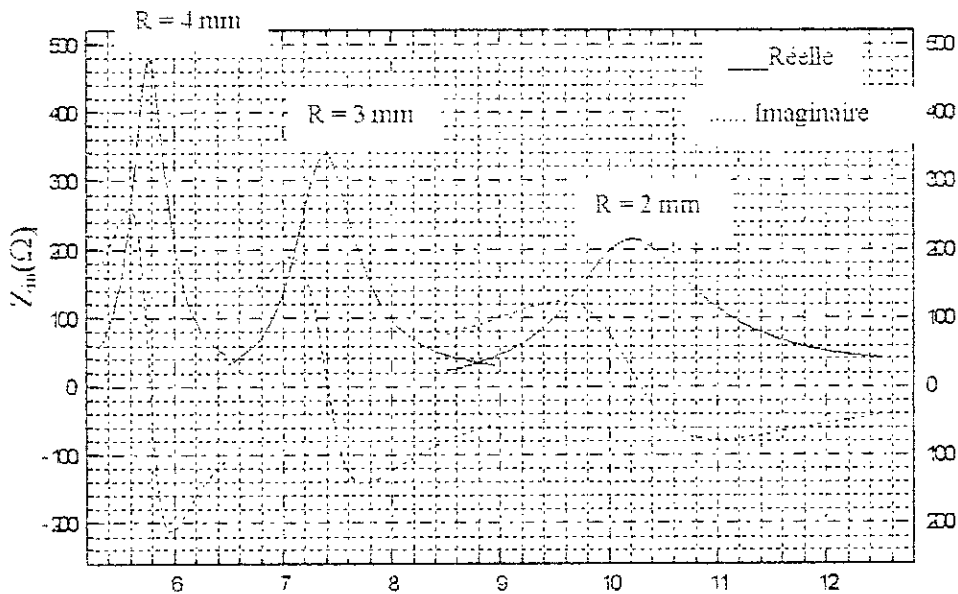
Fig. (3-5) : Configuration d'une antenne microruban de forme arbitraire (disque lisse)

On étudiera cette APM pour différentes valeurs de w_0 , donnant un microruban d'impédance caractéristique $50 \leq Z_c \leq 150 \Omega$. On choisira les valeurs $Z_c = 50, 75,$ et 150Ω . $R = 2, 3,$ et 4 mm. On déterminera f_r ; Z_{in} ; la bande passante B et le gain G.

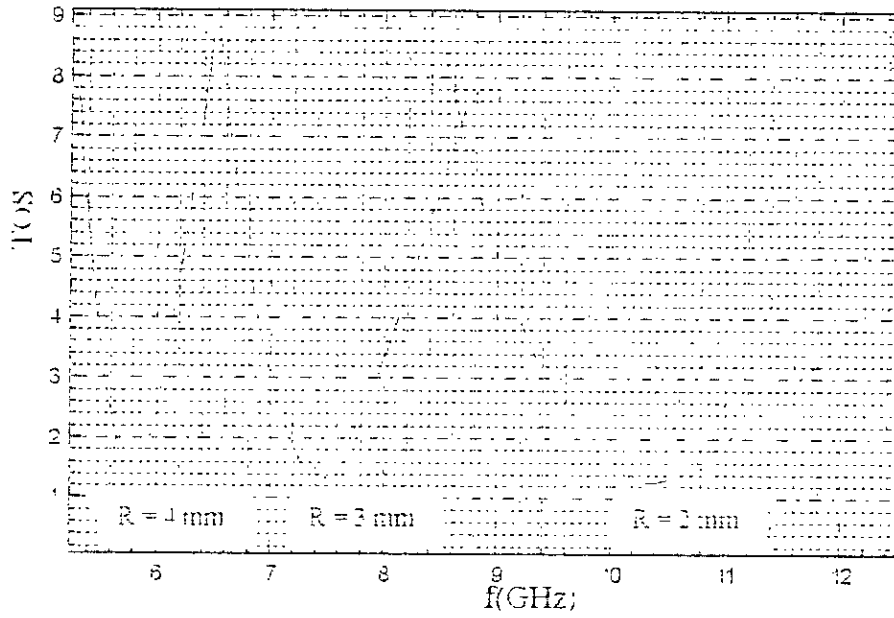
Si on prend $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 2.17$, on doit prendre $w_0 = 5$ mm pour avoir $Z_c \cong 50 \Omega$

$w_0 = 2.6$ mm pour avoir $Z_c \cong 75 \Omega$

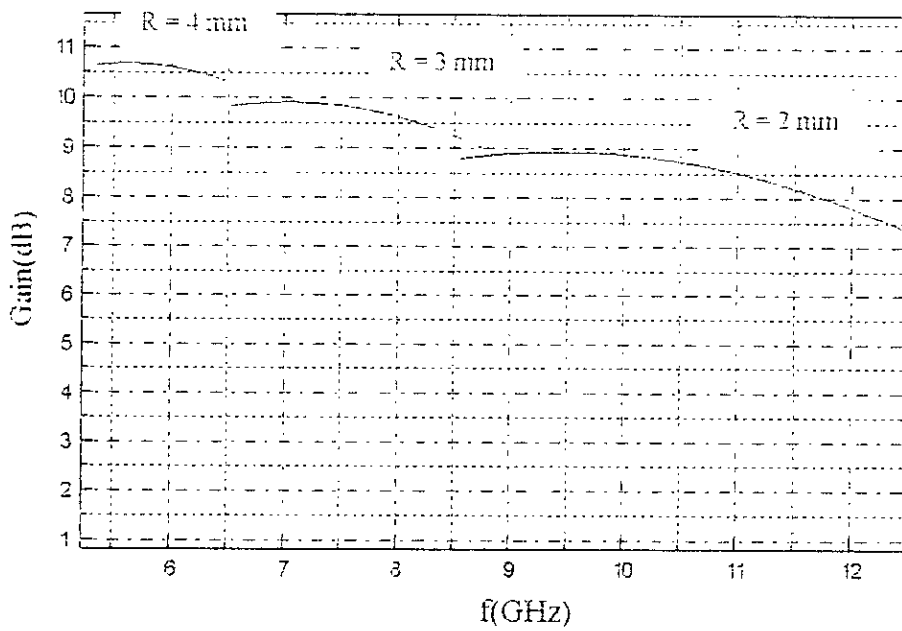
$w_0 = 0.47$ mm pour avoir $Z_c \cong 150 \Omega$



(a) $f(\text{GHz})$



(b)

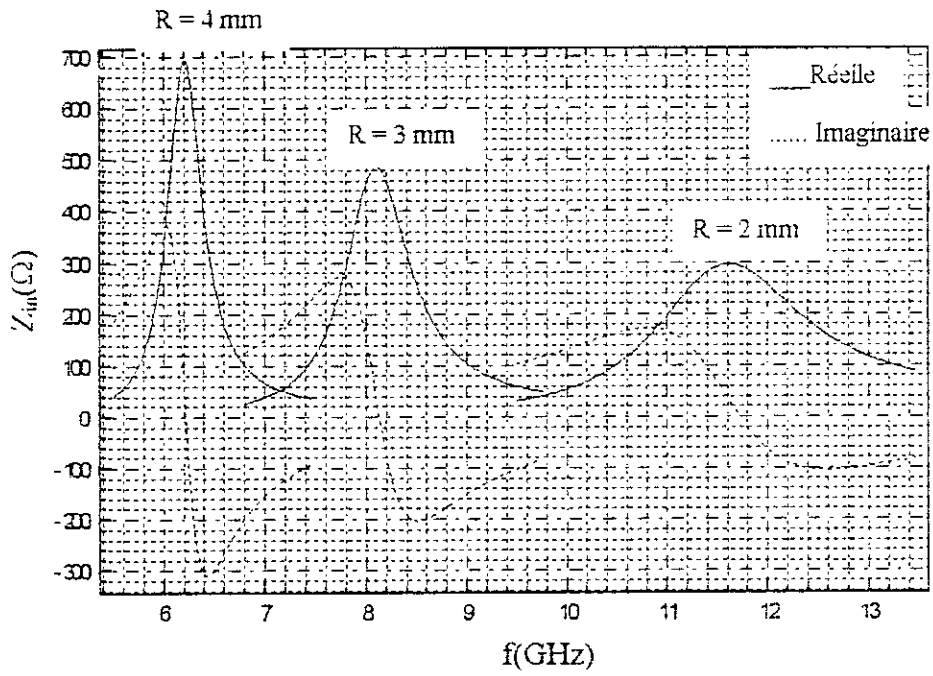


(c)

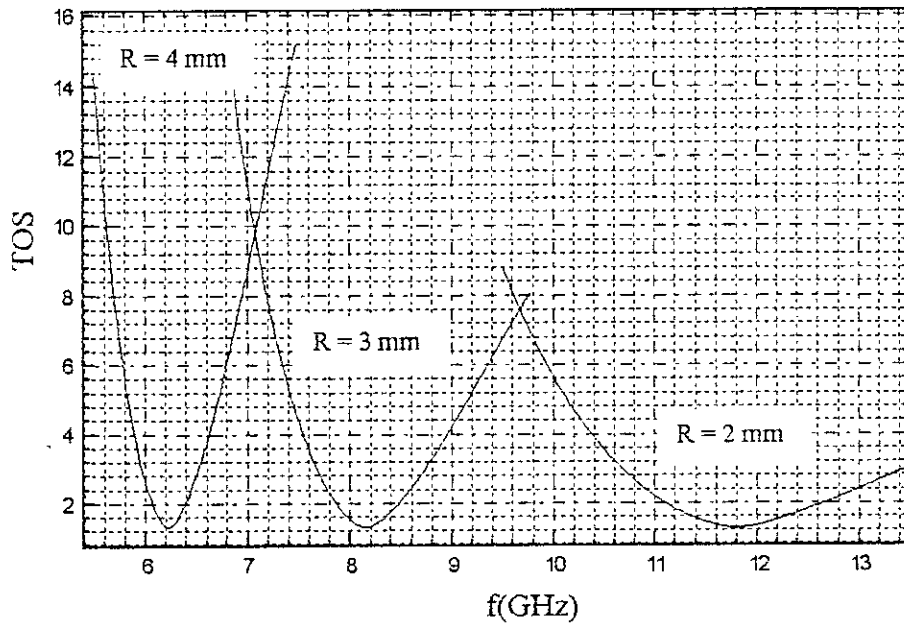
Fig. (3-5bis): Antenne simple de forme arbitraire définie par la fig. (3-5).

$h = 1,6 \text{ mm}$, $\epsilon_r = 2,17$, $w_0 = 5 \text{ mm}$ (50Ω)

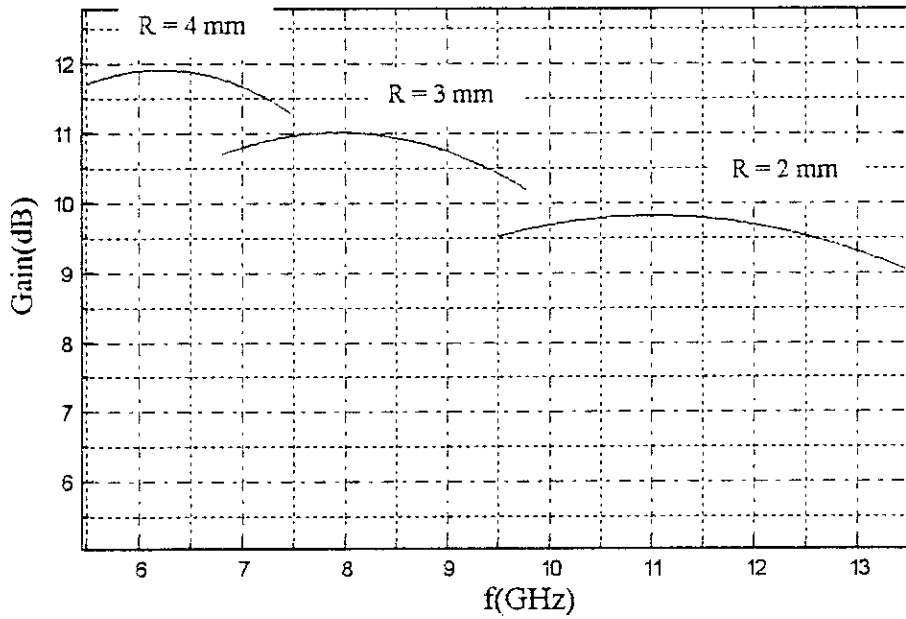
(a) : impédance d'entrée, (b) : TOS, (c) : Gain



(a)



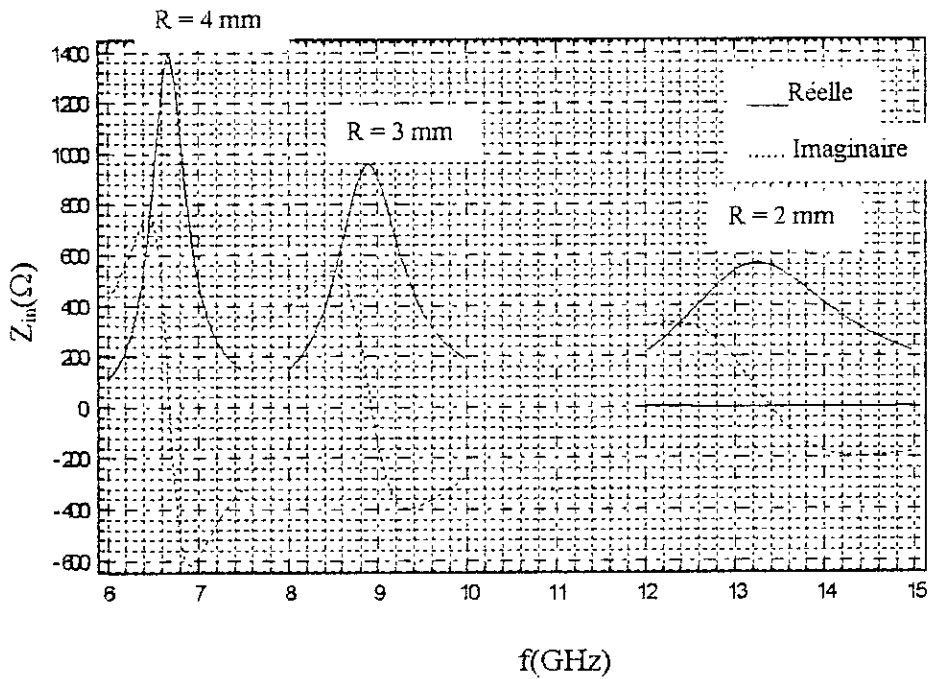
(b)



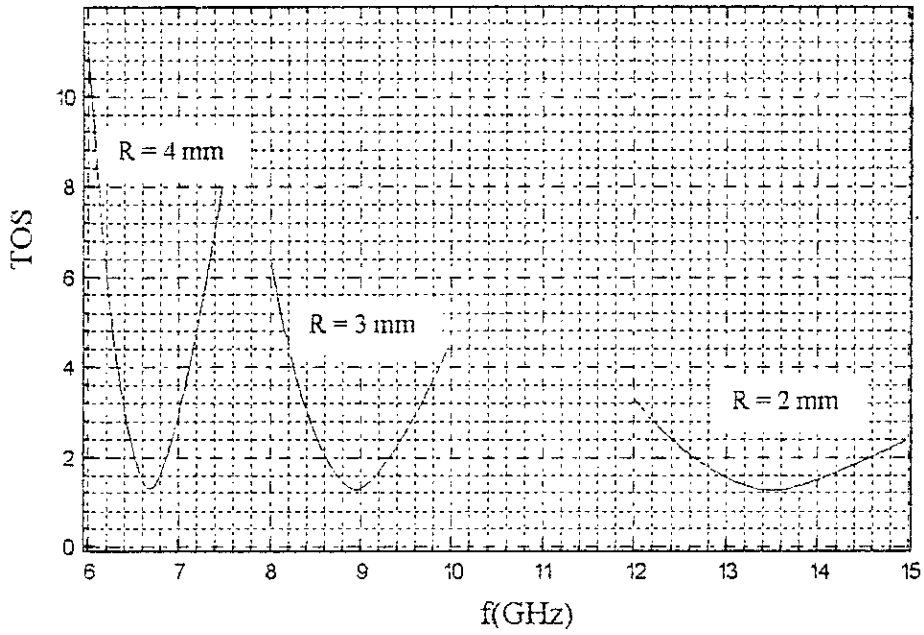
(c)

Fig. (3-6) : Antenne simple de forme arbitraire, $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 2.17$, $w_0 = 2.6$ mm (75Ω)

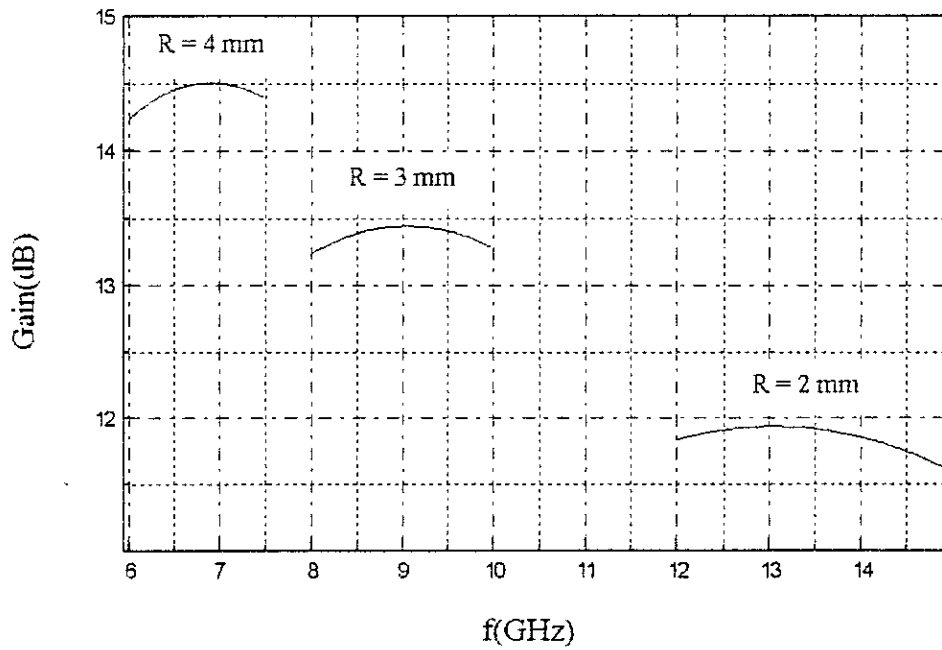
(a) : Impédance d'entrée, (b) : TOS, (c) : Gain



(a)



(b)



(c)

Fig. (3-7) : Antenne simple de forme arbitraire, $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 2.17$, $w_0 = 0.47$ mm (150Ω)

(a) : Impédance d'entrée, (b) : TOS, (c) : Gain

Tab.(3-6) : paramètres de l'antenne de forme arbitraire, $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 2.17$.

W_0 (mm)	5			2.6			0.47		
R(mm)	2	3	4	2	3	4	2	3	4
f_r (GHz)	10.25	7.39	5.77	11.62	8.10	6.20	13.25	8.90	6.67
B(%)	12.19	7.26	5.18	13.21	7.59	5.14	14.26	7.80	5.23
G(dB)	8.85	9.91	10.71	9.80	11.06	11.97	11.98	13.50	14.56
B.G	1.079	0.719	0.555	1.295	0.839	0.615	1.708	1.053	0.761

Le tableau (3-6) montre que la largeur de bande et le gain de l'antenne évoluent en sens opposés. Il convient donc de trouver la structure optimale qui maximise le produit gain-largeur de bande dans la bande de fréquence désirée.

Comparaison des caractéristiques d'antennes simples de diverses formes :

Ayant toute le même substrat de permittivité relative ϵ_r et une épaisseur $h = 1.59$ mm, la plage des fréquences allant de 1 à 12 GHz, l'impédance d'entrée R_{in} peut avoir toute valeur comprise entre 0Ω , pour une excitation centrée, et R_{inmax} pour une excitation à l'extrémité par une ligne microruban d'impédance caractéristique Z_c de 75Ω (ou 50Ω).

Tab. (3-7) : Tableau comparatif des caractéristiques des APM simples, f_r allant de 1 à 12 GHz.

Forme de l'APM	$R_{inmax}(\Omega)$	$\eta(\%)$	B(%)	G (dB)	B.G(dB)
Rectangulaire	300 à 400	80 à 99	0.7 à 10	6.7 à 7.5	0.050 à 0.75
Disque	440 à 485	80 à 99	0.6 à 10	4 à 5.5	0.030 à 0.55
Triangle	150 à 1600	3 à 90	0.6 à 7	4 à 7	0.025 à 0.50
Disque lissé	200 à 1600	80 à 99	2.5 à 14	8 à 15	0.250 à 2.00

Le contour lisse de l'APM et sa dérivée sont des fonctions continues, régulières, sans variations en sauts. Dans ce cas l'excitation choisie est faite par microruban sur le bord.

Du tableau (3-7) il ressort que l'APM disque lissé présente les meilleures performances de largeur de bande B, de gain G, et de produit B.G. L'APM triangle a le rendement le moins performant, alors que les APM rectangulaire, disque et disque lisse ont des rendements similaires relativement satisfaisants. (N.B : $\eta = 3$ à 50 de l'APM triangle représente en réalité la puissance P_r rayonnée en % de la puissance reçue).

III.13. Analyse comparative des résultats sur les APM simples :

III.13.1. APM rectangulaire :

Dans cette section, nous comparons les fréquences de résonance, fournies par notre modèle à des mesures et à celles fournies par J. P. Damiano [54], résumées dans le tableau (3-8), (f_{r01} : fréquence de résonance du mode fondamental TM_{01}).

Effet de bord et effet de peau :

La prise en compte de la capacité d'extrémité donne une longueur effective pour l'APM rectangulaire définie par $L_e = L + \Delta L$, avec $\Delta L = 0.412h \frac{(\epsilon_{ef} + 0.3) (w/h + 0.264)}{(\epsilon_{ef} - 0.258) (w/h + 0.8)}$ d'où

une fréquence de résonance $f_r = \frac{c}{2L_e \sqrt{\epsilon_{ef}}}$.

La prise en compte de l'effet de bord et de l'effet de peau devient nécessaire dès que $h_e = h/\lambda_0$ dépasse la valeur de 0.04 ($h/\lambda_0 > 4\%$) et $h > 1.6$ mm. En deçà de ces valeurs, il peut être admis que ces effets restent négligeables. Pour une APM rectangulaire ayant un substrat d'épaisseur 3.18 mm et une permittivité $\epsilon_r = 2.33$, la longueur L_e prenant en compte les effets de bord et de peau est donnée par : $L_e = k(h_e).L_e$ (3-27bis)

avec $k(h_e) = \log_a + b \text{Log}(h_e)$, où $\log_a = 1.227$; $b = 0.06$.

Cette analyse est illustrée par les tableaux (3-8) et (3-9).

Tab. (3-8) : Tableau comparatif pour $h/\lambda_0 < 0.04$, des fréquences de résonance sans effectuer les corrections d'effets de bord et de peau.

$\frac{h}{\lambda_0}$	ϵ_r	h (mm)	L (mm)	W (mm)	$f_{01}(\text{GHz})$			$\Delta f_r = f_{(n,m)} - f_{\text{mesures}}$	$\Delta f_r / f_{\text{mesures}}$ (%)
					Mesures	(n.m)	[54]		
0.01	2.22	0.79	25	40	3.94	3.94	3.90	0.00	0.00
0.02	"	1.52	25	40	3.84	3.84	3.77	0.00	0.00
0.04	"	"	12	20	7.72	7.54	7.31	-0.18	-2.33
0.02	2.33	3.175	38	57	2.31	2.45	2.38	0.14	6.06
0.03	"	"	30.5	45.5	2.89	3.00	2.91	0.11	3.81
0.04	"	"	19.5	29.5	4.24	4.50	4.29	0.26	6.13
0.01	10.2	1.27	20	30	2.26	2.28	2.38	0.02	0.89
0.02	"	2.54	19	30	2.24	2.30	2.42	0.06	2.68

Un substrat est dit épais si son épaisseur :

- a) physique h est supérieure à 1.6 mm.
- b) électrique h/λ_0 est supérieure à $\frac{1}{16} = 0.06125$.

On voit que l'erreur dépasse les 3 % pour les épaisseurs de plus de 3 mm. L'effet de bord et l'effet de peau pour une telle épaisseur interviennent donc de façon significative, même pour $\frac{h}{\lambda_0} \cong 0.2$ et au-delà.

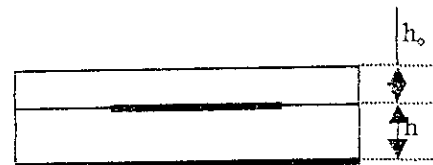
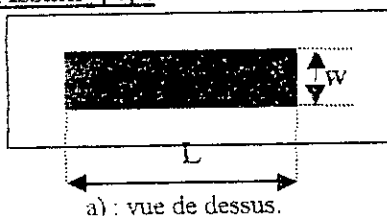
Tab. (3-9) : Tableau comparatif des fréquences de résonance d'une APM rectangulaire en usant de la relation (3-27bis) pour prendre en compte les effets de bord et de peau.

$\frac{h}{\lambda_0}$	ϵ_r	h (mm)	L (mm)	W (mm)	f (GHz)			$\Delta f = f_{(n,m)} - f_{mesuree}$ (GHz)	$\Delta f / f_{mesuree}$ (%)
					Mesures	(n,m)	[54]		
0.045	2.33	3.18	19.5	29.5	4.24	4.24	4.28	0.00	0.00
0.062	"	"	13.0	19.5	5.84	5.84	5.95	0.00	0.00
0.096	"	"	7.0	10.5	9.14	9.15	9.29	0.01	0.11
0.108	"	"	6.0	9.0	10.25	10.15	10.26	-0.10	-0.98
0.02	2.33	3.175	38.0	57.0	2.31	2.40	2.38	0.09	3.90
0.03	"	"	30.5	45.5	2.89	2.91	2.91	0.02	0.69
0.04	"	"	19.5	29.5	4.24	4.24	4.29	0.00	0.00
0.06	"	"	13.0	19.5	5.84	5.84	5.96	0.00	0.00
0.07	"	"	11.0	17.0	6.80	6.62	6.76	-0.18	-2.65
0.08	"	"	9.0	14.0	7.70	7.67	7.82	-0.03	-0.39
0.09	"	"	8.0	12.0	8.27	8.32	8.50	0.05	0.60
0.10	"	"	7.0	10.5	9.14	9.15	9.30	0.01	0.11
0.11	"	"	6.0	9.0	10.25	10.15	10.27	-0.10	-0.98

La documentation rapporte apparemment la même expérimentation sous deux formes légèrement différentes. Toutes les erreurs sont à l'intérieur des 4 %. En dehors des cas $\frac{h}{\lambda_0} = 0.02$ et 0.07 toutes les erreurs se trouvent à l'intérieur de 1 %.

Cas de l'antenne de S. Assailly[4] :

L = 60 mm, w = 40 mm,
 $\epsilon_r = 2.56$, $tg\delta = 0.001$,
 h variable.



a) : vue de dessus. b) : vue en coupe.
 Antenne microruban rectangulaire.

La figure (3-8) regroupe les courbes de la fréquence de résonance en fonction de l'épaisseur du substrat pour les cas de l'antenne avec et sans overlay. S. Assailly [4] a utilisé une approche dans le domaine spectral. Nos résultats concordent bien avec les siens. On

constate que lorsque h et (h, h_0) augmentent, la fréquence de résonance diminue dans les deux cas (sans et avec couche de protection) mais la pente est plus importante en présence d'une protection diélectrique.

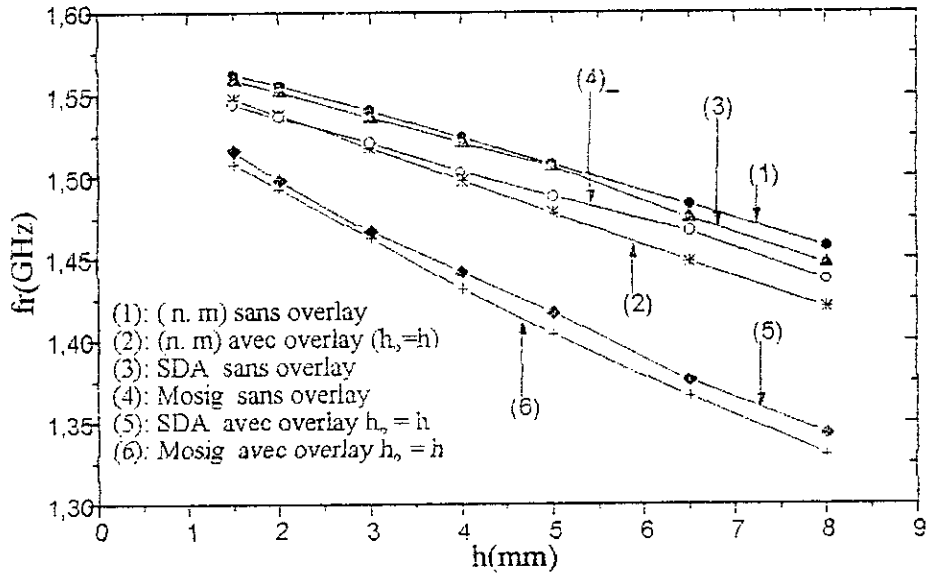


Fig. (3-8) : Antenne rectangulaire de [4 p. 52-53] (SDA : approche dans le domaine spectral de [4])

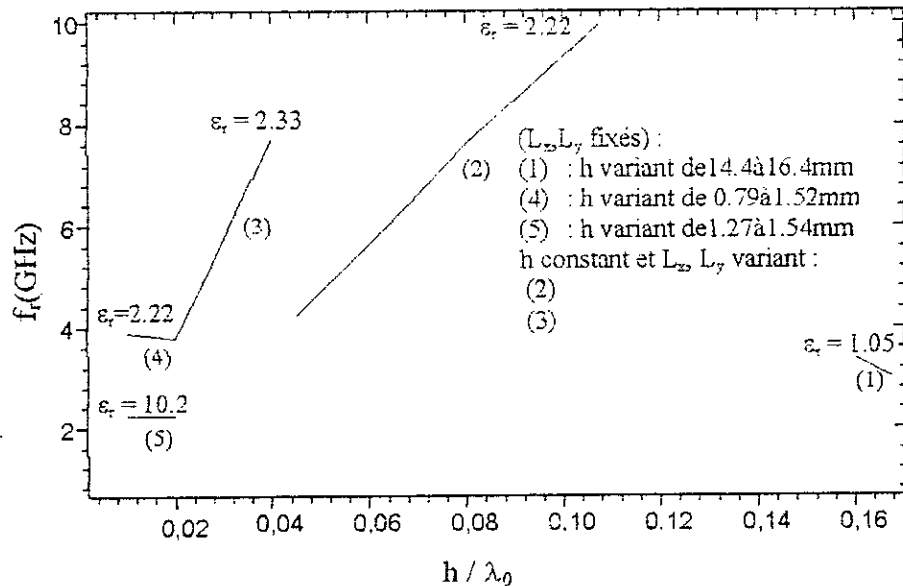


Fig. (3-9) : Fréquence de résonance des antennes rectangulaires en fonction de l'épaisseur électrique.

III.1.3.2. APM disques :

Les résultats que donne la méthode des lignes élémentaires finies (LEF) comparés à ceux des mesures et de la méthode de la cavité sont présentés dans les figures (3-11), (3-12) et le tableaux (3-12), (3-13). La formulation de la sonde utilisée est celle de Dubost [2, p. 105].

a) Effet de bord compte tenu de l'effet de peau des APM disques simples :

L'effet de bord affecte la dimension effective du disque i.e. son rayon R . Bahl et Bhartia [7] proposent $R_{\text{eff}} = k.R$ avec $k = \left[1 + \frac{2h}{\pi R \epsilon_r} \left(\log \frac{\pi R}{2h} + 1.7726 \right) \right]^{1/2}$. Ce modèle non

dynamique n'est valable que dans un domaine très étroit où k est plus grand que l'unité ($k > 1$). A notre connaissance il n'y a pas de modèle dynamique disponible qui prend en charge cet effet mixte. Afin de le modéliser de façon simple, on a examiné expérimentalement le comportement du coefficient k en fonction du paramètre fondamental $h_e = h / \lambda_0$ qui est dynamique et inclut en même temps l'effet de peau de façon implicite. En usant de la méthode des LEF, la fonction $k(h_e)$ qui accorde le mieux les mesures aux résultats théoriques est de la forme $k(h_e) = \log a + b \cdot \log(h_e)$, où a et b sont des constantes que nous avons déterminées en utilisant des mesures de la littérature jugées fiables $\log a = 1.183$, $b = 0.06$.

Pour $h_e < h_{e0} = 1/128$, soit $f < \frac{2.34}{h(\text{mm})} (\text{GHz}) = f_m$, l'APM est grande, extra plate, supra sélective, peu rayonnante, donc sans intérêt pour les cas pratiques.

A l'opposé, pour $h_e > 16h_{e0} = 1/8$, soit $f > f_M = \frac{37.5}{h(\text{mm})} (\text{GHz})$, l'hypothèse d'un champ électrique constant entre le plan de masse et le patch n'est plus valable. Une modélisation levant cette hypothèse est donc nécessaire. En outre les APM de ce type sont relativement épaisses peu sélectives et présentent de moins en moins les caractéristiques d'une cavité résonante.

En résumé le domaine d'intérêt implique $h_{e0} < h_e < 16h_{e0}$

$$\text{Soit } \frac{2.34}{h(\text{mm})} (\text{GHz}) < f < \frac{37.5}{h(\text{mm})} (\text{GHz})$$

La fonction $k(h_e)$ est supérieure à 1 pour la valeur $h_e = \frac{h}{\lambda_0} > 6h_{e0} = \frac{6}{128} = 0.047$

Soit pour $f > f_c = \frac{14}{h(mm)} (GHz)$

D'où le tableau donnant k de l'expression $R_{eff} = kR$ ainsi que les fréquences d'intérêt f_m , f_c , et f_M pour les épaisseurs du substrat $h = 3.2 ; 1.6 ; 0.8 ; 0.4$ mm. Pour un substrat de permittivité relative ϵ_r , la longueur d'onde dans le diélectrique est $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_{eff}}$ alors que la

fréquence de résonance $f_r = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{c}{\lambda \sqrt{\epsilon_{eff}}}$ reste inchangée. Donc pour un ϵ_r pas trop élevé h/λ

satisfait aux mêmes critères que h/λ_0 .

Tab. (3-10) : Coefficient k donnant R_{eff} des APM disques simples.

$h_e = h/\lambda_0$	$h_{e0} = 1/128$	$6h_{e0} = 3/64$	$16h_{e0} = 1/8$
$k(h_e)$	0.89	1	1.06
$h(mm)$	$f_m(GHz)$	$f_c(GHz)$	$f_M(GHz)$
3.2	0.731	4.375	11.719
1.6	1.462	8.750	23.437
0.8	2.925	17.500	46.875
0.4	5.850	35.000	93.750

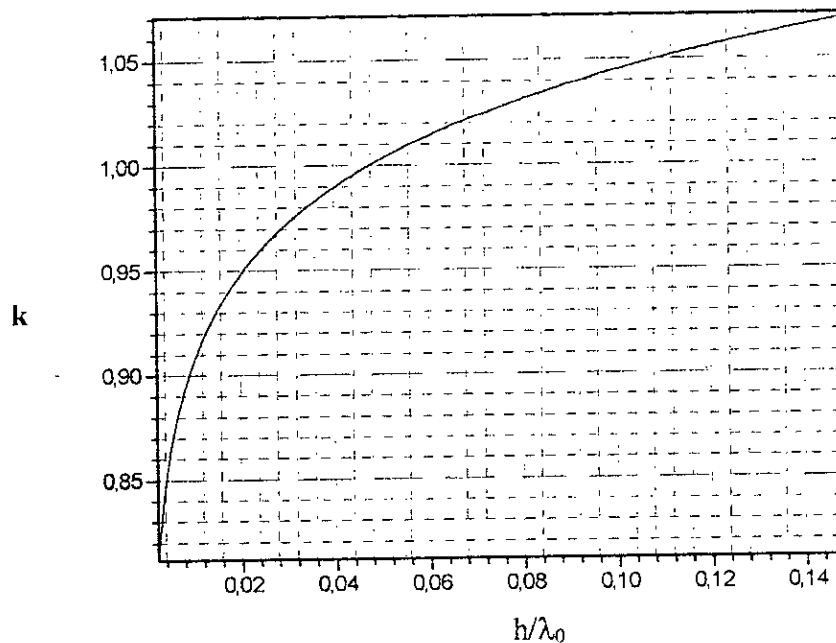


Fig. (3-10) : Coefficient multiplicatif k en fonction de l'épaisseur électrique h/λ_0 .

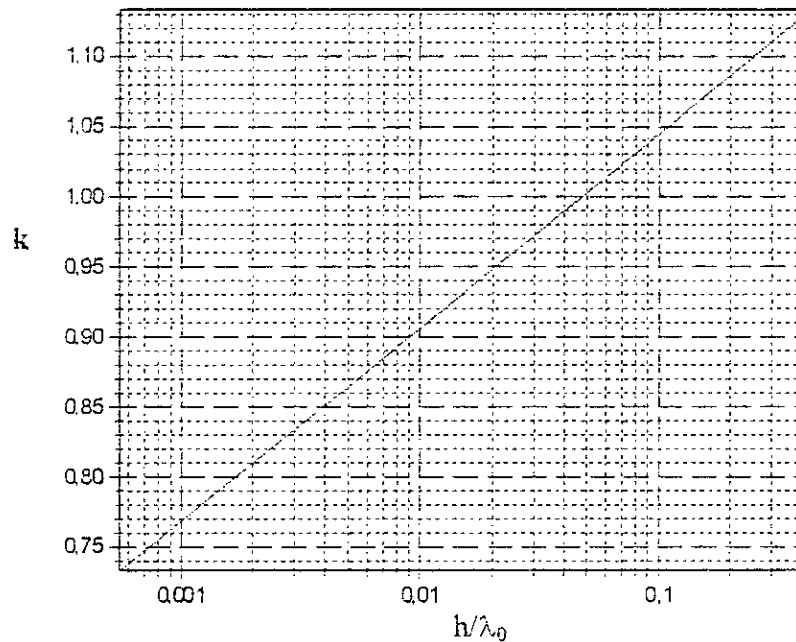


Fig. (3-10bis) : Coefficient multiplicatif k en fonction de l'épaisseur électrique h/λ_0 dans le système de coordonnées semi-logarithmique.

b) Définition des cas :

Tab. (3-11) : Définition des cas étudiés.

Cas	R(mm)	h(mm)	ϵ_r	Référence mesures
1	50.0	1.590	2.32	[31, p.195]
2	18.8	1.600	2.47	[32]
3	17.6	1.524	2.53	[3, p.64]
4	11.5	1.59	2.65	[54]
5	9.92	1.524	2.53	[3, p.64]
6	9.6	1.59	2.65	[54]
7	10.4	2.35	4.55	[54]
8	7.4	1.59	2.65	[54]
9	7.7	2.35	4.55	[54]
10	6.84	1.6	2.17	[1]
11	5.00	1.524	2.53	[3, p.66]
12	5.00	1.524	2.33	[3, p.66].

c) Affichage des résultats :

Tab. (3-12) : Tableau comparatif des fréquences de résonance des antennes disques simples.

Cas	h/λ_0	k	$f_r(\text{GHz})$				$\Delta f_r/f_r(\%)$ (écart avec mesures)	
			Mesures	Modèle de la cavité	Modèle des LEF	Modèle [54]	Cavité	LEF
			1	0.006	0.8758	1.128	1.127	1.143
2	0.015	0.9315	2.800	2.833	2.808	-	1.178	0.286
3	0.015	0.9318	2.990	2.992	2.965	-	0.067	-0.836
4	0.023	0.9575	4.425	4.399	4.353	4.414	-0.587	-1.627
5	0.026	0.9647	5.060	5.176	5.130	-	2.292	1.383
6	0.028	0.9678	5.224	5.223	5.175	5.228	-0.019	-0.938
7	0.029	0.9713	3.750	3.749	3.691	3.744	-0.027	-1.573
8	0.035	0.9825	6.634	6.678	6.640	6.646	0.663	0.090
9	0.039	0.9886	4.945	5.000	4.925	4.938	1.112	-0.404
10	0.041	0.9922	7.700	7.796	7.811	-	1.246	1.442
11	0.050	1.0032	9.81	9.841	9.872	-	0.316	0.632
12	0.055	1.0052	10.180	10.164	10.230	-	-0.157	0.491

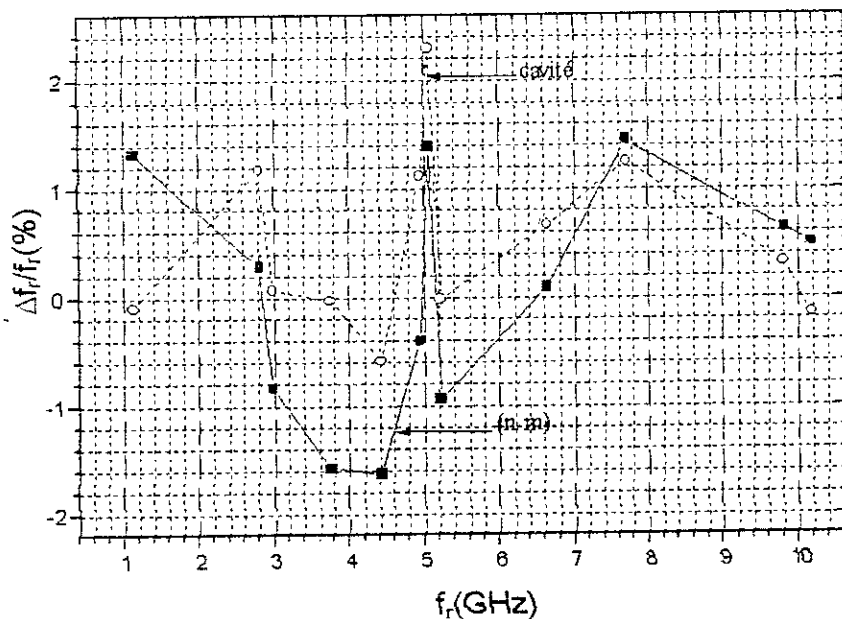


Fig. (3-11) : Ecart relatif algébrique en % entre les fréquences de résonance mesurées et calculées des antennes disques simples en fonction de la fréquence.

d) Comparaison entre notre modèle et celui de la cavité :

Comme nous ne disposons pas de mesures dans la gamme de fréquences supérieure à 11GHz, nous comparons notre modèle à celui de la cavité. L'écart, entre la fréquence de résonance de notre modèle f_{LEF} et celle du modèle de la cavité f_c , est défini comme suit : $\Delta f_r/f_r(\%) = (f_{LEF} - f_c)/f_0$, avec $f_0 = (f_{LEF} + f_c)/2$. L'indice 11 désigne le mode dominant TM_{11} .

Tab. (3-13) : Tableau comparatif des fréquences de résonance des antennes disques simples fournie par [n. m] et le modèle de la cavité.

ϵ_r	2.33						2.17				
h(mm)	1.524						0.400	0.250	0.150		
h/λ_0	0.054	0.056	0.058	0.063	0.067	0.083	0.023	0.026	0.032	0.022	0.014
K	1.0074	1.0098	1.0122	1.0175	1.0203	1.0332	0.9578	0.9765	0.9764	0.9536	0.9294
R(mm)	4.8	4.6	4.4	4.0	3.8	3.0	3.15	2.765	2.27	2.12	1.94
f_c (GHz)	10.554	10.975	11.432	12.475	13.074	16.209	17.592	19.899	23.952	26.239	29.217
f_{LEF} (GHz)	10.632	11.068	11.544	12.625	13.248	16.504	17.500	19.810	23.896	26.068	29.058
f_0 (GHz)	10.593	11.021	11.488	12.550	13.161	16.356	17.546	19.854	23.924	26.153	29.135
$\frac{\Delta f_r}{f_r}(\%)$	0.736	0.844	0.975	1.195	1.322	1.804	-0.524	-0.448	-0.234	-0.654	-0.546

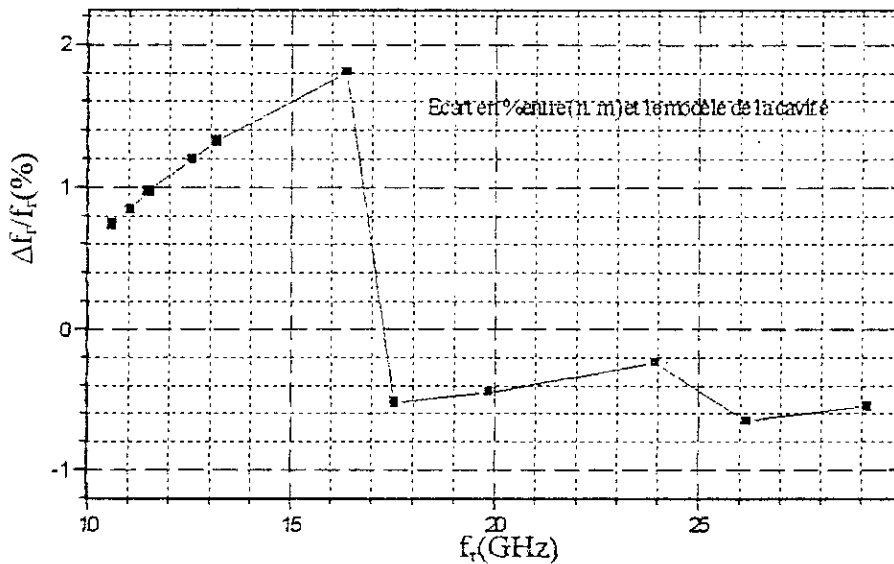


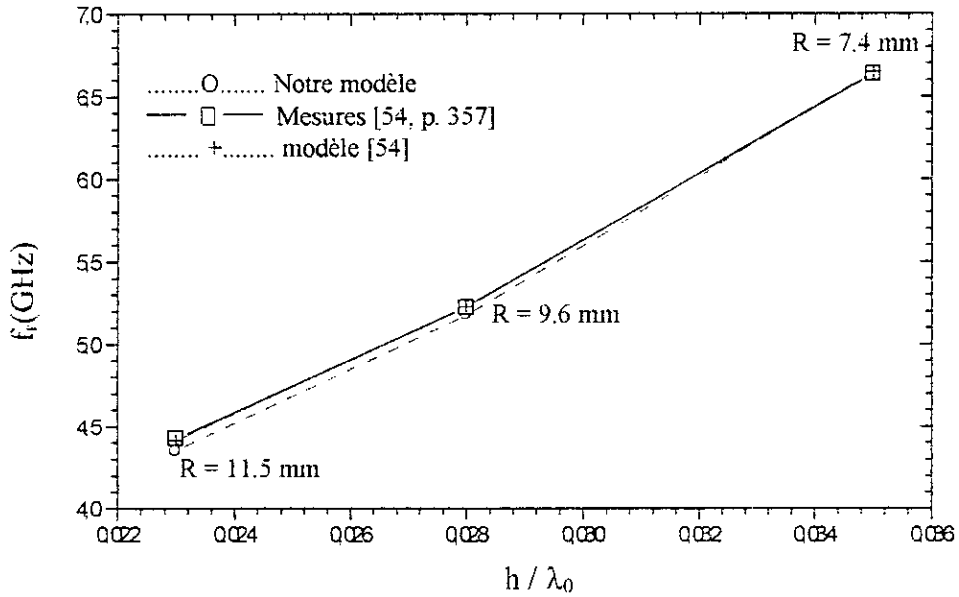
Fig. (3-12) : Ecart relatif en % entre les fréquences de résonance de [n. m] et celles du modèle de la cavité des antennes disques simples en fonction de la fréquence.

La figure (3-11) montre que l'écart entre notre modèle et les mesures est à l'intérieur de $\pm 1,7$ %. La figure (3-12) montre que l'écart entre notre modèle et celui de la cavité est à l'intérieur de $\pm 1,8$ %.

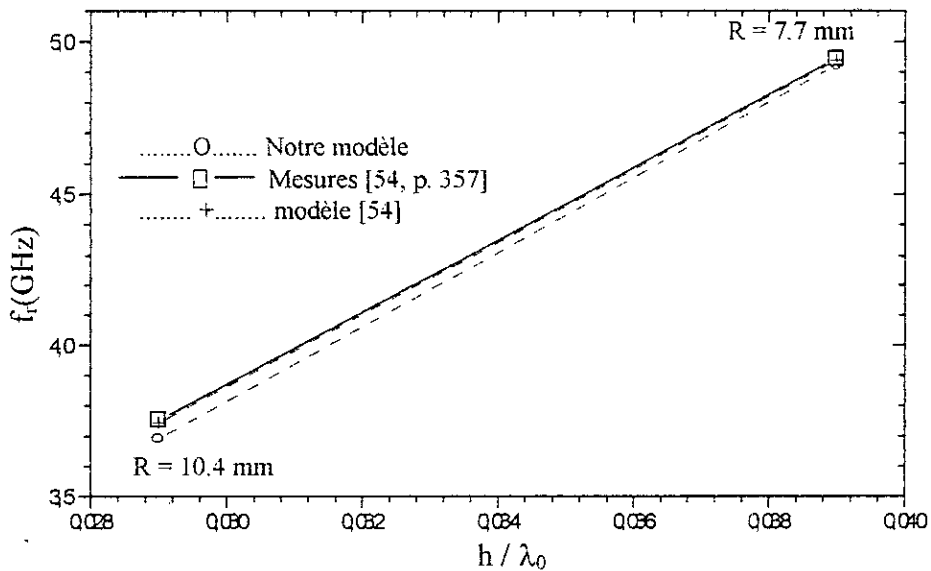
En général on admet que les tolérances des matériaux conduisent à une erreur relative de 1%, celle de fabrication à 1%, celle des mesures à 1% et celle de la modélisation à 1%.

Toute comparaison de mesures aux résultats de modélisation qui se fait à l'intérieur d'un écart de 4% peut donc être jugée comme satisfaisante. Ce qui est le cas des tableaux précédents.

e) **Comparaison entre notre modèle et celui de [54] :**



a) Substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 2.65$ et d'épaisseur $h = 1.59$ mm

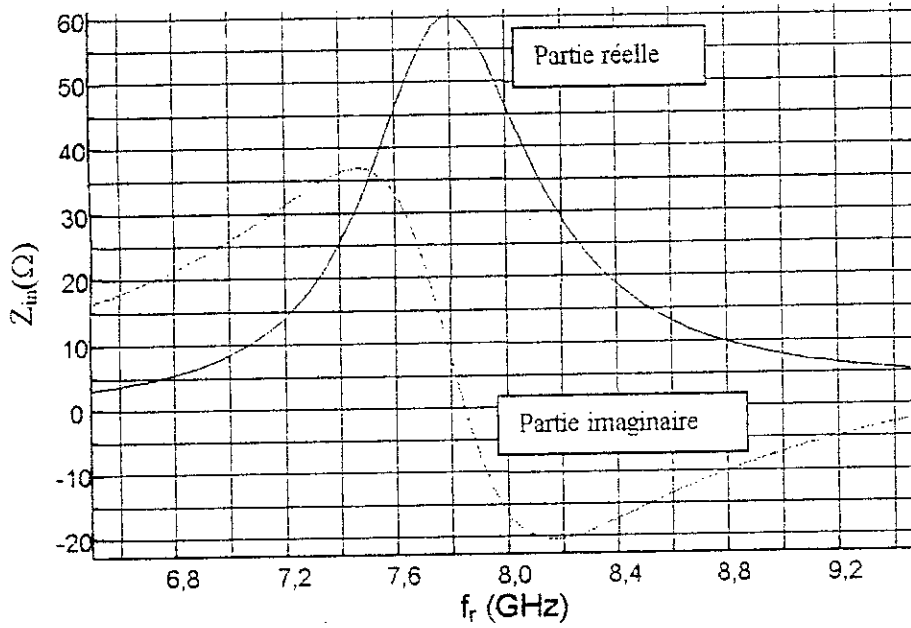


b) Substrat de permittivité relative $\epsilon_r = 4.55$ et d'épaisseur $h = 2.35$ mm

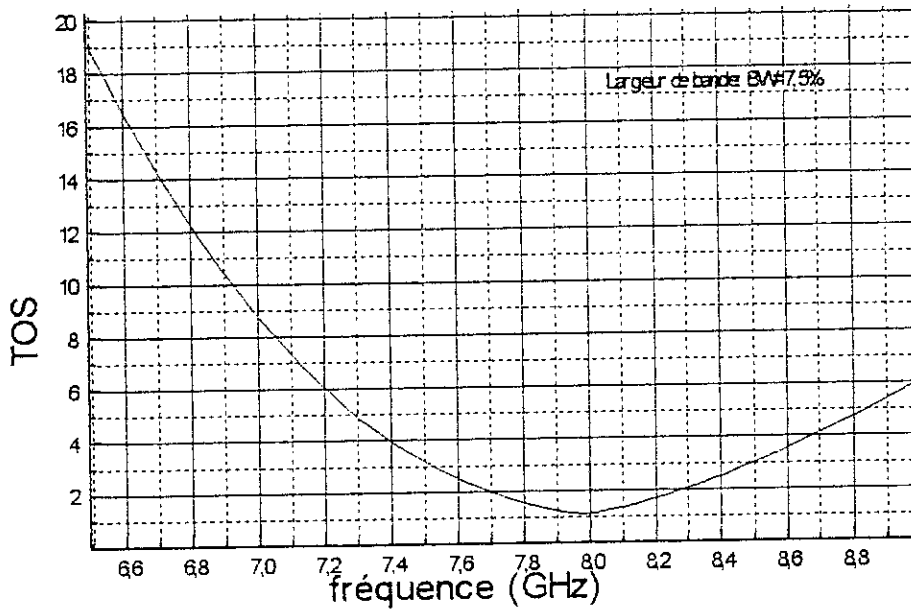
Fig. (3-13) : Fréquences de résonance en fonction de l'épaisseur réduite par rapport à la longueur d'onde libre d'APM disques.

La figure (3-13) traduit une très bonne concordance entre notre modèle et les mesures.

d) A titre d'exemple: Analyse détaillée du cas 10 :



a) Résistance d'entrée



b) Taux d'ondes stationnaires

Fig. (3-14) Antenne disque isolée R = 6.84 mm, h = 1.6 mm, ε_r = 2.17, a_r = 2.75 mm.

La largeur de bande est de 7.5 %, le gain, correspondant à cette position de la sonde, n'est pas significatif. Choisissons une position plus proche du bord soit $a_f = 6.15$ mm.

Le gain correspondant à la direction de rayonnement maximal est donné par [7] :

$$G = \eta D \text{ avec } \eta = \frac{P_r}{P_i} \text{ et } D = \frac{\frac{1}{2} \text{Re}(E_x H^*) \hat{r}}{P_r / 4\pi R^2} = \frac{1 / 2 \text{Re}(E_\theta H_\phi^* - E_\phi H_\theta^*) |_{\theta=0}}{P_r / 4\pi R^2} \quad (3-28)$$

$$E_x H^* = (E_\theta H_\phi - E_\phi H_\theta) \hat{r}, \text{ dans le cas d'une onde TEM } H_\phi^* = \frac{E_\theta^*}{\eta_0} \text{ et } H_\theta^* = -\frac{E_\phi^*}{\eta_0} \text{ donc}$$

$$G(\theta, \varphi) = \frac{2\pi r^2 (|E_\theta|^2 + |E_\phi|^2)}{\eta_0 P_i}, \quad P_i = \frac{1}{2} Z_{in} I^2, \quad I = I_{ca} = 1A, \quad \hat{r} : \text{ désigne le vecteur unitaire dans le}$$

système de coordonnées sphériques et \times désigne le produit vectoriel. E_θ et E_ϕ sont donnés par les expressions (3-29) et (3-30).

η , D , P_r , P_i , E , H sont respectivement le rendement, la directivité, la puissance rayonnée, la puissance totale fournie à l'antenne, et les champs lointains électrique et magnétique.

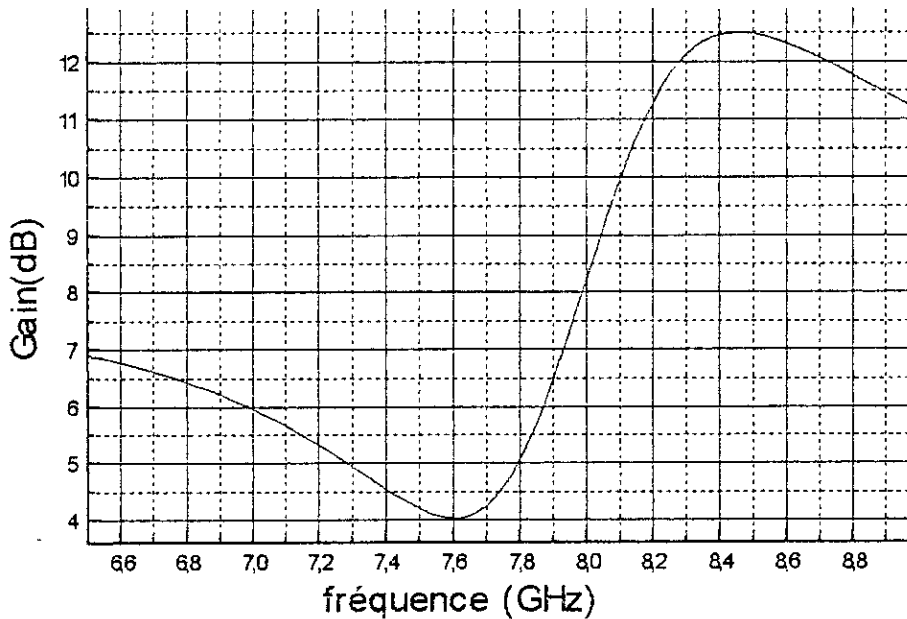


Fig. (3-15) : Gain en dB de l'antenne disque isolée $R = 6.84$ mm, $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 2.17$,

$$a_f = 6.15 \text{ mm}$$

Le gain varie de façon continue et non monotone à l'intérieur de la bande passante ($TOS \leq 2$) (7.7 - 8.3 GHz) entre 4.25 et 12 dB en fonction de la fréquence. À la fréquence centrale (8 GHz), il est de 8 dB. Le produit Gain (en dB) - Largeur de bande (en nombre absolu) à la fréquence centrale est de 0.60.

e) Diagrammes de rayonnement :

Les diagrammes de rayonnement sont élaborés à partir des formules donnant les champs rayonnés lointains E et H [3, p. 44]:

Connaissant les distributions des courants de conduction I_{ca} et de polarisation I_{pa} , nous pouvons établir les expressions des composantes sphériques du champs rayonné lointain.

$$\begin{aligned} E_{\theta} = & E_0 \cdot \cos\theta \cdot \cos\phi \cdot \sin(k_z h) \cdot \int_0^L I_{ca}(x) \cdot \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\ & + 2jE_0 \cdot \cos\theta \cdot \sin\phi \cdot \sin(k_z h) \cdot \int_0^L I_{cy}(x) \cdot \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\ & + jE_0 \cdot \sin\theta \cdot \cos(k_z \frac{h}{2}) \cdot \int_0^L I_{pa}(x) \cdot \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \end{aligned} \quad (3-29)$$

$$\begin{aligned} E_{\phi} = & -E_0 \cdot \sin\phi \cdot \sin(k_z h) \cdot \int_0^L I_{ca}(x) \cdot \cos[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \\ & - 2jE_0 \cdot \cos\phi \cdot \sin(k_z h) \cdot \int_0^L I_{cy}(x) \cdot \sin[k_y y_G(x)] e^{jk_x x} dx \end{aligned} \quad (3-30)$$

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

$$k_x = k_0 \sin\theta \cos\phi \quad k_y = k_0 \sin\theta \sin\phi \quad k_z = k_0 \cos\theta \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0$$

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 de conduction I_{ca} et de polarisation I_{pa} sont données respectivement par les équations :

$$I_{ca}(x) = \frac{v^i(x) - v^r(x)}{z_c(x)} \quad (3-31)$$

$$I_{pa}(x) = j\omega\epsilon_0(\epsilon_r - 1) W(x)[v^i(x) + v^r(x)] \quad (3-32)$$

Où v^i , v^r , z_c , et W désignent respectivement les ondes de tensions incidente et réfléchié, l'impédance caractéristique et la largeur de la plaque au niveau de l'abscisse x . L désigne la longueur totale de la plaque. Dans le cas d'une ligne microruban élémentaire d'abscisse x et de largeur $W(x)$, la fonction de position du centre de gravité décrivant la ligne de force de part et d'autre de l'axe de symétrie de la plaque est donnée par :

$$Y_G(x) = \frac{1}{25} W(x) \quad (3-33)$$

L'expression de la composante transverse du courant de conduction est donnée par :

$$I_{cy}(x) = \frac{1}{2} \frac{d(y_G(x))}{dx} I_{ca}(x) \quad (3-34)$$

Lorsque la longueur de la plaque antenne ou directeur est subdivisée en éléments finis, la variable x devient $x(n)$ et toutes les grandeurs définies précédemment deviennent discrètes. Dans ce cas les intégrales figurants dans les expressions du champ électrique sont remplacées par des sommations sur toute la longueur de la plaque.

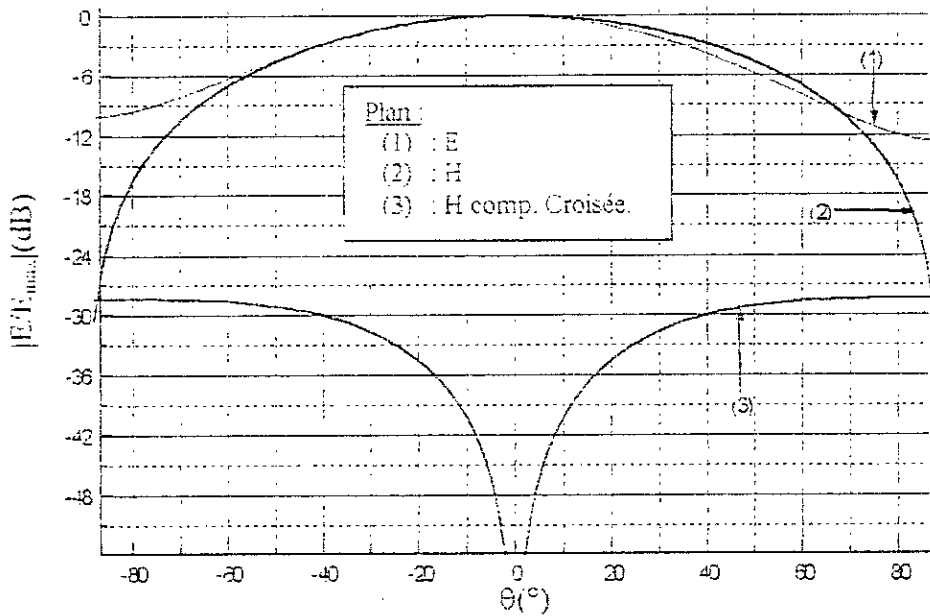


Fig. (3-16) : Diagrammes de rayonnement de l'antenne disque isolée à 7.78 GHz $R = 6.84$ mm,

$h = 1.6$ mm, $a_r = 2.17$, $a_z = 6.15$ mm, $\text{tg} \delta = 0.0012$, σ (conductivité) = 55.6 MS/m, Δ_r (rugosité) = 0.5 μm

L'ouverture du faisceau à -3 dB est environ 75° dans le plan E, et 80° dans le plan H. Le niveau de la composante contrapolaire du champ électrique dans le plan H est inférieure à -25 dB.

III.2. L'antenne bi-couches :

III.2.1. L'effet de l'overlay :

La structure bi-couches est caractérisée par deux fréquences de résonances dues à la présence de deux cavités formées par l'élément pilote et le directeur avec le plan de masse. Comme nous l'avons vu dans le cas de l'antenne simple (sans éléments parasites), la présence d'une couche de protection (overlay) abaisse la fréquence de résonance de quelques %, ceci est aussi valable pour l'antenne bi-couches. L'overlay en contact avec la couche supérieure, cause le glissement des deux fréquences de résonance vers les valeurs inférieures.

III.2.2. l'effet de la localisation de la source d'excitation :

Selon que l'excitation est appliquée sur la plaque inférieure ou supérieure, la structure est à large bande ou bi-fréquences.

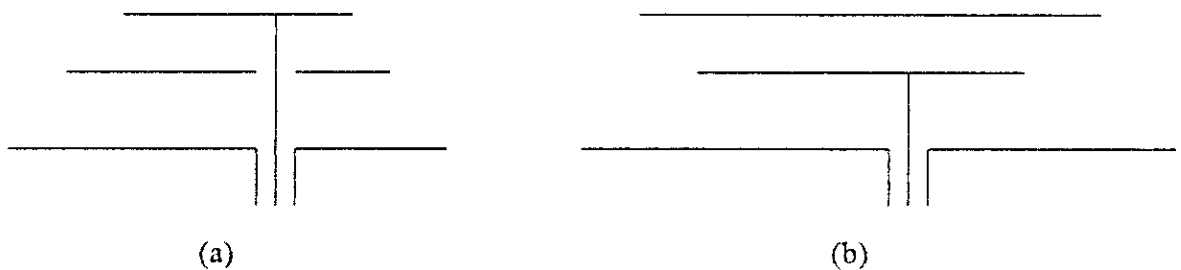


Fig. (3-17) : Configuration à une excitation pour multi-fréquences ou large bande

(a) : plaque supérieure excitée,

(b) : plaque inférieure excitée

Une forme d'antenne microruban à patches stratifiés pour fonctionner en multi-fréquences est celle montrée dans la figure (3-17a). Cette méthode d'excitation à travers un perçage pratiqué sur la plaque inférieure couple fortement les deux résonateurs même si les fréquences de résonances sont loin l'une de l'autre. Ce couplage fort est le résultat des courants de la sonde d'alimentation excitant directement la cavité de chaque patch à travers laquelle elle passe.

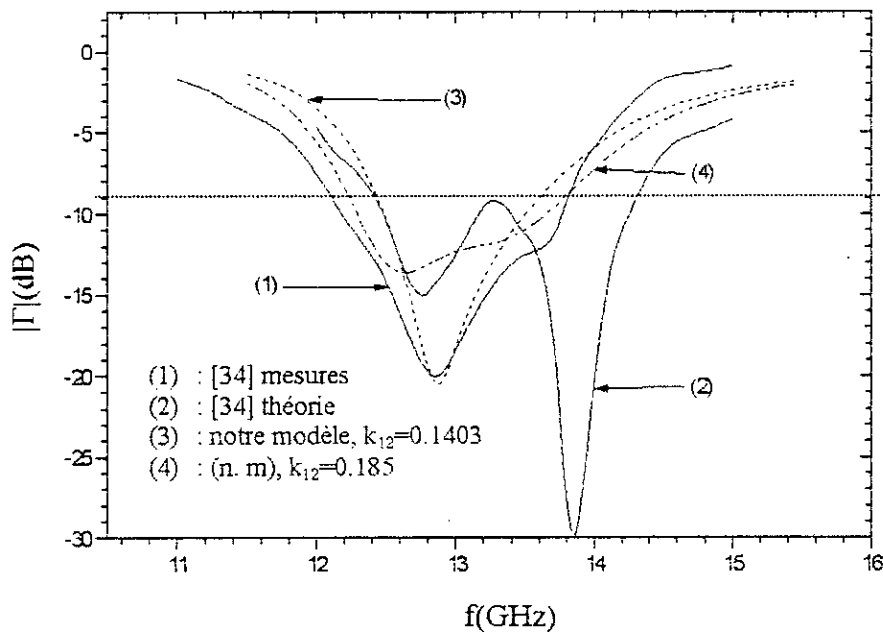
Une deuxième forme d'antennes plaques empilées est montrée à la figure (3-17b), où uniquement le patch inférieur est excité directement et le patch supérieur couplé parasitiquement. Cette forme d'antenne est largement utilisée pour l'augmentation de la largeur de bande au fonctionnement en mono-fréquence. Elle peut aussi être utilisée pour une double polarisation par l'insertion d'une deuxième excitation à polarisation orthogonale [24]. Ainsi la configuration préférée pour le fonctionnement en multi-fréquences est l'excitation du patch supérieur généralement plus petit que celui du bas. Alors que la configuration adéquate au fonctionnement

large bande est celle où c'est le patch inférieur qui est alimenté et celui du haut est choisi égal ou légèrement plus grand que celui du bas.

III.2.3. Etude de cas :

III.2.3.1. APM rectangulaire :

La courbe qui suit montre le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence d'une APM rectangulaire bi-couches étudiée par [34].



(a)

Notre modèle avec un coefficient de couplage $k_{12} = 0.185$ est en bonne concordance avec les mesures de [34]. (k_{12} : coefficient de couplage mutuel entre l'antenne et le directeur).

	Mesures	Théorie Dubost [34]	Modèle SDA[4]	(n.m)	Ecart entre (n.m) et mesures (%)
Fréquence centrale (GHz)	13.0	13.35	12.9	12.97	0.23
Bande passante (%)	13.5	14.23	14.23	12.72	5.77
Gain(dB)(à la fréq. Centrale)	-	-	-	4.5	-

Les symboles sans indice désignent l'antenne, ceux avec indice désignent le directeur.

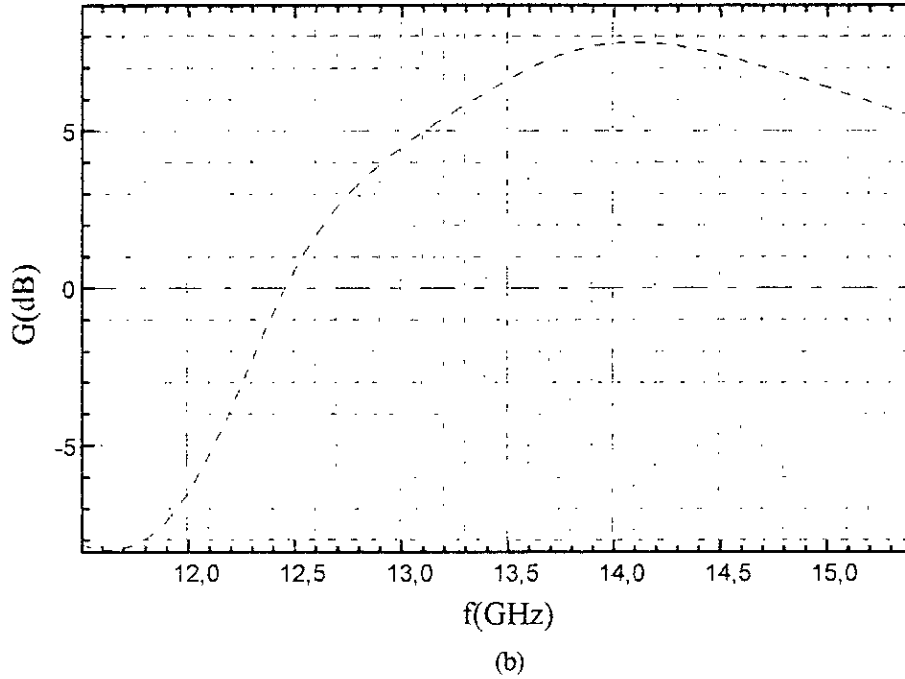
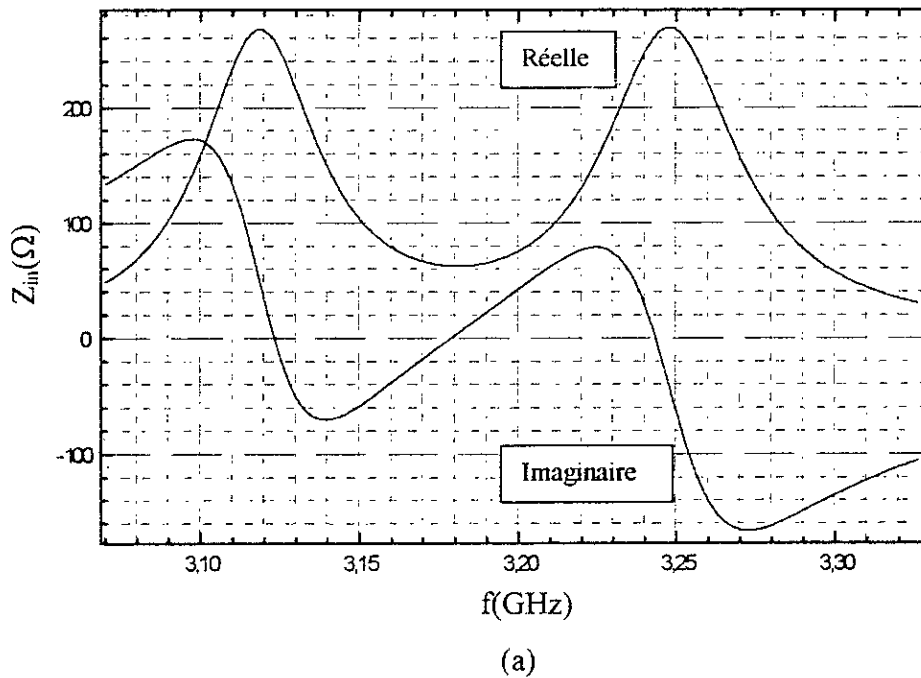


Fig. (3-18) : l'antenne rectangulaire bi-couches $L = w = 6.4$ mm, $L_1 = w_1 = 5.6$ mm, $h = 0.8$ mm, $h_1 = 1.6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.55$, excitée par ligne microruban, $k_{12} = 0.1403$.
 (a) : Coefficient de réflexion en dB, (b) : Gain en dB.

III.2.3.2. APM disque :

Cas 1 :

APM disque bi-couches de J. R. James [24] : $R(\text{antenne}) = R_1(\text{directeur}) = 17.5$ mm, $h = h_1 = 0.76$ mm, $h/\lambda_0 = 0.008$, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.3$.



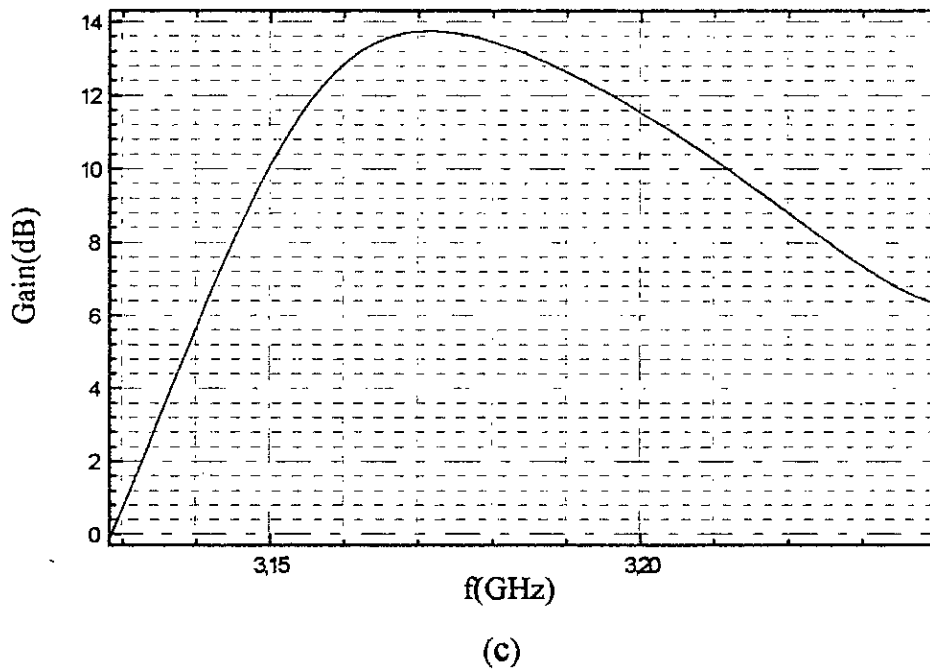
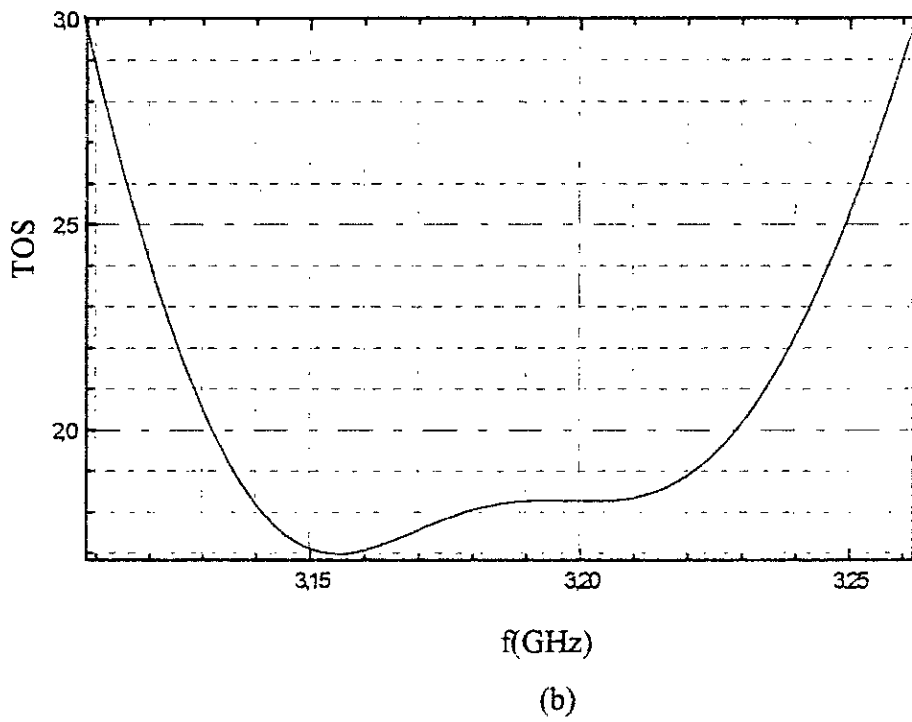


Fig. (3-19) : Antenne disque bi-couches de [24].

(a) Impédance d'entrée, (b) TOS, (c) Gain

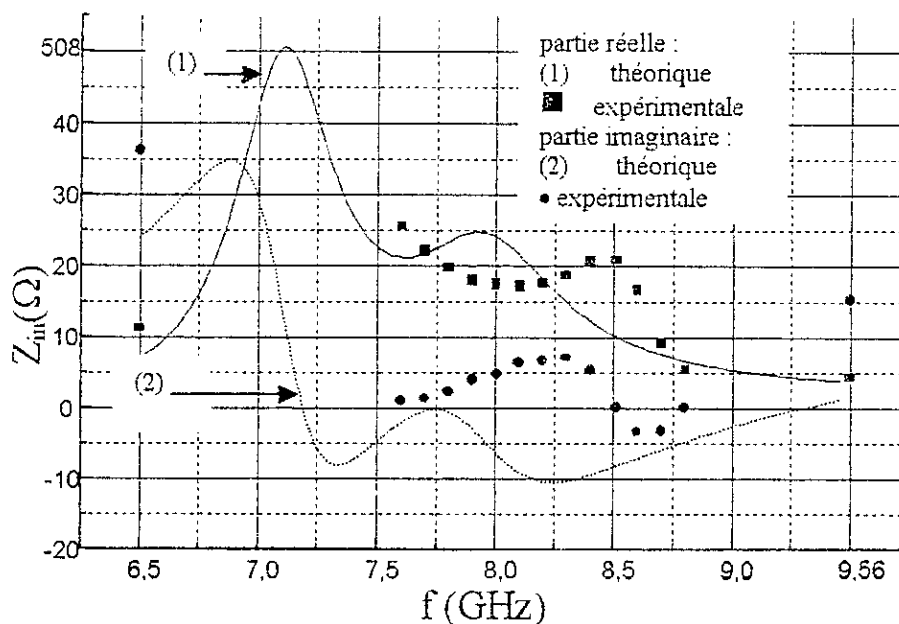
La fréquence de résonance de [24] est déterminée pour l'impédance d'entrée réelle.

Tab(3-14) : tableau comparatif

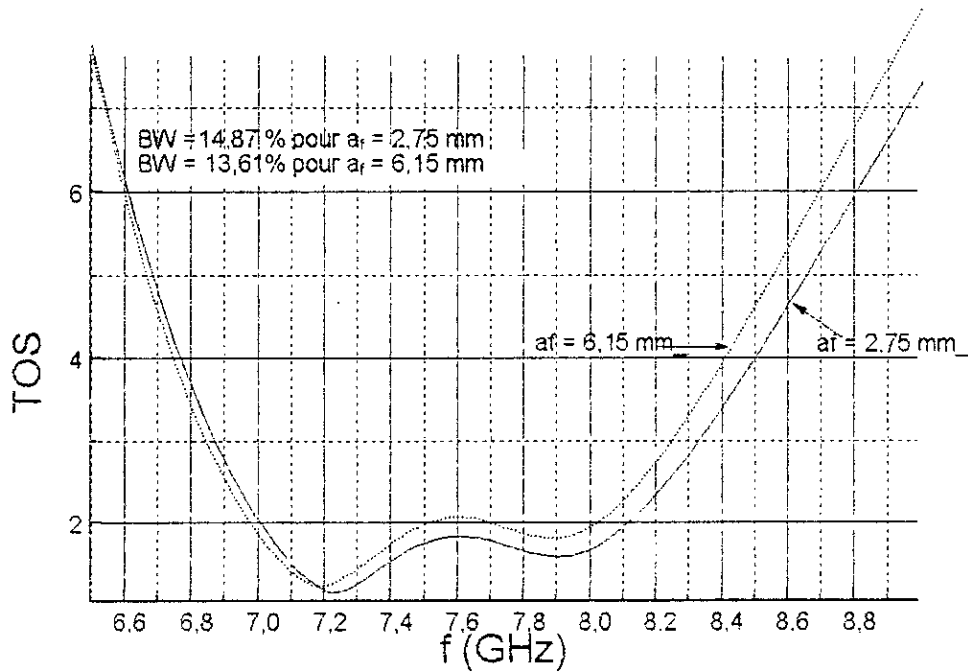
	Notre modèle Max[Re(Z _{in})]	[24] Im(Z _{in})=0	Δf _r /f _r (%)
f _{r1} (GHz)	3.119	3.180	-1.918
f _{r2} (GHz)	3.247	3.330	-2.492
f _c (centrale)(GHz)	3.181		
B(%)	3.08		
Gain(dB) (à f _c)	13.2		

Cas 2 : APM disque def[2].

Disposant des mesures effectuées par [2], nous allons calculer les paramètres des mêmes structures bi-couches pour, à la fois, valider notre programme et mettre en évidence les performances apportées par l'élément directeur. L'élément pilote est de dimensions: R = 6.84 mm, h = 1.6 mm, ε_r = 2.17. L'élément directeur est de dimensions h₁ = 1.6 mm, ε_{r1} = 2.17, le rayon R₁ prend trois valeurs: 6.65, 6.45 et 6.25 mm.



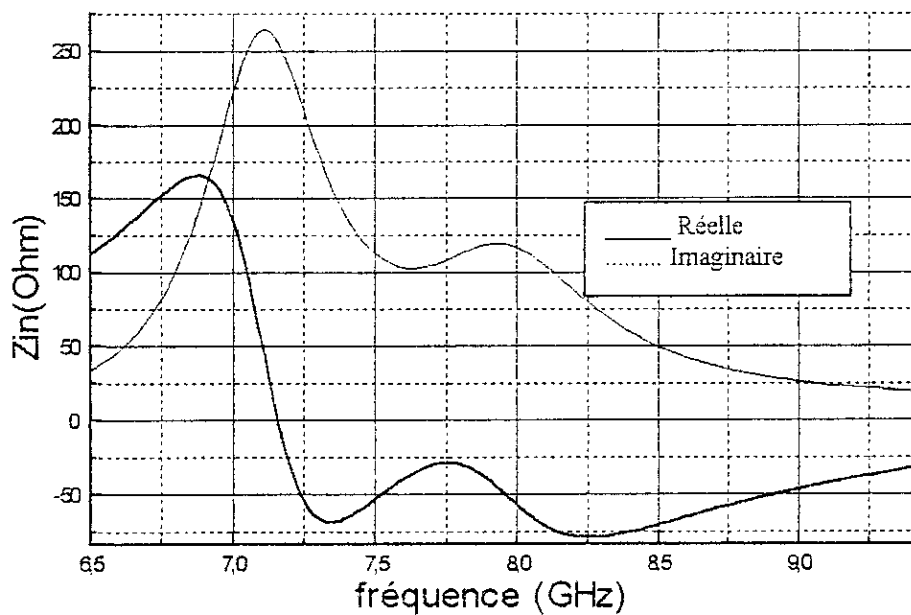
a) : Impédance d'entrée



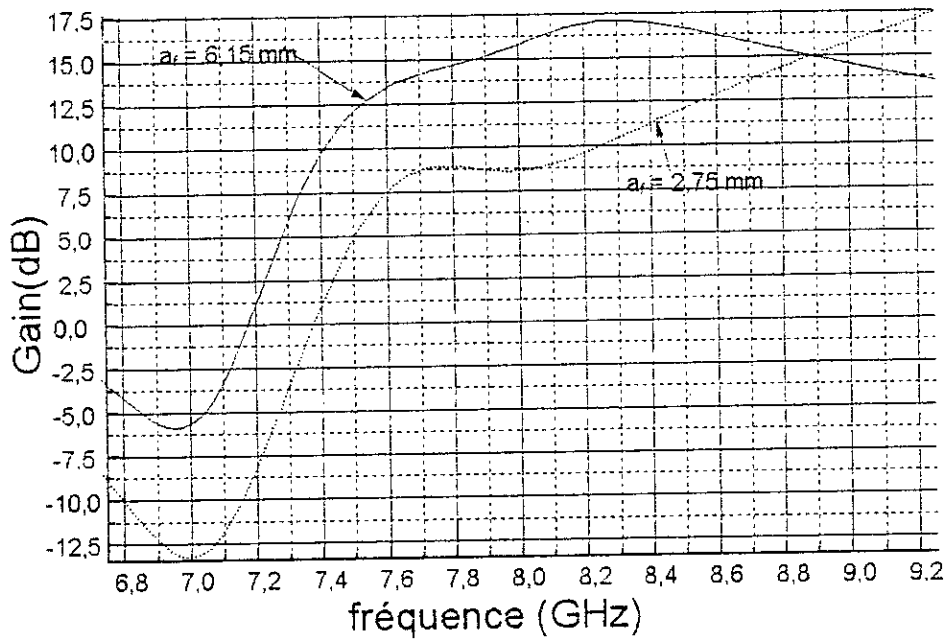
b) : Taux d'ondes stationnaires

Fig. (3-20) : Antenne disque bi-couches $R = 6,84$ mm, $R_1 = 6,65$ mm,
 $h = h_1 = 1,6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2,17$, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1236

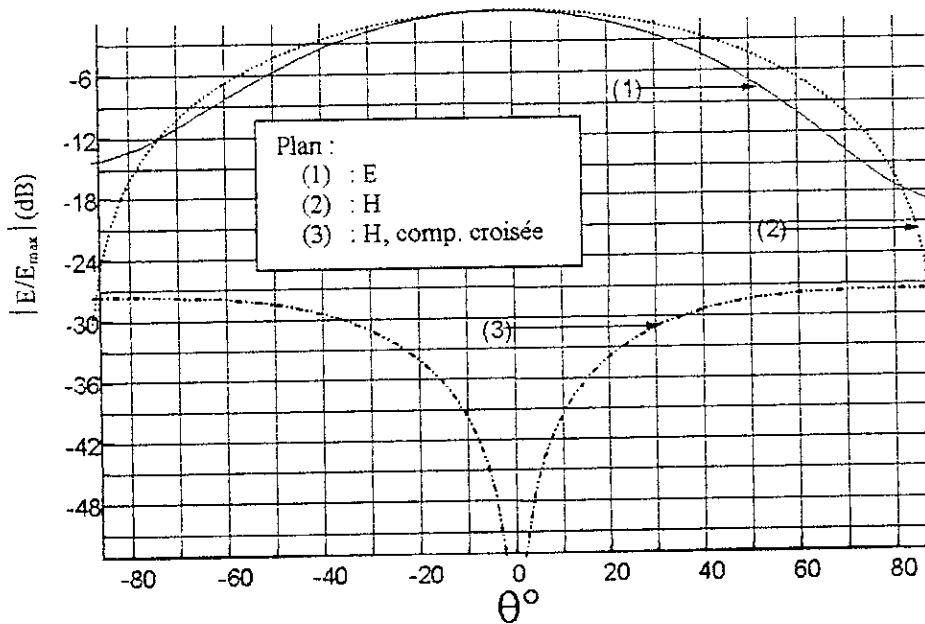
La largeur de bande est de 14.87 %, elle est pratiquement le double de celle de la structure monocouche. Examinons le cas où la sonde coaxiale est positionnée au point écarté du centre à $a_f = 6.15$ mm.



a) : Impédance d'entrée $a_f = 6,15$ mm,



b) : Gain

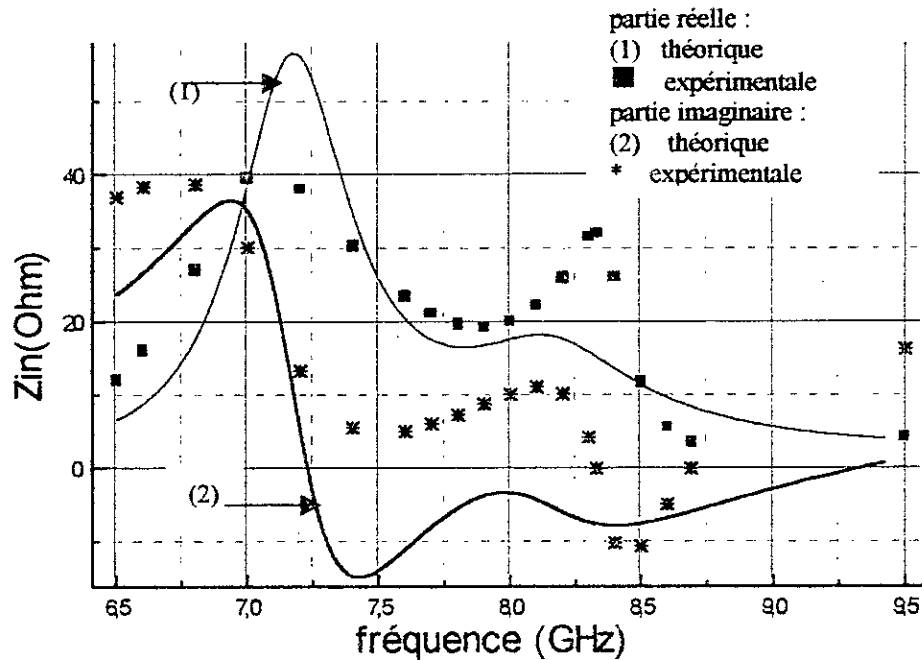


c) : Diagrammes de rayonnement à 7.6 GHz, $a_f = 6.15 \text{ mm}$

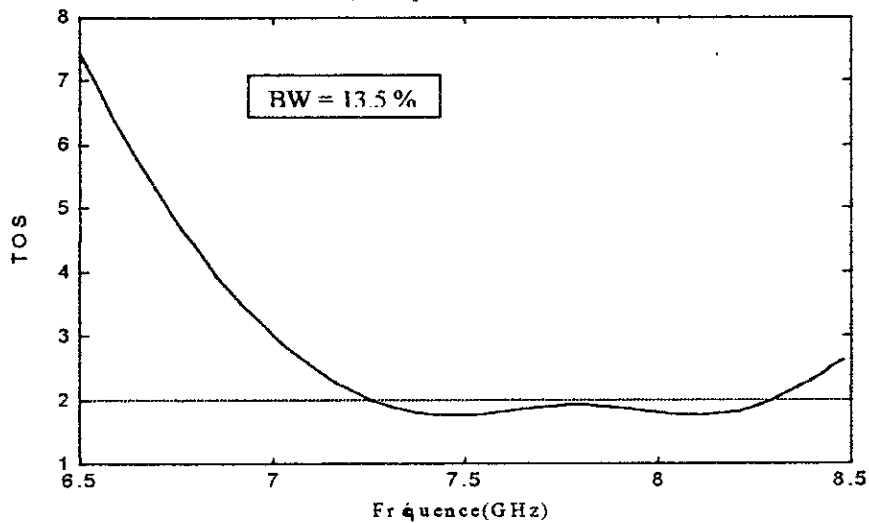
Fig. (3-21) : Antenne disque bi-couches $R = 6.84 \text{ mm}$, $R_1 = 6.65 \text{ mm}$,
 $h = h_1 = 1.6 \text{ mm}$, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1236

A la fréquence centrale d'environ 7.6 GHz, les gains correspondant aux excitations à 2.75 mm et 6.15 mm sont respectivement 7.5 dB et 13 dB. Ainsi l'introduction d'un élément parasite de rayon $R_1 = 6.65$ mm fait passer le gain de 7.5 dB à 13 dB. Les produits gain x largeur de bande sont respectivement 1.1085 et 1.7703. Il est donc préférable d'exciter la structure près du bord que du centre.

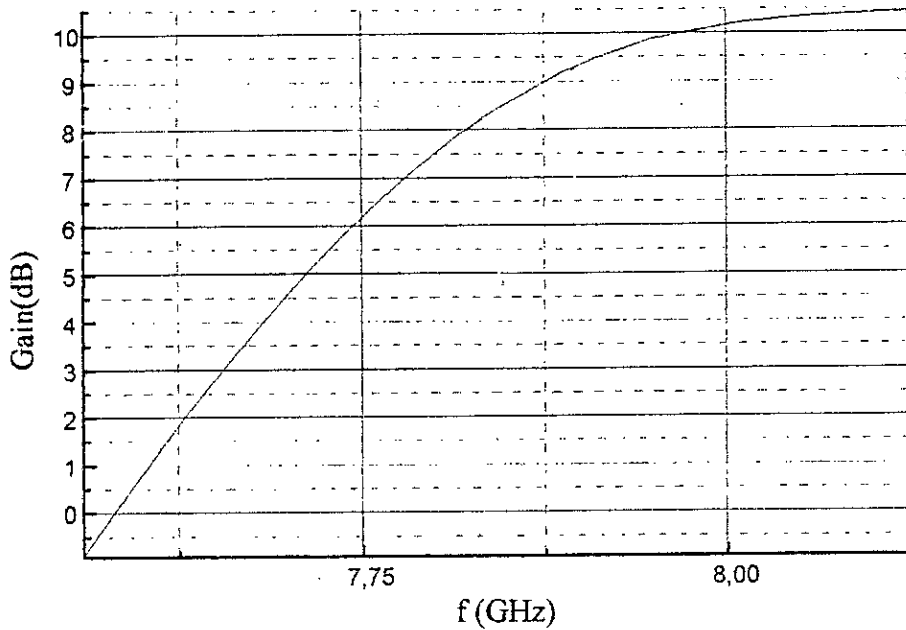
Les ouvertures du faisceau à -3 dB dans les plans E et H sont respectivement 70° et 80° . L'élément parasite a, donc, provoqué un rétrécissement du faisceau dans le plan E. Le niveau de la composante contrapolaire du champ électrique dans le plan H est inférieure à -27 dB.



a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires, $Z_{\text{nor}} = 27.7 \Omega$.



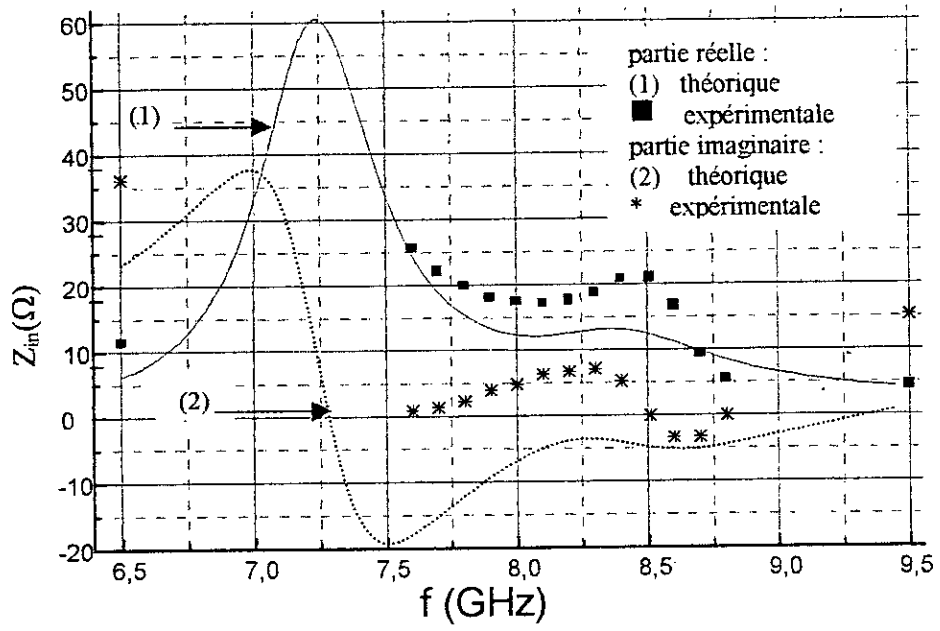
c) : Gain

Fig. (3-22) : Antenne disque bi-couches $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.45$ mm,

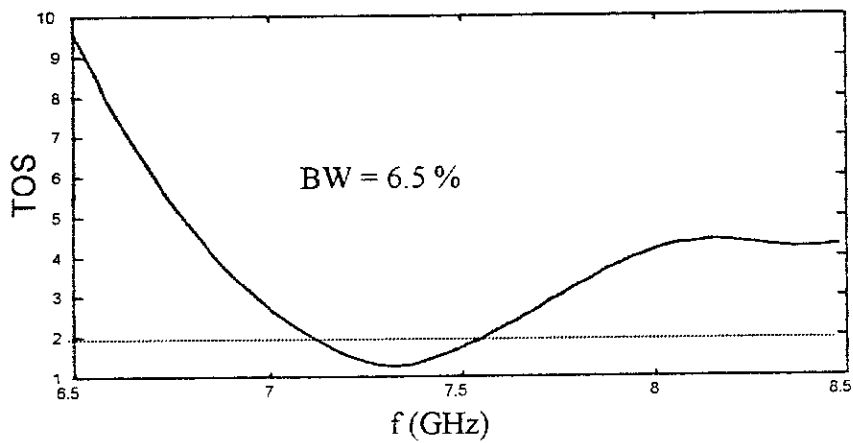
$h = h_1 = 1.6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$, $a_f = 2.75$ mm, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1233.

A la fréquence centrale d'environ 7.75 GHz, les mesures de [2] donnent pour la structure bi-couches de (6.84 - 6.45 mm) un gain de 6.5 dB. Notre modèle, comme le montre la figure (3-22-c) donne 6.2 dB. Soit un écart relatif de 4.6 %.

Lorsque le rayon du directeur est trop petit par rapport au rayon de l'élément pilote, le niveau du deuxième pic de l'impédance d'entrée est trop faible par rapport au premier ce qui dégrade la largeur de bande. Elle est, dans ce cas de figure ($R_1 = 6.45$ mm), de 13.5%.

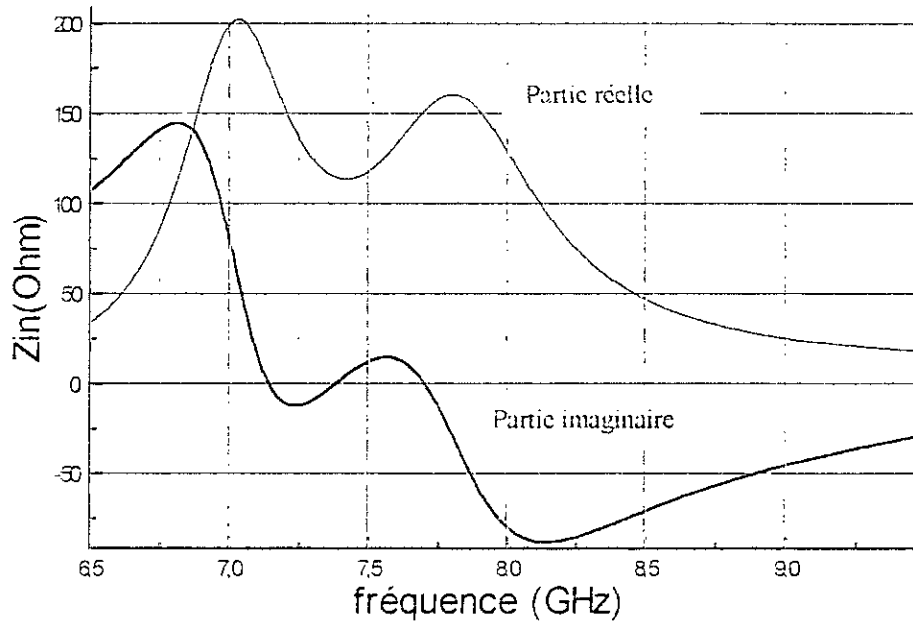


a) : Impédance d'entrée

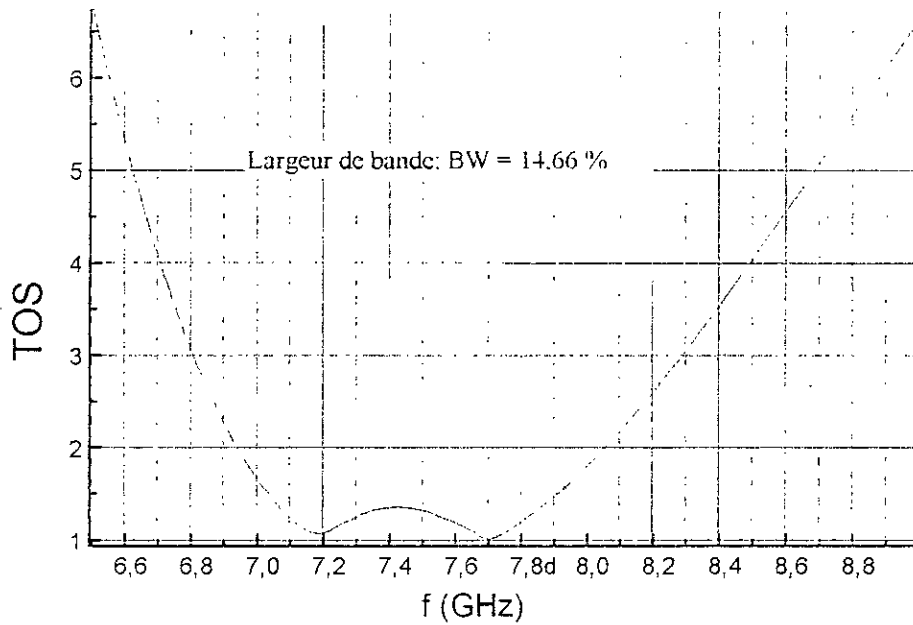


b) : Taux d'ondes stationnaires

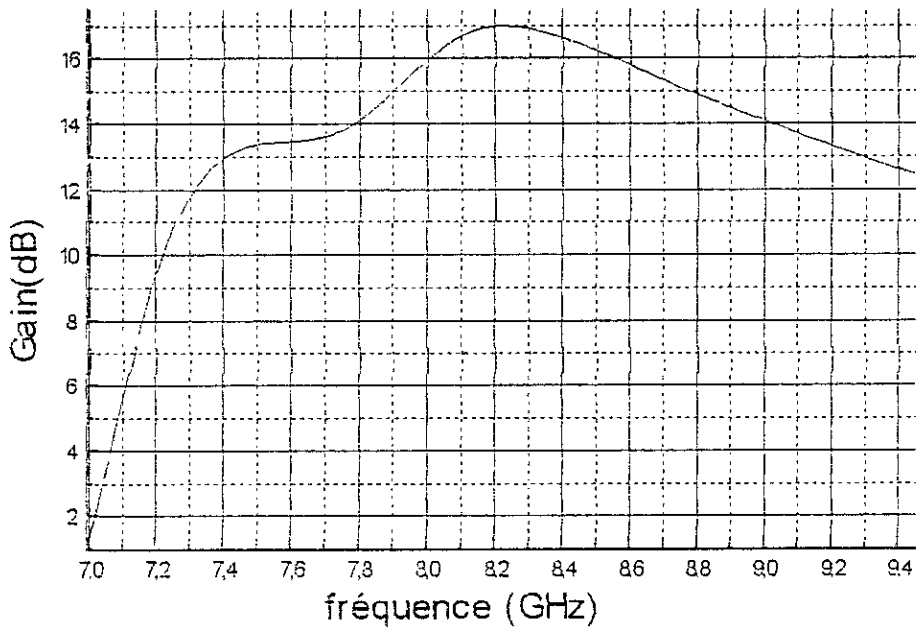
Fig. (3-23) : Antenne disque bi-couches $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.25$ mm, $h = h_1 = 1.6$, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$, $a_f = 2.75$ mm, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1231.



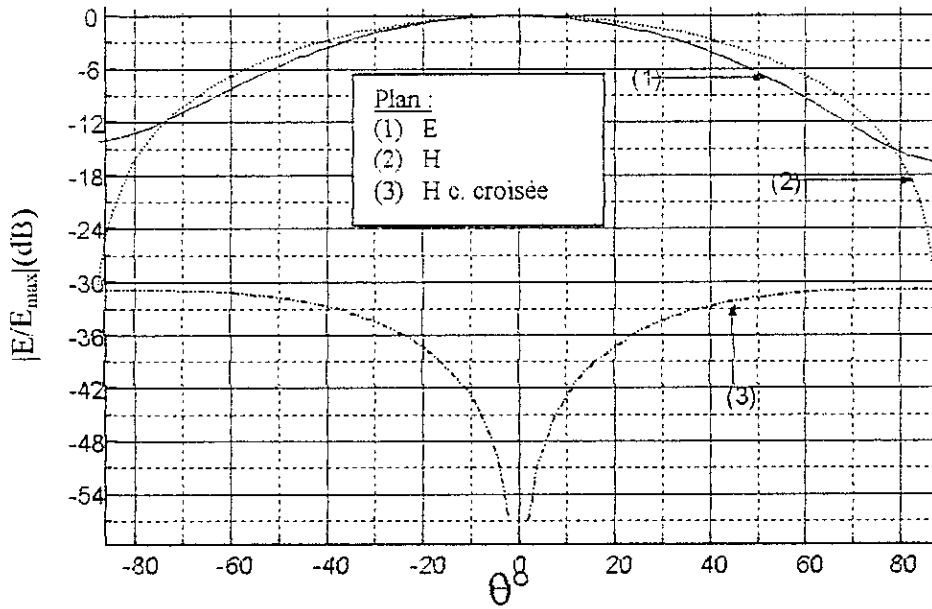
a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires



c) : Gain

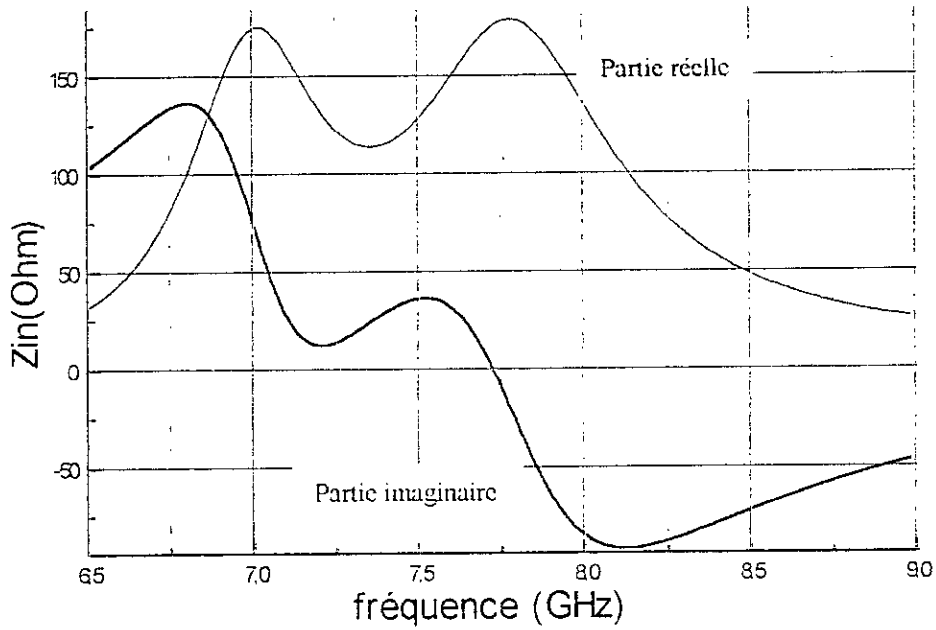


d) :Diagrammes de rayonnement à 7.6 GHz

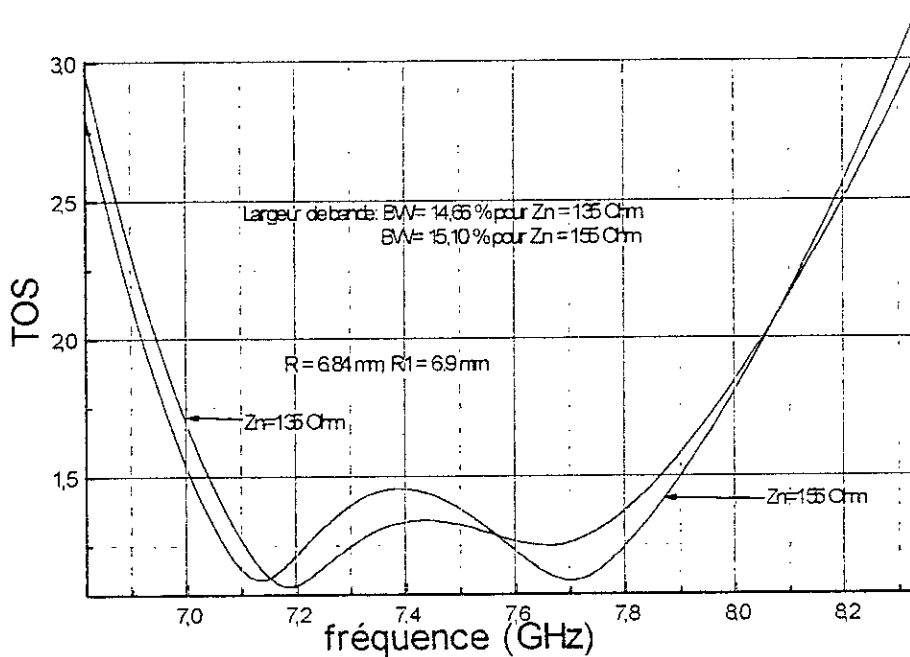
Fig. (3-24) : Antenne disque bi-couches, $R=R_1=6.84$ mm, $h=h_1=1.6$ mm, $\epsilon_r=2.17$, $a_f=6.15$ mm, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1236

A la fréquence centrale de 7.5 GHz, le gain est d'environ 13.4 dB, le produit gain x largeur de bande est de 1,964.

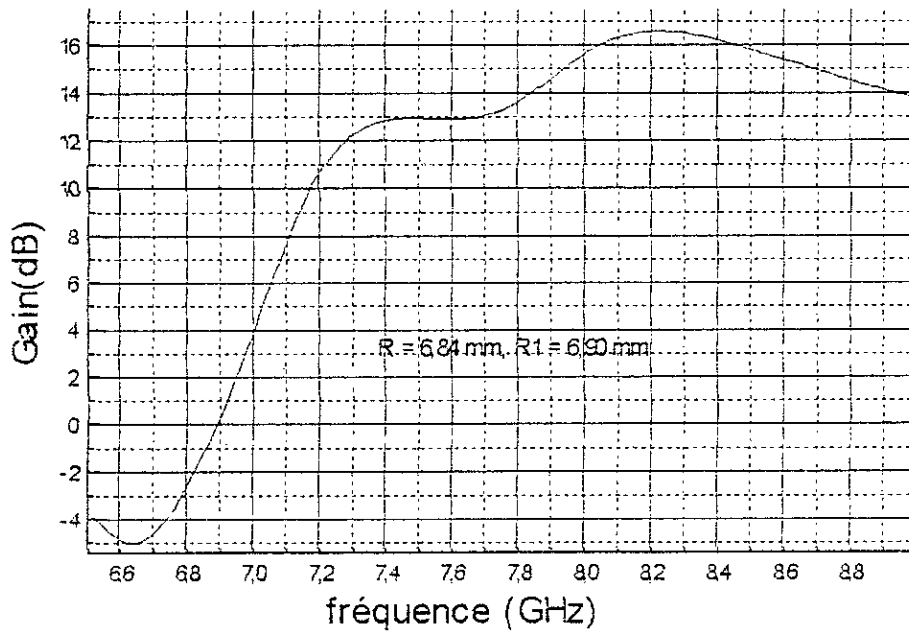
Les ouvertures du faisceau à -3 dB dans les plans E et H sont respectivement 68° et 80° . Le niveau de la composante copolaire dans le plan H est inférieur à -30 dB. Examinons le cas où l'élément directeur est légèrement plus grand que l'élément pilote, soit $R_1 = 6.9$ mm.



a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires



c) Gain

Fig. (3-25) : Antenne disque bi-couches $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.9$ mm, $h = h_1 = 1.6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$,
 $a_r = 6.15$ mm, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1234.

Faire passer le rayon de l'élément directeur de 6.84 mm à 6.9 mm n'améliore pas le produit largeur de bande \times gain. Il reste à 1,963.

Cas 3 : APM bi-couches de forme arbitraire (disque lissé) :

Nous reprenons la même forme arbitraire étudiée dans le cas simple en lui ajoutant un élément parasite superposé de même forme et de même dimensions. Les paramètres sont les suivants (avec indice ils désignent ceux du directeur et sans indice ils désignent ceux de l'élément pilote) : $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$; $h = h_1 = 1.6$ mm ; $R = R_1 = 3$ mm ; $w_0 = w_{01} = 1.68$ mm (dimensions proches de celles du disque normal de rayon de 6.84 mm).

La figure (3-26) illustre la forme bi-couches arbitraire étudiée. Les figures (3-27a, b, c) montrent les courbes respectivement de l'impédance d'entrée, du taux d'ondes stationnaires et du gain en fonction de la fréquence de l'antenne de la figure (3-26).

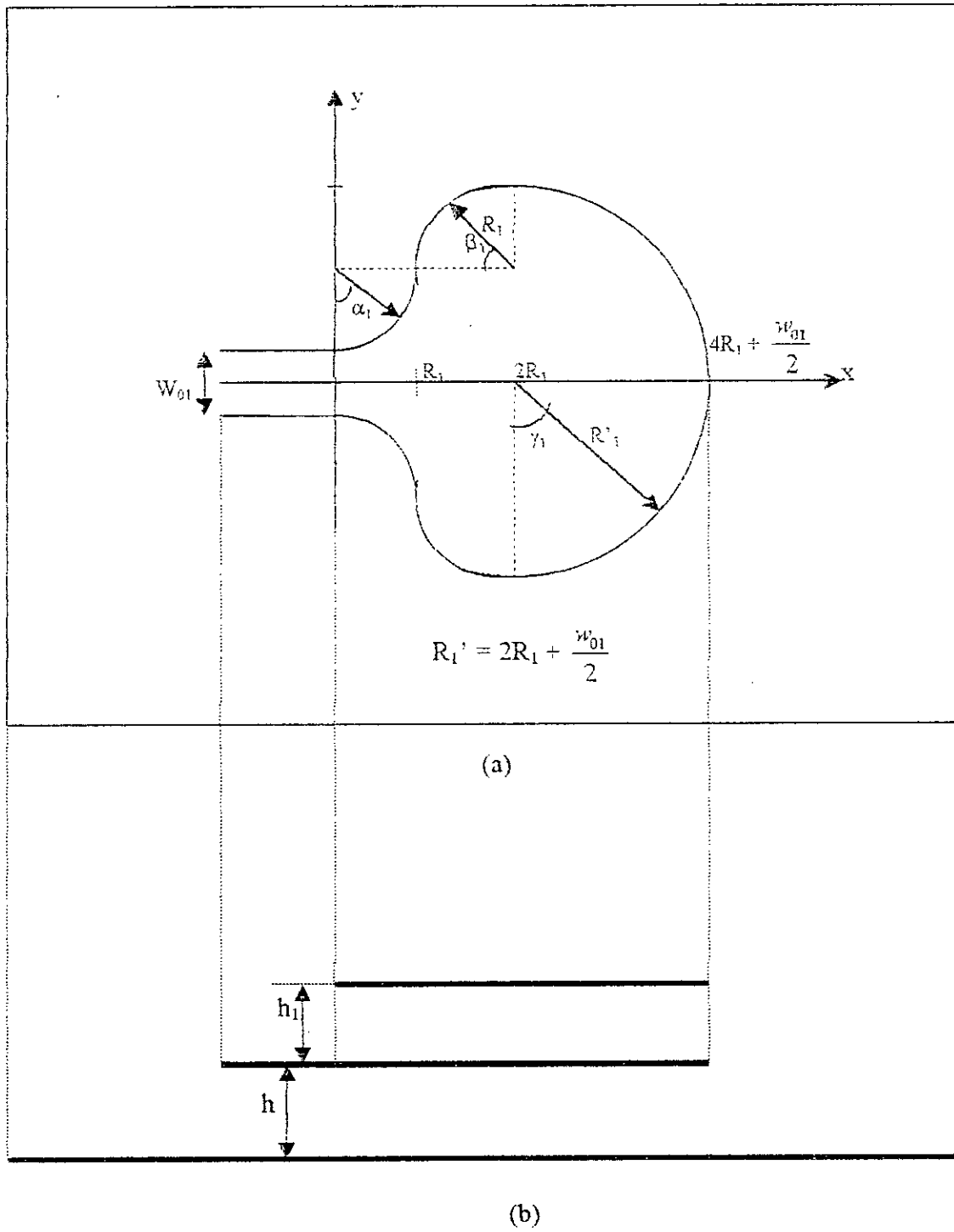
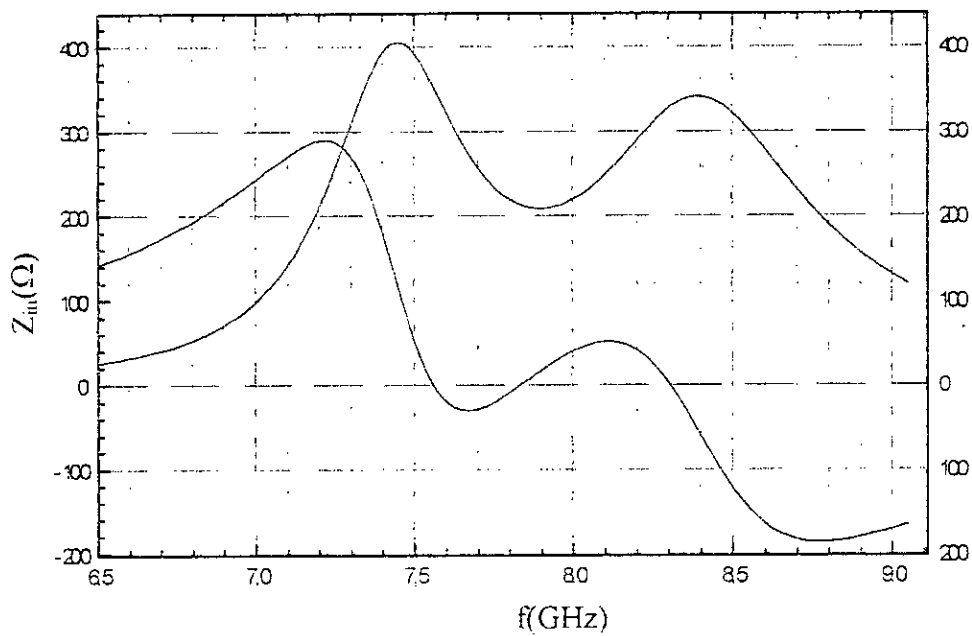
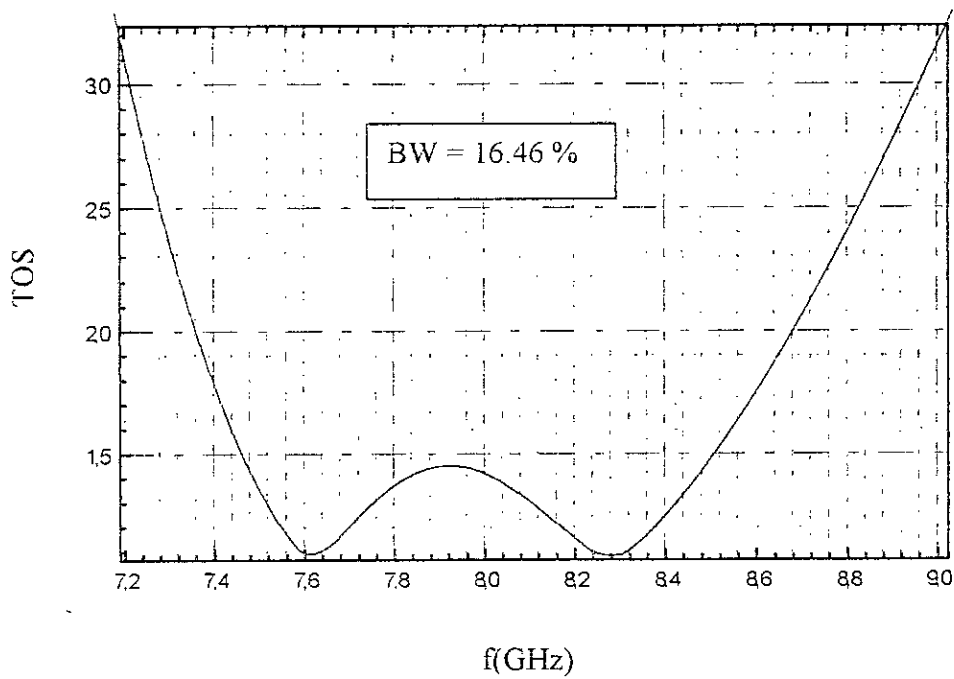


Fig. (2-26) : Antenne bi-couches de forme arbitraire, (a) : vue de dessus, (b) : vue en coupe.



(a)



(b)

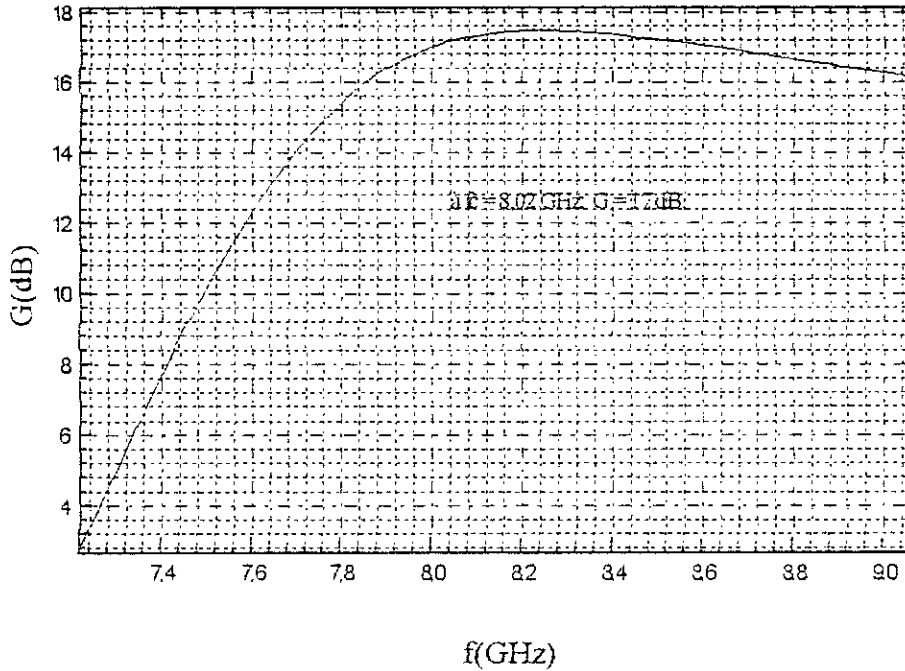


Fig. (2-27) : Antenne bi-couches de forme arbitraire de la figure (3-27), (a) : impédance d'entrée, (b) : TOS, (c) : gain ; $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.17$; $h = h_1 = 1.6$ mm ; $R = R_1 = 3$ mm ; $w_0 = w_{01} = 1.68$ mm

Récapitulons les résultats du disque lissé simple et bi-couches dans le tableau suivant :

Tab. (3-15) : Tableau comparatif entre les Antennes de forme arbitraires simple et bi-couches.

	Disque lissé simple	Disque lissé bi-couches
f_r (GHz)	8.42	8.02
B(%)	7.65	16.46
G(dB)	11.77	17.00
BxG	0.90	2.80

Conclusion : En ajoutant un directeur de mêmes forme et dimensions que l'antenne, nous obtenons une nette amélioration du produit Gain Largeur de bande. Il passe de 0.90 à 2.80. Le disque normal excité par sonde coaxiale à 7.15 mm de son centre donne un produit Gain Largeur de bande de 0.60, alors que celui du bi-couches est de 1.97. Donc la forme du disque lissé bi-couches ne présentant pas de discontinuité avec la ligne microruban d'excitation est meilleure.

III.2.3.3. APM triangle isocèle :

Antenne microruban bi-couches de [30, p. 47] de forme triangle isocèle de côté 10 mm excité par sonde coaxiale à 3.6 mm du sommet.

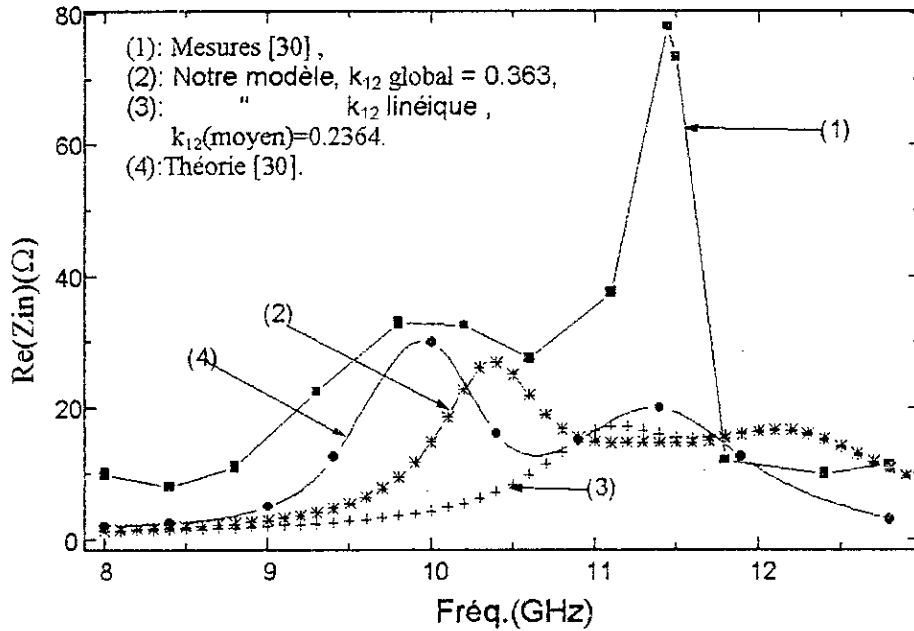
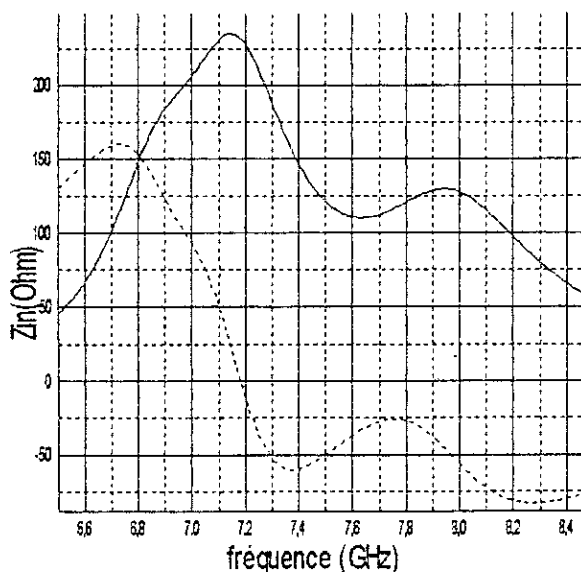


Fig. (3-28) : Impédance d'entrée de l'antenne triangulaire (isocèle) bi-couches $a = a_1 = 10$ mm, $h = h_1 = 1.524$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = 2.32$, excitée par sonde coaxiale à 3.6 mm du sommet.

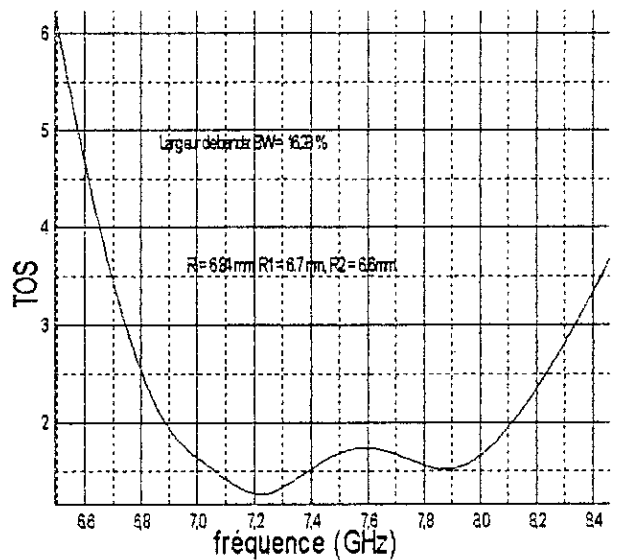
III.3. Antennes tri-couches :

III.3.1. Antenne disque :

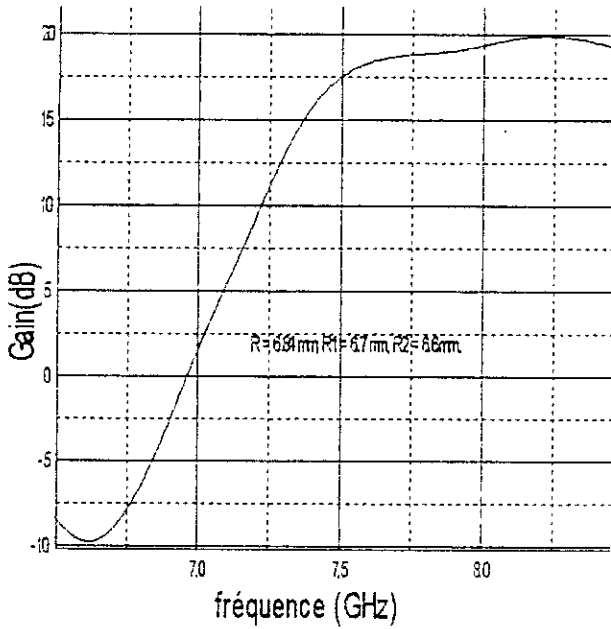
Commençons par examiner le cas: $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.7$ mm, $R_2 = 6.6$ mm, $a_f = 6.15$ mm.



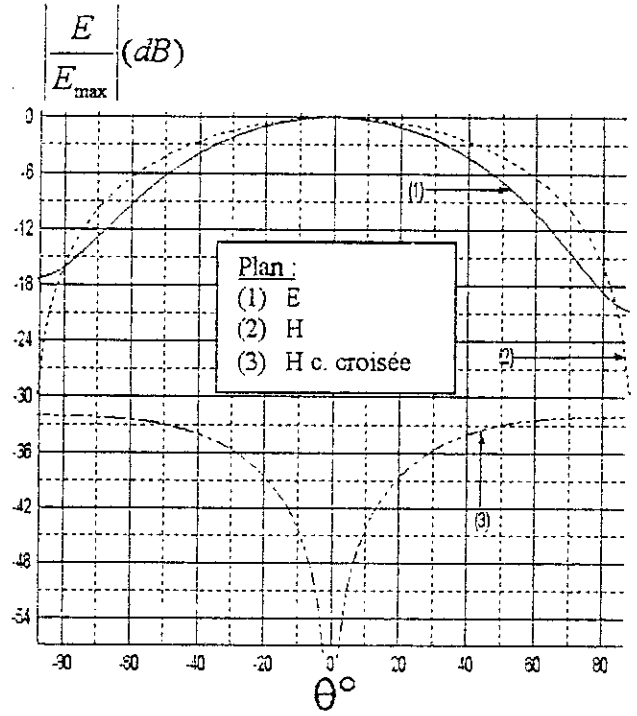
a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires

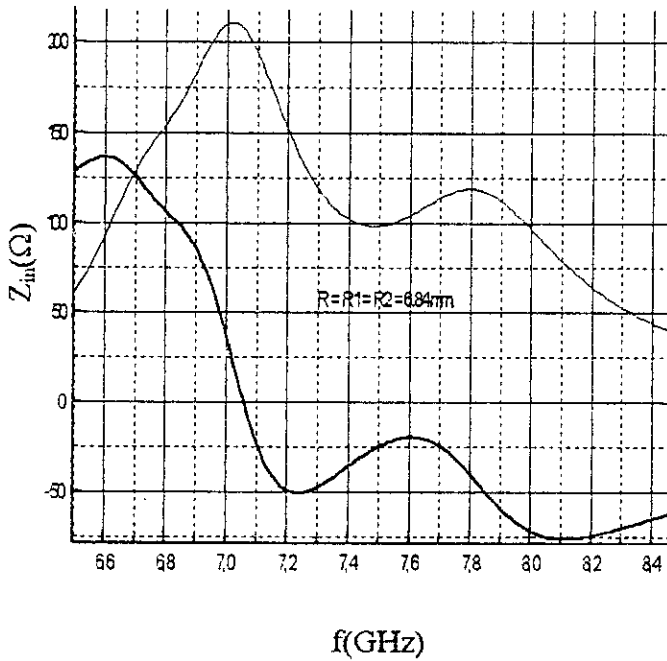


c) : Gain

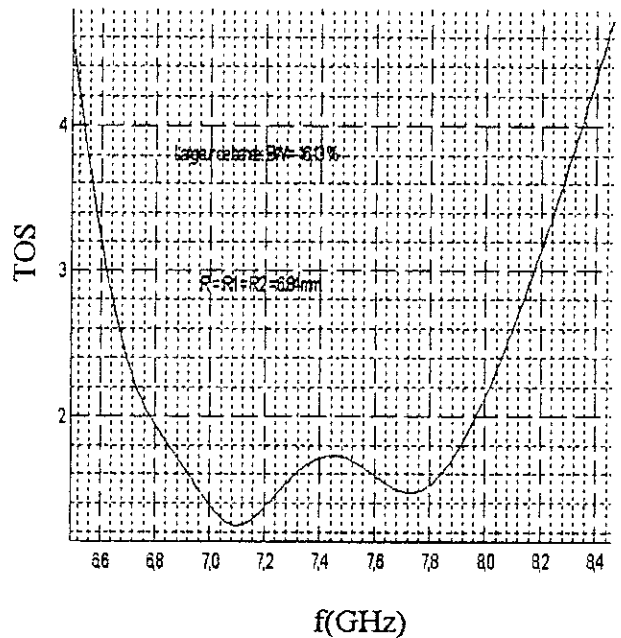


d) : Diagrammes de rayonnement à 7.62 GHz

Fig (3-29) : Antenne disque tri-couches $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.7$ mm, $R_2 = 6.6$ mm, $h = h_1 = h_2 = 1.6$ mm, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $a_r = 6.15$ mm, N (découp.) = 500, k_{12} (global) = 0.1245, $k_{23g} = 0.1258$, $k_{13g} = 0.0624$.



a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires

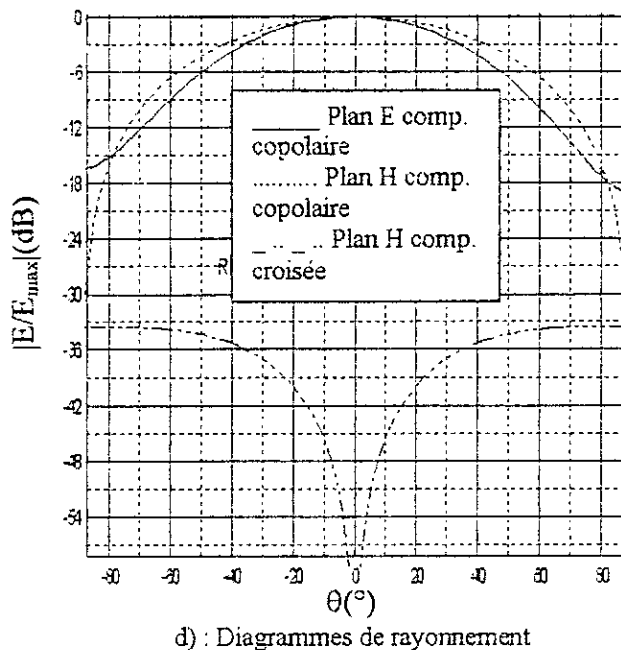
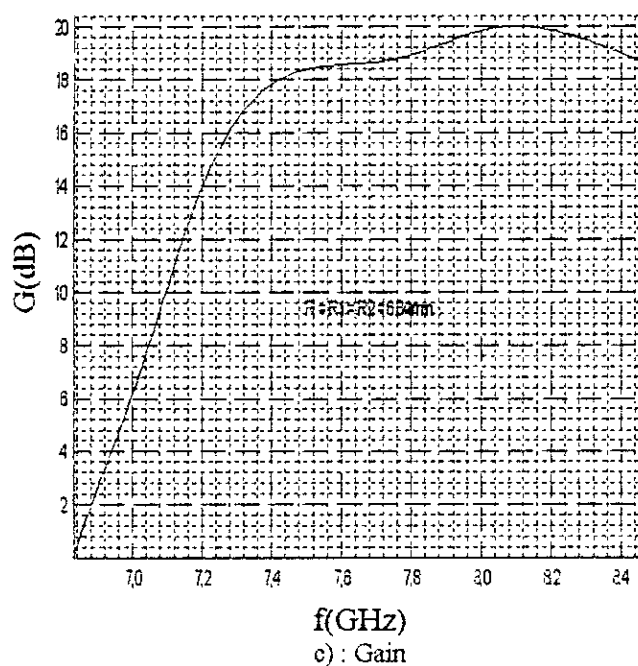
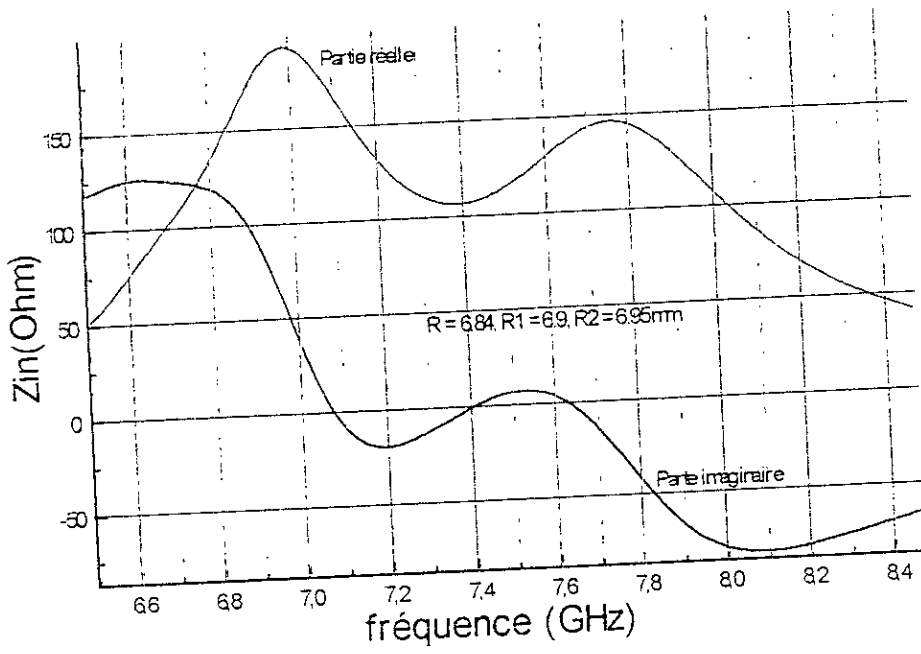


Fig (3-29bis) : Antenne disque tri-couches $R = R_1 = R_2 = 6.84 \text{ mm}$, $h = h_1 = h_2 = 1.6 \text{ mm}$, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $a_f = 6.15 \text{ mm}$, $N \text{ (découp.)} = 500$, $k_{12} \text{ (global)} = 0.1236$, $k_{23g} = 0.1236$, $k_{13g} = 0.0618$.

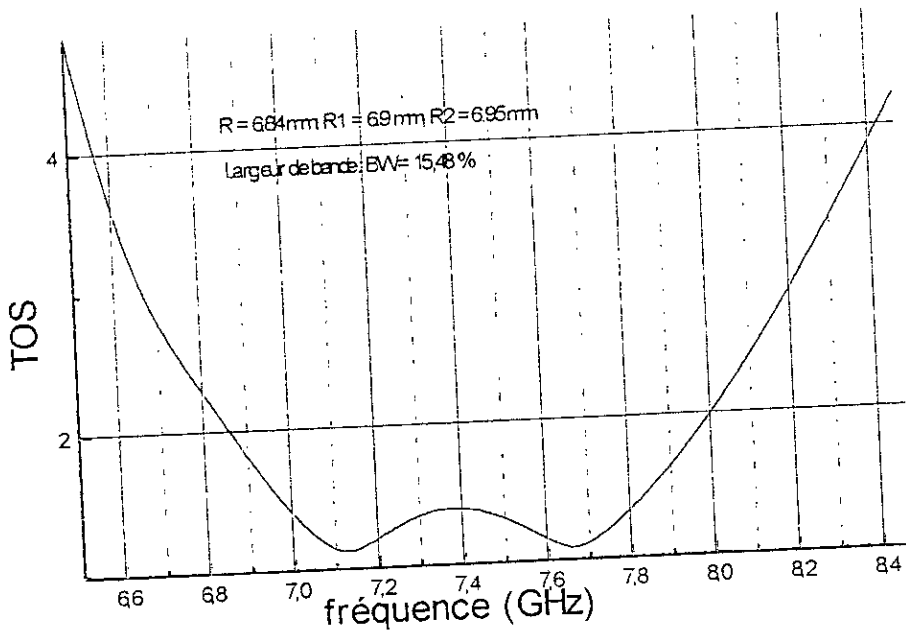
A la fréquence centrale de 7.5 GHz, le gain est de 17.5 dB. Le produit gain x largeur de bande est de 2.85.

Les ouvertures du faisceau à -3 dB dans les plans E et H sont respectivement 67° et 84° . Le niveau de la composante contrapolaire dans le plan H est au-dessous de -30 dB .

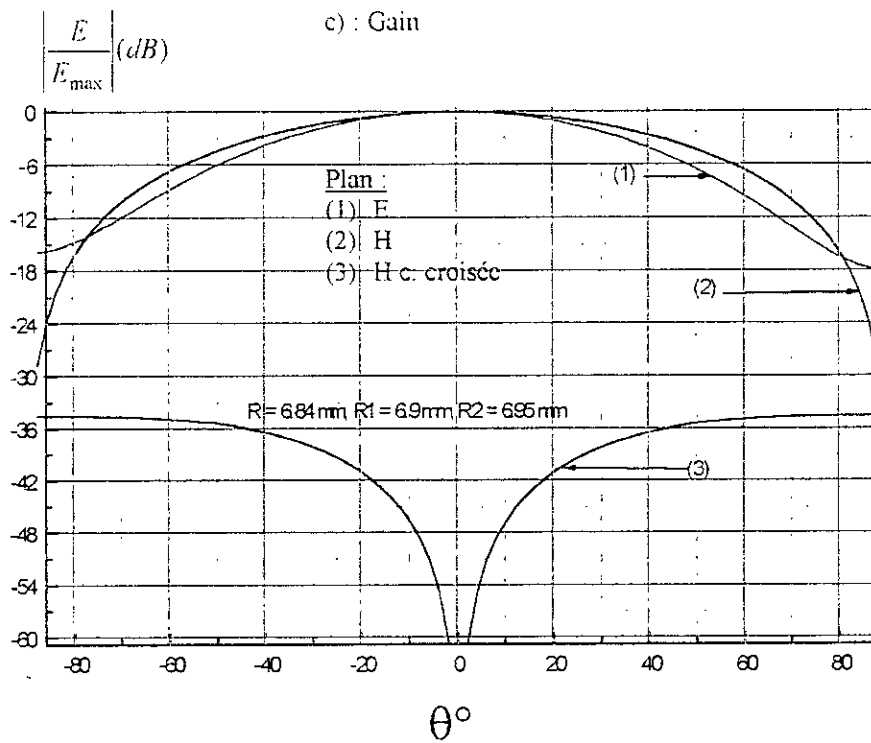
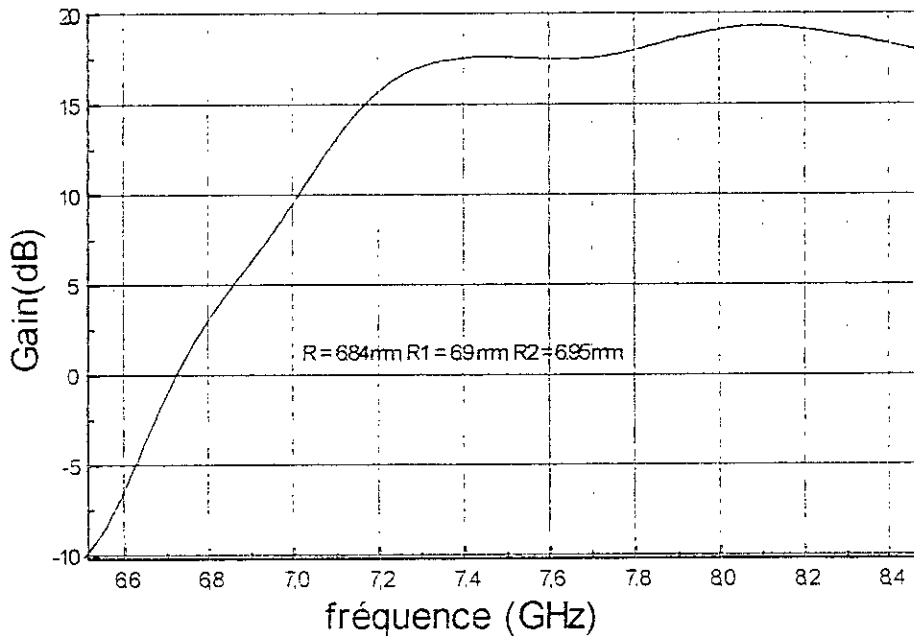
Lorsque $R = R_1 = R_2 = 6.84 \text{ mm}$, la largeur de bande, le gain à la fréquence centrale et les ouvertures du faisceau à -3 dB dans les plans E et H sont respectivement 16.13%, 17.5 dB, 70° et 84° . Le niveau de la composante croisée dans le plan H est au-dessous de -33 dB .



a) : Impédance d'entrée



b) : Taux d'ondes stationnaires



d) : Diagrammes de rayonnement à 7.62 GHz

Fig. (3-30) : Impédance d'entrée de l'antenne disque tri-couches $R = 6.84 \text{ mm}$, $R_1 = 6.9 \text{ mm}$, $R_2 = 6.95 \text{ mm}$, $h = h_1 = h_2 = 1.6 \text{ mm}$, $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$, $a_r = 6.15 \text{ mm}$, $N \text{ (découp.)} = 500$, $k_{12}(\text{global}) = 0.1245$, $k_{23g} = 0.1258$, $k_{13g} = 0.0624$.

A la fréquence centrale de 7,42 GHz le gain est de 17,5 dB. Le produit gain x largeur de bande est de 2,712.

Tab. (3-16) : tableau récapitulatif.

Structures paramètres	Monocouche	Bi-couches :R=6.84mm		Tri-couches :R=6.84mm		
	R=6.84mm	R ₁ =6.65mm	R ₁ =6.84mm	R ₁ =6.7, R ₂ =6.6mm	R ₁ =R ₂ =6.84mm	R ₁ =6.9mm, R ₂ =6.95mm
G(dB)	8.0	13.0	13.4	17.5	17.5	17.5
BW(%)	7.5	13.6	14.7	16.5	16.1	15.5
BW x G	0.60	1.77	1.97	289	2.82	2.71
Θ_E (°)	75	70	68	67	70	70
Θ_H (°)	80	80	80	84	84	80
Niveau co. Croisée	< - 25 dB	< - 27 dB	< -30 dB	< -30 dB	<- 33 dB	<-33 dB

Θ_E (°) : ouverture du faisceau à -3 dB dans le plan E,

Θ_H (°) : ouverture du faisceau à -3 dB dans le plan H.

D'après ce tableau, la structure optimale est la tri-couches : $R = 6.84$, $R_1 = 6.7$, $R_2 = 6.6$ mm relativement à Θ_E et au produit BW.G, et la tri-couches $R = R_1 = R_2$ ou la tri-couches $R = 6.84$ mm, $R_1 = 6.9$ mm, $R_2 = 6.95$ mm relativement au niveau de la composante croisée.

III.3.2. Antenne de forme arbitraire :

Nous étudions, dans cette section, le disque lissé tri-couches dont l'élément pilote et les parasites sont identiques (même structure que la bi-couches avec l'adjonction d'un directeur).
 $R = R_1 = R_2 = 3$ mm ; $w_0 = w_{01} = w_{02} = 1.68$ mm ; $h = h_1 = h_2 = 1.6$ mm ; $\epsilon_r = \epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2.17$.

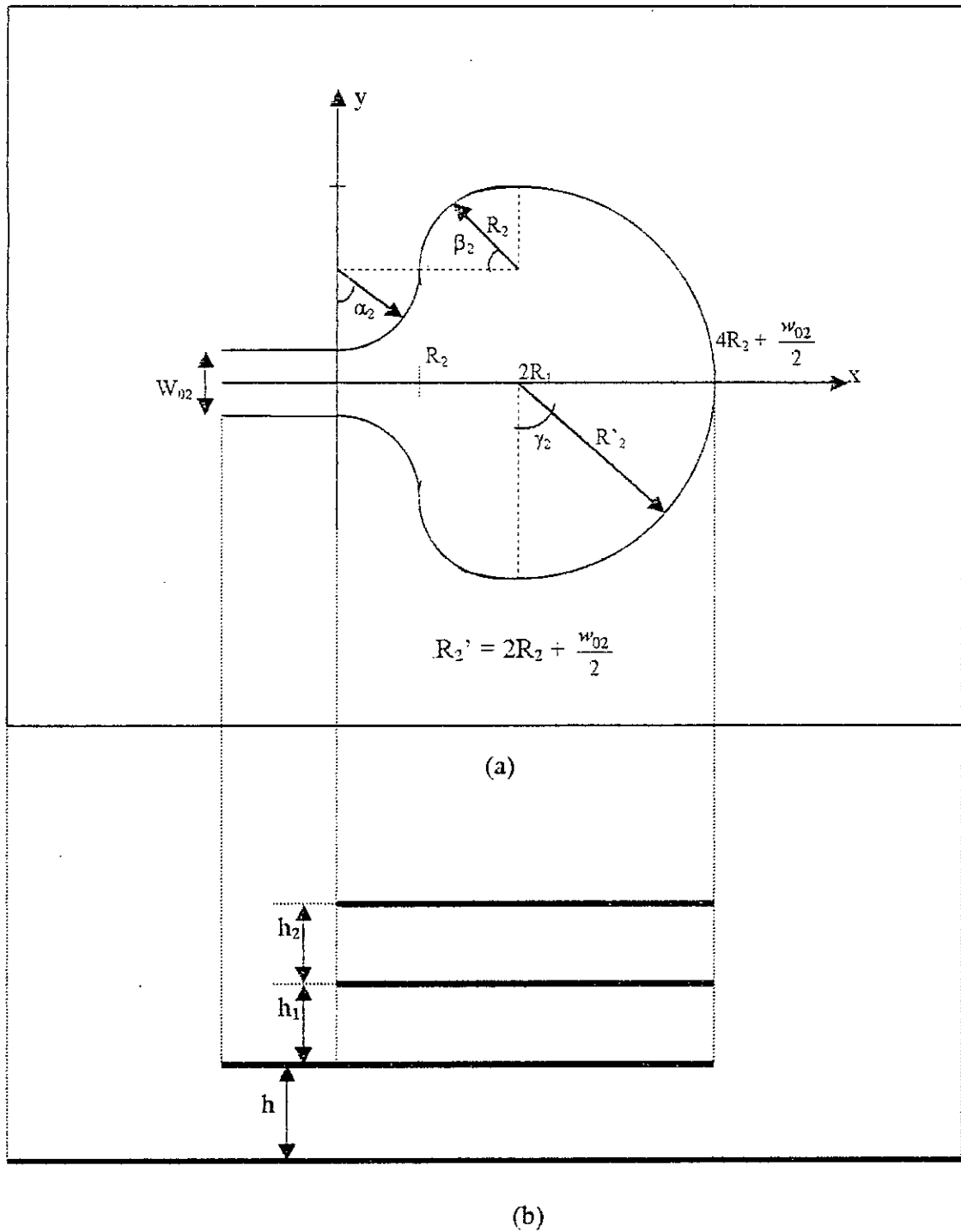
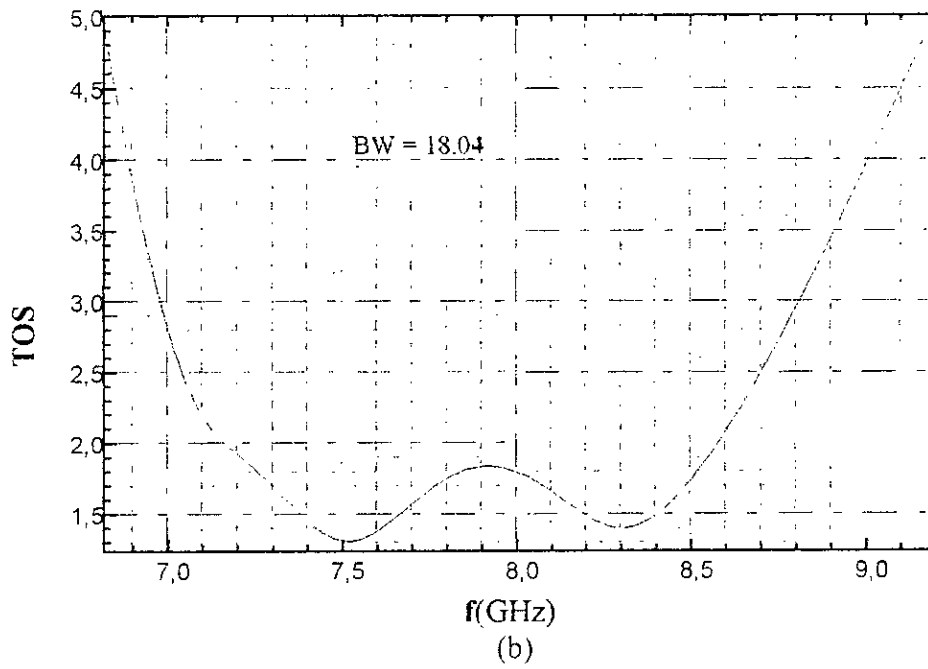
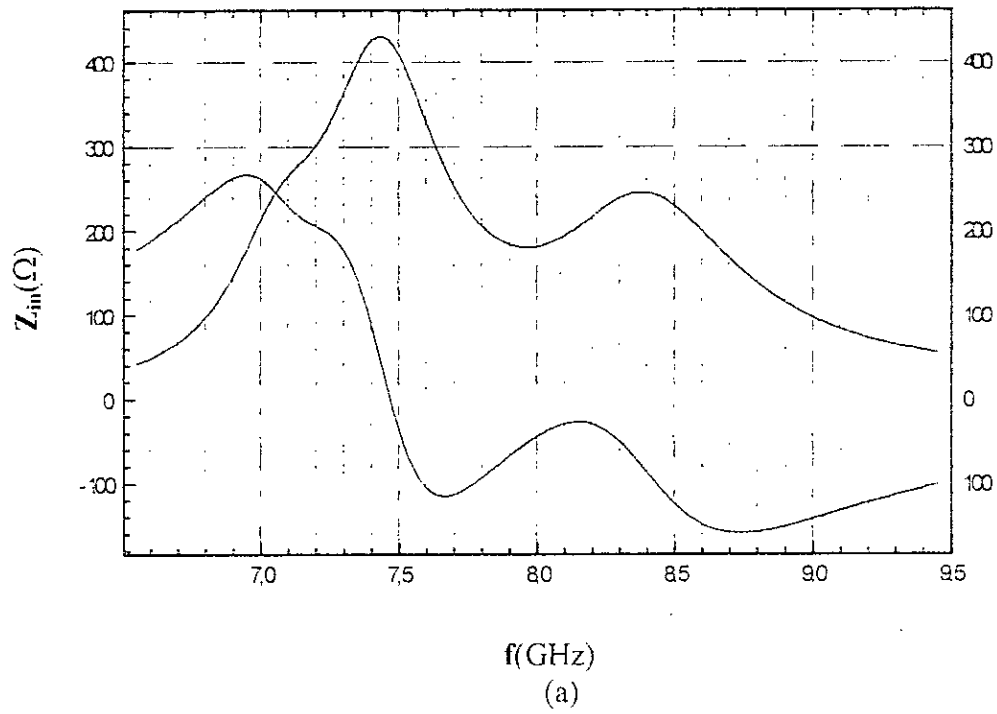


Fig. (3-31) : Antenne tri-couches de forme arbitraire, (a) : vue de dessus, (b) : vue en coupe.



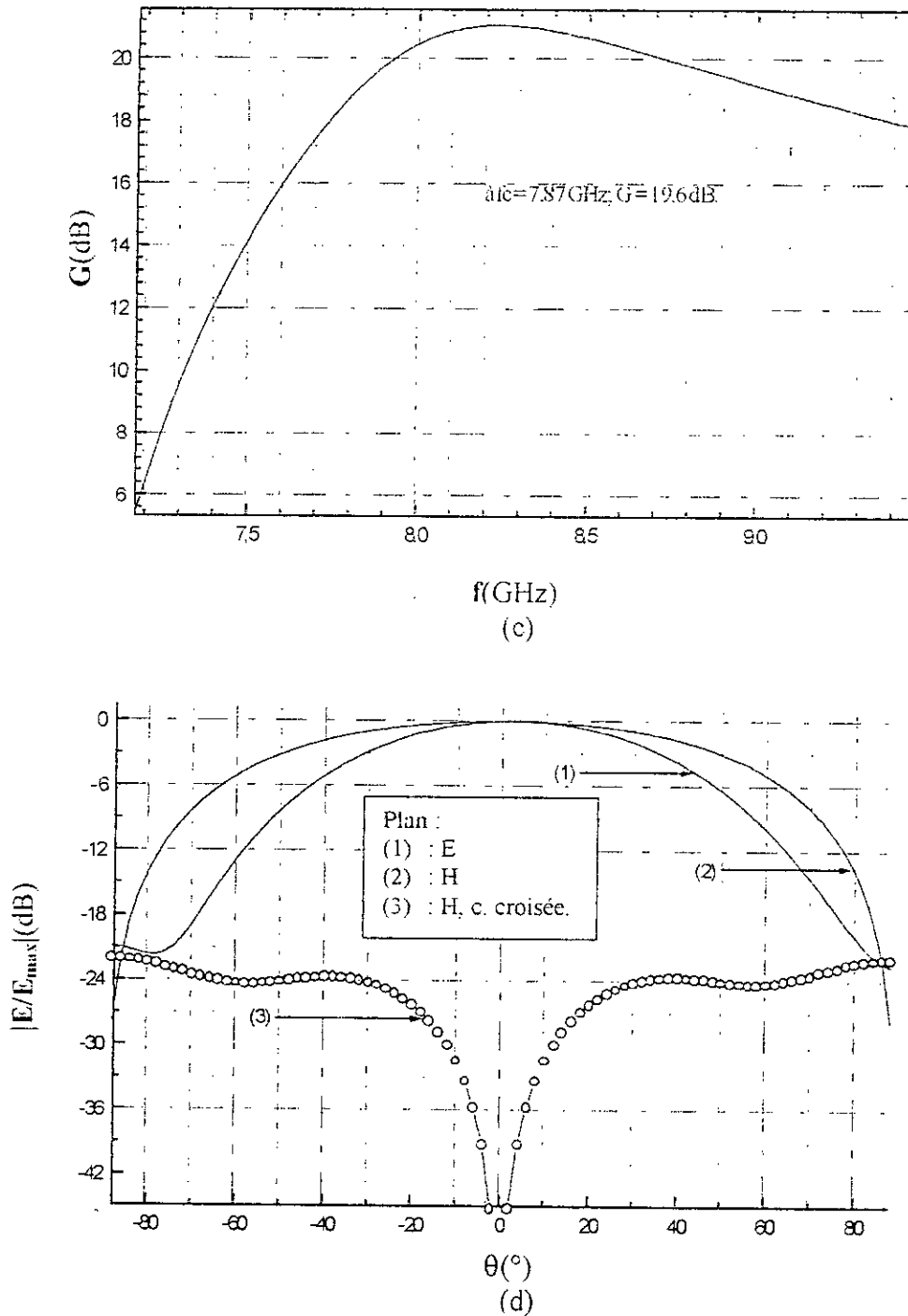


Fig. (3-32) : Antenne de la figure (3-31), (a) : Impédance d'entrée. (b) : Taux d'ondes stationnaires. (c) : Gain (d) : Diagrammes de rayonnement à la première résonance 7.44 GHz.

Tab. (3-17) : tableau des paramètres de l'antenne arbitraire tri-couches de la figure (3-31).

f_c (centrale)(GHz)	B(%)	G(dB) à f_c	BxG	Θ_E (°)	Θ_H (°)	Niveau co. Croisée
7.87	18.04	19.6	3.54	75	100	< -21 dB

Tableau récapitulatif :Tab. (3-18) : Tableau récapitulatif des résultats comparés des antennes disque normal D_N et lissé D_L de dimensions équivalentes.

	Monocouche		Bi-couches		Tri-couches	
	D_N	D_L	D_N	D_L	D_N	D_L
f_c (centrale)(GHz)	8.00	8.42	7.50	8.02	7.50	7.87
B(%)	7.50	7.65	13.40	16.46	17.50	18.04
G(dB) à f_c	7.5	11.8	14.7	17.0	16.3	19.6
BxG	0.60	0.90	1.96	2.80	2.85	3.54

Le produit Gain-Largeur de bande de la structure bi-couches de directeur et antenne de même forme et de mêmes dimensions est de 2.80, alors que la structure tri-couches nous le donne à 3.54 nettement plus grand mais au prix d'un relèvement de la composante croisée, cependant dans des limites tolérables.

Conclusion :

La méthode des LECF a fait ses preuves dans l'analyse et la conception des antennes plaques microruban, simples ou multicouches. Cette étude de l'antenne plaque microruban, de forme quelconque multicouche à large bande, nous a permis d'analyser, en l'appliquant à des antennes plaques disque normaux et lissés associés à des directeurs de mêmes formes, les caractéristiques radioélectriques de ces antennes ; en particulier l'impédance d'entrée, la bande de fonctionnement, les diagrammes de rayonnement et le gain. Cette analyse nous a montré qu'il est possible de concevoir des antennes plaques à large bande et à haut gain environ 20 % et 20 dB respectivement. Les Résultats théoriques sont en bon accord avec la théorie et les mesures de la littérature.

La méthode des LECF est facile à mettre en œuvre et exige peu de temps de calcul relativement à d'autres méthodes. Le temps calcul mis par le programme d'analyse d'une structure tri-couches sur micro-ordinateur de type MMX-200 pour une fréquence (i.e. un point de la courbe de l'impédance d'entrée en fonction de la fréquence) est d'environ 13 mn. Alors que la littérature rapporte des chiffres comme 100 mn pour une fréquence et une structure simple sur station VAX.

Ce qui montre l'utilité de la LECF par rapport à d'autres méthodes comme celle des moments M_2 dans le domaine spectral par exemple. En prenant en charge les effets de bord et de peau, elle est devenue très précise, en particulier dans la gamme de fréquence allant de 1 à 30 GHz.

La méthode des LECF peut traiter des structures simples ou multicouches pourvu que leur contour soit régi par une fonction connue.

L'antenne disque lissé s'avère être plus performante que l'antenne disque normal en ce qui concerne le produit Gain-Largeur de bande (B.G). Il passe de 0.6 à 0.9 soit une augmentation de 50% pour les antennes simples. Pour les antennes bi-couches l'augmentation est d'environ 43 %. Pour les antennes tri-couches elle est de 24 %. La méthode des LECF, vu sa simplicité de mise en œuvre et ses faibles exigences en temps de calcul est très recommandée pour la caractérisation et la recherche d'APM de toutes spécificité.

La méthode des LECF, avec les améliorations que nous lui avons apportées prend en charge l'overlay soit rigoureusement avec les intégrations variationnelles ou rapidement avec les formules d'interpolation. Elle est en mesure de faire la prédiction des paramètres radioélectriques de l'APM dotée d'une couche de protection ou d'un radôme. Le programme de conception peut donc nous fournir la nature et les dimensions de l'overlay selon le cahier des charges de l'antenne à concevoir. Il peut aussi, lorsque nous lui introduisons les données d'une antenne déterminée, nous fournir ses caractéristiques radioélectriques.

Pour une bande de fréquence de travail et un diagramme de rayonnement donnés, la conception de l'APM idoine par la méthode des LECF s'avère très efficace.

Malgré les hypothèses de simplification que nous avons adoptées, telles que le plan de masse infini, substrat linéaire, homogène, isotrope, réciproque et non magnétique, les écarts entre les résultats théoriques et les mesures restent dans la marge de ± 2 %. Ce qui montre que la méthode des (LECF) utilisée est très compétitive.

L'APM conçue du point de vue de la maximisation du produit G.B maximal correspond essentiellement à la structure tri-couches. Ceci se fait même mieux avec le disque lissé D_L . Cependant le gain est très sensible à la localisation de l'excitation. Si celle ci est au bord, il est élevé, ce qui relève aussi l'impédance d'entrée. La recherche d'une APM omnidirectionnelle nécessite donc une localisation plus proche du centre. Ce qui correspond à une impédance d'entrée de 10 à 20 Ω . Dans tous les cas l'impédance d'entrée doit être adaptée à sa source par des adaptateurs quart d'onde ou stubs suivant le cas désiré.

Analyse prospective

Cette analyse ne prétend à aucune exhaustivité pour situer les recherches actuelles en cours dans le développement des APM et dans les méthodes modélisant leur comportement individuel ou organisé en réseau. Compte tenu de ce qui reste à faire, elle tentera essentiellement de serrer au plus près les possibilités de poursuite de ce travail.

En ce qui concerne l'APM isolée, il reste à trouver les classes de forme excitable en multimodes voisins simultanément d'un même point, afin d'avoir de larges bandes, i.e. plus de 10 % ou même plus de 20 % en introduisant des couches d'air pour réduire la permittivité équivalente ϵ_{req} de la structure. Car la permittivité ϵ_r élevée piège le champ électromagnétique dans le substrat diélectrique. La modélisation de cette couche d'air, dans la méthode des LECF doit être suffisamment soignée, si l'on veut des précisions toujours à mieux de 1 % dans l'accord des résultats entre théorie et mesures. En outre, il sera peut être utile, dans la méthode des LECF de tenter une prise en compte directe des ondes de surfaces et plus particulièrement dans les structures épaisses. En effet, lorsque l'épaisseur électrique (h/λ) dépasse (1/8), l'hypothèse du champ constant entre les conducteurs du plan de masse et du patch doit être levée et remplacée par une autre plus réaliste.

Une validation étroite de la méthode des LECF nécessite la réalisation d'un nombre suffisant de maquettes d'APM isolées, bi-couches et surtout tri-couches. Pour les mesures on aura besoin de l'analyseur de réseau (disponible à l'E.N.P) et d'une chambre anéchoïque (non disponible localement). La réalisation de réseau de plusieurs centaines ou même de quelques milliers d'unités d'APM n'est concevable que dans le cadre professionnel, spécialisé dans ce domaine d'un industriel.

La méthode des LECF peut être étendue aussi à la technique de modélisation par la surface de réponse globale (GRS), qui autorise une démarche d'optimisation à deux paramètres, en même temps, afin de trouver la région d'intérêt à l'intérieur de contours de TOS donnés. Une telle technique permet de sélectionner la configuration géométrique et les dimensions de l'APM prototype qui donne la meilleure conception dans la bande d'intérêt [57].

Les APM prototypes ainsi retenues seront réalisées en un jeu de maquettes où la valeur du paramètre d'intérêt varie autour de sa valeur nominale, dans certains cas en n'utilisant qu'une à la fois, dans d'autre cas en utilisant une grille de valeurs, combinant toutes les perturbations éventuelles des paramètres de conception. Les prototypes dont les

performances tombent à l'intérieur du contour TOS donné seront sélectionnés en vue d'une optimisation plus fine.

La seconde approche GRS opère en deux phases, une linéaire et une quadratique. La phase linéaire identifie une petite sous-gamme pour chaque paramètre sous laquelle la réponse sera approximativement linéaire. Une grille factorielle à 2^k points de conception, où k est le nombre de paramètres, est établie sur cette gamme, et les antennes prototypes sont construites pour chaque point de conception. Une approximation du premier ordre de la réponse est ajustée sur cette grille de points, et le gradient de la fonction linéaire est utilisé comme une direction de recherche pour améliorer les performances. Des antennes prototypes additionnelles sont alors construites suivant les paramètres de conception des points longeant cette direction, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus un niveau d'amélioration significatif. La phase quadratique dite RSM (Response Surface Methodology) ajuste une approximation du second ordre à la fonction réponse fondée sur une grille factorielle à 2^k points, afin de trouver la valeur optimale de la surface ajustée et les caractéristiques du prototype recherché. Fig. 1[a et b]; Fig. 2 [a et b]. la troisième approche GRS est fondée sur un ensemble d'antennes prototypes, dont la réponse approximée est optimisée sans faire appel à la construction d'antennes prototypes supplémentaires Fig. 3.

La méthode GRS (3^{ème} approche) utilise d'autres méthodes d'approximation qui sont des fonctions d'interpolation routinières telles que les splines cubiques, les fonctions de base radiales ou les modèles de corrélation spatiale. Les contours TOS successifs renferment par exemple les régions à $TOS \leq 1,21$; à $TOS \leq 1,15$; ...

D'une façon plus explicite, la méthode G.R.S permettra par exemple de faire jouer l'épaisseur s de la couche d'air placée entre le directeur et le patch, dans le cas des structures bi-couches et tri-couches en concomitance avec un autre paramètre géométrique ou physique. La méthode G.R.S délimitera par exemple la région, de la bande d'intérêt, dans laquelle le coefficient de réflexion est minimal. Elle peut aussi s'appliquer au gain, au ratio axial ou autres caractéristiques fondamentales de l'APM.

La méthode des moments non complétée par d'autres techniques qui la performant est souvent supplantée par d'autres techniques numériques telles que les éléments finis hybrides, les schémas aux différences, les algorithmes génétiques etc. Néanmoins la méthode des moments appliquée dans le domaine spectral est toujours performante dans l'étude des milieux stratifiés en couches ; elle s'étend aussi efficacement aux structures grandes électriquement.

Les techniques des matrices de dispersion généralisées (G.S.M), ainsi que celles des matrices impédances généralisées (GIM) s'appliquent avec succès à l'étude d'APM multicouches prises individuellement ou organisées en réseau [60].

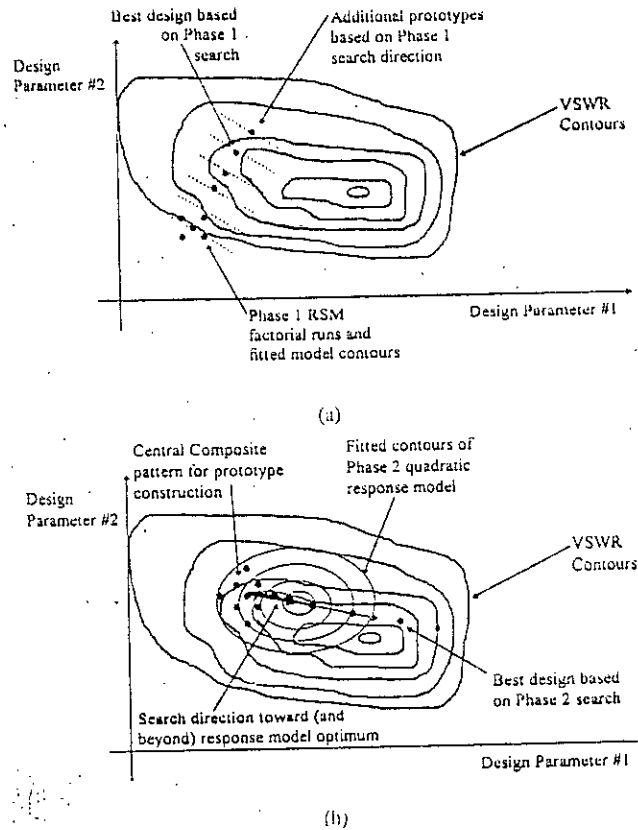


Fig. 2. (a) RSM phase 1. (b) RSM phase 2.

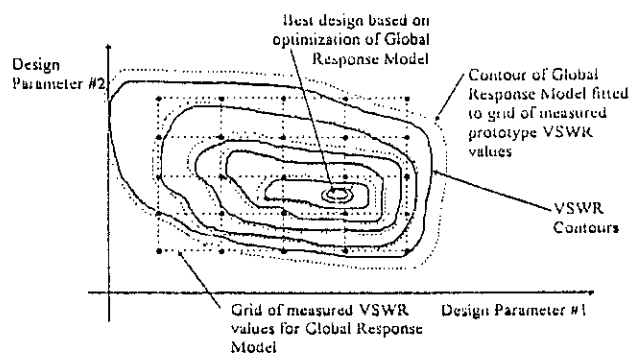


Fig. 3. GRS model strategy.

Conclusion générale

Bien des méthodes de modélisation et d'investigation d'APM conçues pour traiter, avec des moyens mathématiques puissants, des A.P.M de géométrie quelconque, n'ont été jusqu'ici appliquée à titre d'illustration qu'à des configurations particulières, telles que le rectangle, le quasi-carré, le triangle, le polygone régulier ou quasi-régulier, le disque, l'ellipse l'annulaire, etc., mais jamais à des formes véritablement quelconques, en raison des complexités auxquelles cela mènera.

Ce travail traite directement une forme quelconque pour la première fois. La seule condition imposée est que la fonction décrivant le contour de l'APM, et sa dérivée soient des fonctions continues, ne présentant aucune discontinuité. On a pu montrer ainsi qu'il y'a possibilité d'amélioration significative des performances de l'APM simple ou multicouche.

Depuis sa première apparition (1990), en publications internationales [28], [58], [59], la méthode des LECF a connu des développements importants [2 ; 3 ; 30] fournis presque totalement par l'équipe de recherche télécom de l'E.N.P-d'Alger. Ce travail lui fait réaliser une autre avancée originale très significative, tout en indiquant de nouvelles directions de recherche pour améliorer ses performances ou étendre son domaine d'application.

La méthode des LECF est devenue maintenant un outil d'investigation des APM, peut être encore perfectible, mais déjà très avantageux en raison de sa bonne précision, de sa facilité d'implémentation, de sa modicité en capacité et temps de calcul.

Grâce à cet outil, les formes géométriques d'APM, pouvant conduire à des performances satisfaisants tout cahier de charge d'une application donnée, ne poseront désormais aucune difficulté à leur découverte et à leur mise en œuvre.

ANNEXE A

Expressions des paramètres de transmission (impédance caractéristique, permittivité relative effective et coefficient de propagation) d'une ligne microruban définie par ses dimensions et ses paramètres électriques et diélectriques :

- ϵ_r , h étant respectivement la permittivité relative et l'épaisseur du substrat diélectrique dont les pertes sont caractérisées par $\text{tg}\delta$.
- w et t son 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 .

1. Approximation statique:

Cette approximation suppose un mode TEM pur et fournit des valeurs de permittivité effective et d'impédance caractéristique indépendantes de la fréquence. La modélisation de Hammerstad et Jensen [35] fournit deux expressions décrivant l'impédance caractéristique et la permittivité effective de la ligne de transmission dans un milieu homogène sous la forme :

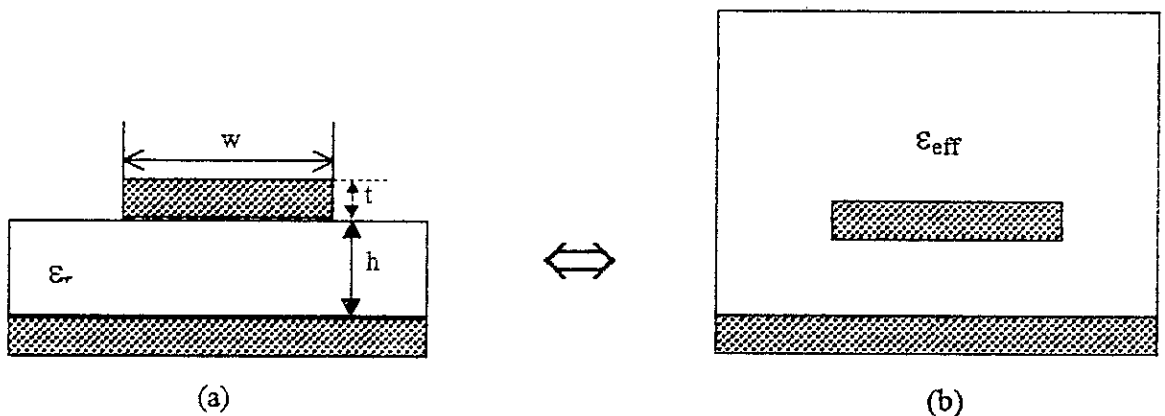


Fig. (A-1) : Modèle de calcul des paramètres de transmission d'une ligne microruban.

(a) ligne microruban.

(b) milieu homogène équivalent.

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

avec

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

La précision obtenue à l'aide de l'équation (A-1) est à mieux 0,01 % pour $u \leq 1$ et 0,03 % pour $u \leq 1000$.

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

$$\text{avec } a(u) = 1 + \frac{1}{49} \ln \left\{ \frac{u^4 + \left(\frac{u}{52}\right)^2}{u^4 + 0,432} \right\} + \frac{1}{18,7} \ln \left\{ 1 + \left(\frac{u}{18,1}\right)^3 \right\}$$

$$b(\varepsilon_r) = 0,564 \left(\frac{\varepsilon_r - 0,9}{\varepsilon_r + 3} \right)^{0,053}$$

La précision fournie par l'équation (A-2) est à mieux que 0,2 % pour $1 \leq \varepsilon_r \leq 128$ et $0,01 \leq u \leq 100$.

Pour tenir compte de l'épaisseur non nulle du conducteur supérieur, Hammerstad et Jensen [35] ont utilisé une méthode décrite par Wheeler [36] à laquelle ils ont apporté des modifications pour améliorer la précision, particulièrement pour les lignes microruban de largeur étroite et des substrats de faible permittivité relative.

$$\Delta u_1 = \frac{t}{\pi} \ln \left(1 + \frac{4 \exp(1)}{t \cdot \coth^2 \sqrt{6,517u}} \right) \quad \text{avec } t' = t/H \quad (\text{A-3})$$

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

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

$$u_1 = u + \Delta u_1$$

$$u_r = u + \Delta u_r$$

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

$$Z_c(0) = \frac{Z_{01}(u_1)}{\sqrt{\varepsilon_e(u_r, \varepsilon_r)}} \quad (\text{A-5})$$

$$\varepsilon_{\text{eff}}(0) = \varepsilon_e(u_r, \varepsilon_r) \left(\frac{Z_{01}(u_1)}{Z_{01}(u_r)} \right)^2 \quad (\text{A-6})$$

2. Approximation dynamique :

a) Permittivité effective :

Parmi les nombreuses formules approchées de la permittivité effective, tenant compte de la dispersion, répertoriées par Atwater [37], celle de Kirschaning et Jensen [38] offrant la meilleure précision s'écrit

$$\varepsilon_{\text{eff}}(f) = \varepsilon_r - \frac{\varepsilon_r - \varepsilon_{\text{eff}}(0)}{1 + p(f)} \quad (\text{A-7})$$

$$\text{avec } p = p_1 p_2 \left[(0,1844 + p_3 p_4) f_n \right]^{1,5763}$$

$$p_1 = 0,27488 + \left(0,6315 + \frac{0,525}{(1 + 0,0157 f_n)^{20}} \right) u_r - 0,065683 \exp(-8,7513 u_r)$$

$$p_2 = 0,33622 [1 - \exp(-0,003442 \varepsilon_r)]$$

$$p_3 = 0,0363 \exp(-4,6 u_r) \left(1 - \exp[-(f_n / 38,7)^{4,97}] \right)$$

$$p_4 = 1 + 2,751 \left(1 - \exp[-(\varepsilon_r / 15,916)^8] \right)$$

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

Pour $0,1 \leq u \leq 100$; $1 \leq \varepsilon_r \leq 20$ 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 (Jensen 1981) est à mieux que 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 [39], celui de Jensen et Kirschning [40], basé sur une série d'expressions fermées aisément programmable, offre la meilleure précision.

$$z_c(f) = z_c(0) \left(\frac{R_{13}}{R_{14}} \right)^{R_7} \quad (\text{A-8})$$

$$\text{avec } R_1 = 0,03891 \varepsilon_r^{1,4} \quad R_2 = 0,267 u_r^7 \quad R_3 = 4,766 \exp(-3,228 u_r^{0,641})$$

$$R_4 = 0,016 + (0,0514 \varepsilon_r)^{4,524} \quad R_5 = (f_n / 28,843)^{12} \quad R_6 = 22,20 u_r^{1,92}$$

$$R_7 = 1,206 - 0,3144 \exp(-R_1) [1 - \exp(-R_2)]$$

$$R_8 = 1 + 1,275 \left(1 - \exp[-0,004625 R_3 \varepsilon_r^{1,674} (f_n / 18,365)^{2,745}] \right)$$

$$R_9 = 5,086 R_4 \frac{R_5 \exp(-R_6) (\varepsilon_r - 1)^6}{0,3838 + 0,386 R_4 + 1 + 1,2992 R_5 + 10(\varepsilon_r - 1)^6}$$

$$R_{10} = 0,00044 \varepsilon_r^{2,136} + 0,0184$$

$$R_{11} = \frac{(f_n / 19,47)^6}{1 + 0,0962 (f_n / 19,47)^6}$$

$$R_{12} = \frac{1}{1 + 0,00245 u_r^2}$$

$$R_{13} = 0,9408 \varepsilon_{\text{eff}}(f_n)^{R_8} - 0,9603$$

$$R_{14} = (0,9408 - R_9) \varepsilon_{\text{eff}}(0)^{R_8} - 0,9603$$

$$R_{15} = 0,707 R_{10} (f_n / 12,3)^{1,097}$$

$$R_{16} = 1 + 0,0503 \varepsilon_r^2 R_{11} \left[1 - \exp\left[-(u_r/15)^\circ\right] \right]$$

$$R_{17} = R_7 \left[1 - 1,1241 \frac{R_{1d}}{R_{16}} \exp\left[-0,026 f_n^{1,15656} - R_{15}\right] \right]$$

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

3. Coefficient de propagation :

Le coefficient de propagation d'une ligne microruban avec perte s'écrit

$$\gamma = \alpha + j\beta \quad (\text{A-9})$$

Le terme d'atténuation α , tenant compte des diverses pertes (ohmiques, diélectriques et par rayonnement), et le terme de phase β s'écrivent respectivement

$$\alpha = \alpha_c + \alpha_d + \alpha_r \quad (\text{A-10})$$

$$\beta = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(f)} \quad (\text{A-11})$$

3.1. 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 [36] 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 [40], donne une valeur des pertes dans les conducteurs sous forme d'expressions aisément programmables

$$\alpha_c = \alpha_s + \alpha_g \quad (\text{A-12})$$

$$\text{avec } \alpha_s = \alpha_n R_s F_{\Delta s} F_s = \alpha_n F_s R'_s$$

$$\alpha_g = \alpha_n R_g F_{\Delta g} = \alpha_n R'_g$$

$$R_i = \sqrt{\pi f \mu_0 / \sigma_i} = \frac{1}{\sigma_i \delta}, \quad i = s, g$$

$$F_s = 1 + \frac{2}{u_r} \left(1 - \frac{1}{\pi} + \frac{\Delta u_r}{(t/H)} \right)$$

$$F_{\Delta i} = 1 + \frac{2}{\pi} \text{Arctg} \left\{ 1,4 \left(\frac{\Delta_i}{\delta} \right)^2 \right\}, \quad i = s, g$$

$$R'_i = R_i F_{\Delta i}, \quad i = s, g$$

$$\alpha_n (\text{Nep/unité de long.}) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi h z_c(0)} \frac{32 - u_r^2}{32 + u_r^2} \Lambda, & \text{si } u_r < 1 \\ \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(0)}}{2\eta_0 w_{\text{eff}}(0)} \left\{ u_r + \frac{0,667 u_r}{u_r + 1,444} \right\} \Lambda, & \text{si } u_r \geq 1 \end{cases}$$

$$\alpha_c(\text{dB/unité de long.}) = \begin{cases} 1,38 \cdot \frac{R'_z}{hZ_c(0)} \frac{32 - u_r^2}{32 + u_r^2} \Lambda & \text{si } u_r \leq 1 \\ 6,1 \cdot 10^{-5} \frac{R'_z Z_c(0) \epsilon_{eff}(f)}{h} \left[1 + \frac{0,667}{u_r + 1,444} \right] u_r \Lambda & \text{si } u_r \geq 1 \end{cases}$$

$$w_{eff}(0) = \frac{\eta_0 h}{\sqrt{\epsilon_{eff}(0)} z_c(0)} ; \quad \Lambda = \begin{cases} 1 + \frac{1}{u_r} \left[1 + \frac{5}{4\pi} \left(\frac{t}{w} + \log \left(\frac{4\pi w}{t} \right) \right) \right] & \text{si } u \leq \frac{1}{2\pi} \\ 1 + \frac{1}{u_r} \left[1 - \frac{5}{4} \left(\frac{t}{h} - \log \left(\frac{2h}{t} \right) \right) \right] & \text{si } u \geq \frac{1}{2\pi} \end{cases}$$

3.2. Pertes diélectriques :

Elles sont dues à l'énergie dissipée dans le diélectrique qui est proportionnelle au facteur de perte $\text{tg}\delta$. L'expression la plus précise du facteur α_d , tenant compte de la dispersion s'écrit [40] :

$$\alpha_d(\text{Nep/mm}) = \frac{\pi \cdot 10^{-3}}{\lambda_0} \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \frac{\epsilon_{eff}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \text{tg}\delta ; \quad \alpha_d(\text{dB/unité de long.}) = \frac{27,3}{\lambda_0} \frac{\epsilon_r}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \frac{\epsilon_{eff}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \text{tg}\delta \quad (\text{A-13})$$

$$\alpha_d(\text{Nep/m}) = 0,115 \alpha_d(\text{dB/m})$$

3.3. Pertes par rayonnement :

En transmission une ligne microruban ne doit pas avoir de pertes excessives par rayonnement et par ondes de surfaces. Par contre pour une APM on favorise le rayonnement. L'expression du facteur de pertes par rayonnement α_r , donné par Dubost [28] s'écrit :

$$\alpha_r(\text{Nep/unité de long.}) = \frac{1}{10} \frac{(k_0 w_s(f))^3}{w_s(f)} \quad \text{où } w_s(f) = w + \frac{w_s(0) - w}{1 + \frac{f}{f_g}} \quad \text{et } k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (\text{A-14})$$

ou par une autre méthode :

$$Z_c(f) = Z_{om}(f) = \frac{\eta_0}{u_s(f) \sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \quad \text{où } u_s(f) = u + \frac{u_s(0) - u}{1 + \frac{f}{f_g}} = \frac{w_s(f)}{h}, \quad f_g = \frac{c}{2w\sqrt{\epsilon_r}}, \quad u = \frac{w}{h}$$

$Z_c(f)$ est donnée par (A-1), (A-5) et (A-8). $\epsilon_{eff}(f)$ est donné par (A-2), (A-6) et (A-7).

$$u_s(0) = F_n^{-1}(0) \quad \text{avec } F_n^{-1}(0) = \begin{cases} \left[\frac{1}{2\pi} \log \left(\frac{u}{u} + 0,25u \right) \right]^2 & \text{si } u \leq 1 \\ u + 1,393 + 0,667 \log(u + 1,444) & \text{si } u \geq 1 \end{cases}$$

$$\alpha_r(\text{Nep/unité de long.}) = \frac{4\pi^3}{5} \left(\frac{w}{\lambda_0} \right)^2 \frac{1}{\lambda_0} \quad \text{avec } w = w_s(f)$$

$$\text{La conductance d'entrée d'une APM s'écrit : } (G_r)_r(\Omega^{-1}) = \frac{\alpha_r}{\eta_0} \frac{\lambda_0}{2} = \frac{2\pi^3}{5\eta_0} \left(\frac{w}{\lambda_0} \right)^2$$

ANNEXE B

DISCRETISATION ANGULAIRE (OU ADAPTATIVE) [3]

La discrétisation linéaire pour des antennes, dont le contour est très irrégulier, nécessite un nombre de découpage N_l trop élevé et par conséquent un temps de calcul trop long. C'est la raison pour laquelle les auteurs de [46] ont testé, pour une géométrie circulaire, une autre méthode de discrétisation à savoir le fractionnement angulaire régulier avec un nombre de découpage N_a beaucoup plus petit que le nombre de découpage linéaire N_l à précisions pratiquement égales. Ce nouveau découpage applicable aussi bien à une structure monocouche que multicouche, s'avère donc plus avantageux lorsque l'exigence de la précision croît.

Considérons l'antenne microruban (fig. C-1) dont le conducteur supérieur est un disque de rayon R excité par une sonde coaxiale en un point A .

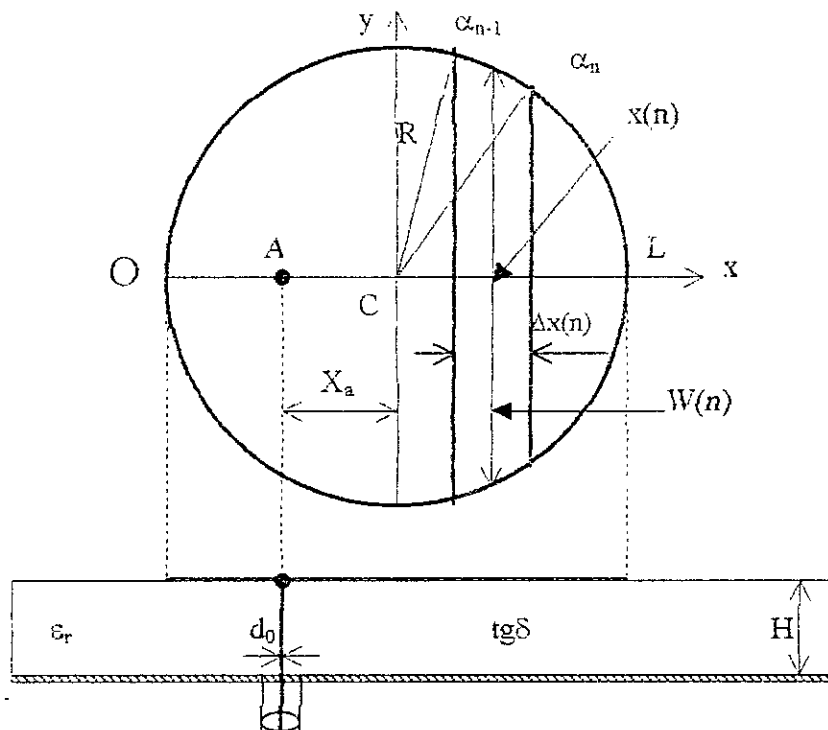


Fig. (c-1) : Antenne disque avec discrétisation angulaire.

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:

$$\alpha_n = \pi \left(1 - \frac{n-1}{N_a}\right) \quad (n = 1 \text{ à } N_a + 1); \quad 0 \leq \alpha_n \leq \pi \quad (\text{B-1})$$

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

$$\begin{cases} \Delta x(n-1) = |R(\cos \alpha_n - \cos \alpha_{n-1})| \\ w(n-1) = 2R \sin\left(\frac{\alpha_n + \alpha_{n-1}}{2}\right) \cos\left(\frac{\alpha_n - \alpha_{n-1}}{2}\right) \end{cases} \quad (n = 2 \text{ à } N_a + 1) \quad (\text{B-2})$$

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

$$\text{alors : } R_a(n) = R_a = \frac{\Delta x(n)}{w(n)} = \operatorname{tg}\left(\frac{\pi}{2N_a}\right) \quad (\text{B-3})$$

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, le rapport entre la longueur et la largeur de la tranche d'ordre n s'écrit :

$$R_l(n) = \frac{\Delta x}{w(n)} = \frac{1}{(2n-1) \sqrt{\frac{2N_l}{2n-1} - 1}} \quad (\text{B-4})$$

Il dépend à la fois du nombre de découpage N_l 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 différentes ; 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 :

$$r_1 = \frac{R_l(1)}{R_l(N_l/2)} = \frac{R_l(N_l)}{R_l(N_l/2)} = \left(\frac{N_l^2 - 1}{2N_l - 1}\right)^{1/2} \quad (\text{B-5})$$

dépend du nombre de découpage N_l , alors que pour la discrétisation angulaire, il est constant et égal à un (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_l (tableau B-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 les moyens informatiques de capacité modeste.

Tab. (B-1) : Valeurs de N_l et N_a donnant la même précision.

N_l	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 LECF. Comme par exemple pour le découpage adaptatif dans le cas du triangle [30].

ANNEXE C

Substrat équivalent de deux couches diélectriques à permittivités complexes

$h_t = h_1 + h_2$ (épaisseur équivalente du substrat)

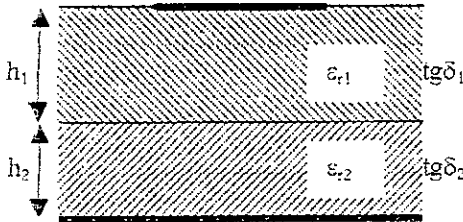
$$(1 - \text{tg}\delta_1 \cdot \text{tg}\delta_2) \frac{h_t}{\epsilon_{req}} = \frac{h_1}{\epsilon_{r1}} + \frac{h_2}{\epsilon_{r2}} = a_1 + a_2$$

ϵ_{req} : permittivité équivalente du substrat.

$$a_i = \frac{h_i}{\epsilon_{ri}}, \quad i = 1, 2; \quad b_j = \frac{\text{tg}\delta_j}{a_j}, \quad j = 1, 2$$

$$\text{tg}\delta = \frac{\text{tg}\delta_1 + \text{tg}\delta_2}{1 - \text{tg}\delta_1 \cdot \text{tg}\delta_2} = \frac{b_1 + b_2}{\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2}}$$

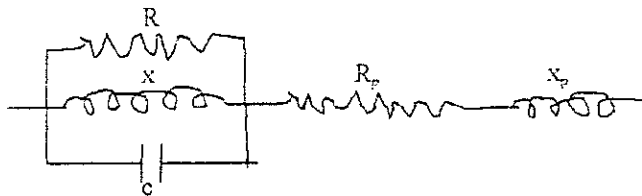
$\text{tg}\delta$ est la tangente de perte du substrat équivalent



ANNEXE D

modélisation de la sonde coaxiale

l'impédance de la sonde coaxiale est $Z_p = R_p + jX_p$, elle est placée en série avec le circuit bouchon (R, X, C) de la résonance parallèle.



$$R_p(\Omega) = \omega\mu_0 \frac{h}{4} \cong 1,974 fh \cong 2 fh$$

f en GHz, h en mm

$$X_p = \frac{2}{\pi} R_p \cdot \log \left(\frac{4C_0}{\omega\gamma d_0 \sqrt{\epsilon_r}} \right)$$

où $\gamma = 1.781$ est la constante d'Euler

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Henry/m}, \quad k_0 = \frac{\omega_r}{C_0} = \frac{2\pi f_r}{C_0}$$

$C_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s vitesse de propagation des ondes électromagnétiques libres

d_0 = diamètre de l'âme du coaxial.

Pour $h = 1.6$ mm, $f_r = 2$ GHz, donc $R_p(\Omega) \cong 3,16f_r(\text{GHz}) = 6,32$.

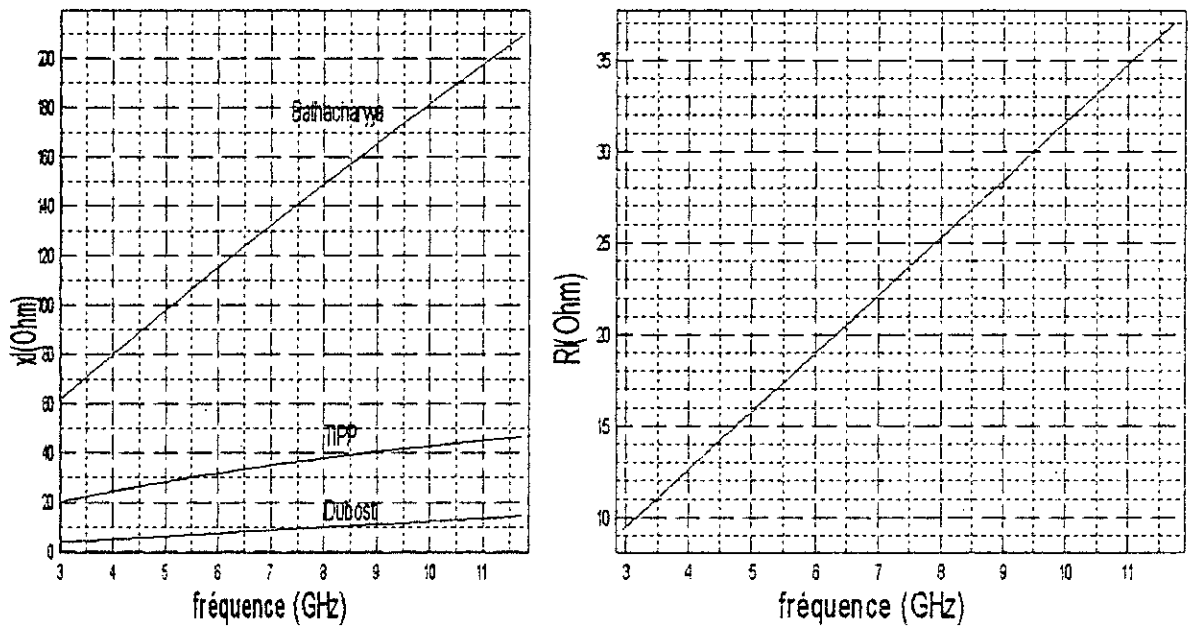
Quelques modèles :

- 1- Modèle de Dubost [2],

2- Modèle de Bathacharyya $x_1 = \frac{\omega \mu_0 h}{2\pi} \log\left(\frac{4c}{\omega \gamma \sqrt{\epsilon_r} d_0}\right)$, d_0 : diamètre de la

sonde, $\gamma=1.781$, c : vitesse de la lumière,

3- Modèle TIPP (deux plaques parallèles infinies) [33].



(a) : Réactance

(b) : Résistance [33]

Fig. (3-1) : modélisation de la sonde coaxiale : $h = 1.6$ mm, $\epsilon_r = 1$, $d_0 = 1.27$ mm.

ANNEXE E

IMPEDANCE D'ENTREE DE L'APM DISQUE

L'impédance d'entrée maximale R_{\max} pour une excitation placée à une distance X_f du centre du disque est donnée par

$$R_{\max} = \frac{1}{G_t} \frac{J_1^2(k_0 \sqrt{\epsilon_r} X_f)}{J_1^2(k_0 \sqrt{\epsilon_r} R)} \quad \text{où} \quad G = G_r + G_e + G_d \text{ est la conductance totale.}$$

Le facteur de qualité est $\frac{1}{Q_t} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d}$

Les conductances étant $G_d = \frac{2.39 \tan \delta}{4 \mu_0 f_r h} = \frac{2.39}{4 \mu_0 f_r h Q_d}$ pour le diélectrique

$$G_r = \frac{2.39}{4\mu_0 f_r h Q_r} \quad \text{pour le rayonnement}$$

$$G_c = \frac{2.39}{4\mu_0 f_r h^2 \sqrt{\sigma \pi f_r \mu_0}} = \frac{2.39}{4\mu_0 f_r h Q_c} \quad \text{pour la conductivité.}$$

La conductivité des conducteurs est $\sigma = 5,8.10^7$ s/m

$$Q_r = \frac{4R(\alpha_{11}^2 - 1)\epsilon_r^{1.5}}{h\alpha_{11}^3 F(q)} \quad \text{où } R \text{ est le rayon du disque.}$$

$$\text{Avec } F(q) = 2.6666673778 - 1.06667162.q^2 + 0.2095343114.q^4 + 0.0010441206.q^8 - 0.0000497469.q^{10}$$

$$q = \frac{\alpha_{11}}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad [F(q) \text{ est valable pour } \epsilon_r < 12]$$

$$Q_c = h\sqrt{hf_r \mu_0 \sigma} ; \quad Q_d = \frac{1}{\text{tg } \delta}$$

$$\text{Donc } G_t = \frac{2.39}{4\mu_0 f_r h Q_t}$$

$$f_r = \frac{\alpha_{11} C_0}{2\pi \sqrt{\epsilon_r} R_{\text{eff}}}, \quad \text{où } \alpha_{11} = 1.8411837813 \text{ est le premier zéro de la dérivée de la}$$

fonction de Bessel du premier ordre.

$$\epsilon_{r\text{dy}} = C_{\text{dyn}}(\epsilon) / C_{\text{dyn}}(\epsilon_0)$$

$$C_{\text{dyn}}(\epsilon) = C_{0\text{dyn}}(\epsilon) + C_{\text{edyn}}(\epsilon)$$

où $C_{0\text{dyn}}(\epsilon)$ est la capacitance principale dynamique du mode dominant TM_{11} sans tenir compte de l'effet de bord, soit

$$C_{0\text{dyn}}(\epsilon) = 0.3525 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\pi R^2}{h}$$

La capacitance introduite par l'effet de bord du mode dominant TM_{11} est

$$C_{\text{edyn}}(\epsilon) = 0.5 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\pi R_{\text{eff}}^2}{h} \quad \text{avec } R_{\text{eff}} = R\sqrt{s} \quad \text{et}$$

$$s = 1 + \frac{2h}{\pi \epsilon_r R} \left[\log_n \left(\frac{R}{2h} \right) + 1.41\epsilon_r + 1.77 + (0.268\epsilon_r + 1.65) \frac{h}{R} \right]$$

$C_{\text{dyn}}(\epsilon_0)$ est obtenue à partir $C_{\text{dyn}}(\epsilon)$ en remplaçant ϵ_r par 1 dans toutes les formules.

ANNEXE F

L'APM RECTANGULAIRE

$$R_{\max} = \frac{Q_i h}{\pi f_r \epsilon_{\text{dyn}} \epsilon_0 L_x L_y} \cos^2 \left(\frac{\pi x_f}{L_x} \right)^2; \quad x_f: \text{distance du centre de l'APM au point d'excitation.}$$

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_r}$$

$$Q_r = C_0 \sqrt{\epsilon_{\text{dyn}}} / 4f_r h, \quad Q_d = 1 / \text{tg} \delta$$

$$Q_c = 0.786 \sqrt{f_r} Z_{\text{ay}0} h / P_{\text{ay}} \quad \text{où} \quad P_{\text{ay}} = \frac{P_{\text{ay}1}}{P_{\text{ay}2}}$$

$$\text{Si} \quad u_y = L_y / h > 2 \quad P_{\text{ay}1} = 2\pi \left[u_y + \frac{u_y}{\pi} \left(0.94 + \frac{u_y}{2} \right)^{-1} \right] \left[1 + \frac{1}{u_y} \right]$$

$$P_{\text{ay}2} = u_y + \frac{2}{\pi} \log \left[2\pi e \left(0.94 + \frac{u_y}{2} \right) \right]$$

$Z_{\text{ay}0}$ est déterminée à partir de Z_{ay} en prenant $\epsilon_r = 1$

$$e = 2.718281828459\dots$$

$$\epsilon_{\text{dyn}} = C_{\text{dyn}}(\epsilon) / C_{\text{dyn}}(\epsilon_0) \quad \text{avec} \quad \epsilon_0 = 1 / 36\pi \cdot 10^9 \text{ S.I.}$$

$$C_{\text{dyn}}(\epsilon) = C_{0\text{dyn}}(\epsilon) + 2C_{\text{exdyn}}(\epsilon) + 2C_{\text{eydyn}}(\epsilon)$$

$$\text{Avec} \quad C_{0\text{dyn}}(\epsilon) = \epsilon_0 \epsilon_x \frac{L_x L_y}{2h} \quad \eta_0 = 120\pi \cong 377 \Omega$$

$$C_{\text{exdyn}}(\epsilon) = 0.25 L_x \left(\frac{Z_{yh}}{C_0 Z_{yhe}^2} - \epsilon_0 \epsilon_r \frac{L_y}{h} \right)$$

$$C_{\text{eydyn}}(\epsilon) = 0.5 L_y \left(\frac{Z_x h}{C_0 Z_{xhe}^2} - \epsilon_0 \epsilon_r \frac{L_x}{h} \right)$$

$$Z_{xhe} = \frac{\frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}}{\frac{L_x}{h} + 1.393 + 0.667 \log \left(\frac{L_x}{h} + 1.444 \right)}$$

$$Z_{yhe} = \frac{\frac{\eta_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}}{\frac{L_y}{h} + 1.393 + 0.667 \log \left(\frac{L_y}{h} + 1.444 \right)}$$

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_r + 1}{2} + \frac{\varepsilon_r - 1}{2} \left(1 + \frac{10}{u_x} \right)^{-a(u_x)b(\varepsilon_r)}, \quad \text{où } u_x = L_x / h$$

$$b(\varepsilon_r) = 0.564 e^{-0.2/(\varepsilon_r + 0.3)} \quad \text{ou bien} \quad b(\varepsilon_r) = 0.564 \left(\frac{\varepsilon_r - 0.9}{\varepsilon_r + 0.3} \right)^{0.053}$$

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

$$L_{\text{ref}} = L_x + \frac{L_{\text{yeg}} - L_y}{2} \cdot \frac{\varepsilon_{\text{efy}} + 0.3}{\varepsilon_{\text{efy}} - 0.258}$$

Z_{ay} est l'impédance caractéristique de la ligne microruban de largeur L_y et d'épaisseur h .

$$Z_{\text{ay}} = \frac{Z_{a1}}{Z_{a2}} \quad \text{avec} \quad Z_{a1} = \frac{60\pi}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{\eta_0}{2\sqrt{\varepsilon_r}}$$

$$Z_{a2} = \frac{u_y}{2} + 0.441 + 0.082 \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r^2} + \frac{\varepsilon_r + 1}{2\pi\varepsilon_r} \left[1.451 + \log \left(0.94 + \frac{u_y}{2} \right) \right], \quad u_y = \frac{L_y}{h}$$

Pour calculer ε_{efy} , on remplace L_x par L_y dans l'expression de ε_{eff} .

Pour la direction y on remplace L_y par L_x et réciproquement.

$C_{\text{dyn}}(\varepsilon_0)$ s'obtient de $C_{\text{dyn}}(\varepsilon)$ en remplaçant ε_r par 1 dans toutes les formules.

REFERENCES

- [1] A. Zerguerras, *Cours de 1^{ère} année, de post-graduation-télécom au Département Electronique de l'E.N.P. intitulé «Méthodes d'analyse et de conception de dispositifs électromagnétiques»*. (MACE) (1997).
- [2] A. Zerguerras, *Contribution à l'étude d'antennes plaques de forme quelconque multicouches à large bande*. Thèse de doctorat d'état -20 mai 1990- E.N.P. Alger.
- [3] R. Aksas, *Analyse d'antennes microrubans de forme quelconque par une approche basée sur la technique des lignes de transmission. Application aux géométries circulaires*. Thèse de Doctorat d'Etat -3 juin 1995 - E.N.P.Alger.
- [4] S. Assailly, *Contribution à l'étude d'antennes imprimées multicouches par une approche dans le domaine spectral. Application au couplage*. Thèse d'Université, 27 avril 1990, université de Rennes.
- [5] T-B. Berbar, *Conception d'antennes plaques microrubans multicouches et multiformes par la méthode des moments -C.A.P.M.5-*. Thèse de magister -1996- E.N.P.Alger.
- [6] P. Bhartia, K.V.S Rao, R.S. Tomer, *Millimeter-Wave Microstrip and Printed Circuit Antennas*. Artech-house, 1991.
- [7] I-G.Bahl, P. Bhartia, *Microstrip Antennas*. Artch-house 1980.
- [8] Matthew, N.O. Sadiku, *Numerical Techniques in Electromagnetics*. C.R.C.press. 1992.
- [9] David Sanchez-Hernander, Ian D. Robertson, *A survey of Broad band Microstrip Patch Antenna*. Microwave Journal, september 1996.
- [10] Gouri Dhaff, Gilbert Touzot, *Présentation de la méthode des éléments finis*. Collection université de Compiègne Maloine, 1984.
- [11] P.P. Silvester, R.L. Ferrari, *Finite Elements for Electrical Engineers*. Combridge university-press. 1990.
- [12] Eikichi Yamashita, *Analysis Methods for Electromagnetic Wave Problems*. Artch-house, 1990.
- [13] J. Moore, R. Pizer, *Moment Methods in Electromagnetics - Technics and Applications*. R.S.P, John Wiley & sons. 1986.
- [14] C.A. Brebbia, J. Domingez, *Boundary Elements An Introductory course*. Computational Mechanics Publications, 1990.

- [15] Mohamed Mohamed, *Contribution à l'étude d'APM polarisées circulairement à large bande*. Thèse de Magister, E.N.P, 1993.
- [16] A.K. Bhattacharyya, R. Garg, *Generalised transmission line model for microstrip patches*. I.E.E-proc., vol. 132, pt. H, N° 2, AP- 1985.
- [17] A.K. Bhattacharyya, L.Shaffai, *A wider band microstrip antenna for circular polarization*. I.E.E.E -Trans- A.P vol 36, N° 2 , Feb 1988.
- [18] A.K. Bhattacharyya, R. Garg, *Input impedance of annulus ring microstrip antenna using circuit theory approach*. I.E.E.E - Trans. A P - vol. 33, N° 4 April 1985.
- [19] A.K. Bhattacharyya, L. Shaffai, *Elliptical ring patch Antenna for circular polarization*. I.E.E.E -A.P 37 - vol. 1, 1988.
- [20] A.K. Bhattacharyya, R. Garg, *A microstrip Array of Concentric Annular Ring*. I.E.E. Proc. , vol. 137, pt. H, N° 6 Dec. 1990.
- [21] G. Dubost, S. Zisler, *Antennes à large bande - théorie et applications-*. Masson, 1976.
- [22] John - Kraus, *Antennas*. - Second Edit- Me Graw Hill 1988.
- [23] G. Dubost, *Flat Radiating Dipoles and application to arrays*. R.S.P 1981.
- [24] J.R. James, P.S. Hall, *Handbook of Microstrip Antennes*. Volumes 1&2 Peter Peregrinus L td 1989.
- [25] R.Q. Lee, K.F Lee, *Gain enhancement of microstrip antennas with overlaying parasitic directors*. Electronics Letters, vol 24, N° 11 1988 pp. 656-658.
- [26] A. Zerguerras, R. Aksas, *Etude du coefficient de couplage entre lignes superposées*. Algerian Journal of Technology, série B C D, vol. 9, pp. 22-31, 1992.
- [27] G. Dubost, *Méthodes d'analyse et de synthèse de quelques 'microantennes' à large bande en mode quasi transversal électromagnétique*. Annales des télécommunications, vol. 24, N° 9 – 10, pp. 588 – 605, 1978.
- [28] G. Dubost, A. Zerguerras, *Transmission Line Model Analysis of Arbitrary Shape Symmetrical Patch Antenna Coupled with a Director*. Electronics Letters, vol. 26, N° 13, pp. 952 – 954, 21st june 1990.
- [29] G. Dubost, *Linear Transmission Line Model Analysis of Arbitrary – Shape Patch Antennas*. Electronics Letters, vol. 22, N° 15, pp. 798 – 799, 17th july 1986.
- [30] M. Bouzouad, *Etude d'antennes plaques multicouches de formes polygonales par application de la méthode des lignes élémentaires couplées finies (LECF)*. Thèse de Magister, E N. P. Alger, 1996.

- [31] J. R. James, P. S. Hall, *Handbook of Microstrip Antenna*. vol. 1, Peter Peregrinus Ltd 1989.
- [32] Liang C. Shen, *Analysis of a circular – disc printed – circuit antenna*. IEE proc. , vol. 126, N° 12, 1979.
- [33] J. M. Laheurte, A. papiernik et J. R. Mosig, *Modeling of Coaxial Feed Contribution to Microstrip Antenna Impedance : Comparison of a Numerical Model with Analytical Expressions*. International Journal of Microwave and Millimeter – wave Computer Aided Engineering, vol. 3, N° 4, pp. 397 – 404, 1993.
- [34] G. Dubost, G. Beauquet, J. Rocquencourt et G. Bonnet, *Patch antenna bandwidth increase by means of a director*. Electronics Letters, 4th dec., 1986, vol. 22, N° 25.
- [35] Hammerstad E., Jensen O, *Accurate models for microstrip computer – aided design*. IEEE MTT Int. Microwave Symp. Digest, pp. 407 – 409, June 1980.
- [36] Wheeler H. A, *Transmission – line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane*. IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. Vol. MTT-25, N° 8, p. 631, Aug. 1977.
- [37] Atwater H. A, *Tests of microstrip dispersion formulas*.
- [38] Kirschning M., Jensen R. H, *Accurate model for effective dielectric constant of microstrip with validity up to millimeter-wave frequencies*. Electron. Lett., vol. 18, N° 6, pp272-273, March. 1982.
- [39] Hoffman R. K, *Handbook of microwave integrated circuits*. Artech House, 1987.
- [40] 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, N° 6, pp.621-631, Mar.1978.
- [41] F. Abboud, J.P. Damiano, A. Papiernik, *Simple model for the input impedance of coax-fed rectangular microstrip patch antenna for CAD*. IEE proceedings, Vol. 135, Pt. H, N° 5, October 1988.
- [42] Sengupta D. L, *Approximate expression for the resonant frequency patch antenna*. Electron. Lett. , 1983, 19, (20), pp. 834-835.
- [43] Carver K. R, *Practical analytical technics for microstrip antenna*. Workshop on printed circuit antenna technology New Mexico state University, Las Cruces, 1979, pp. 767-772.

- [44] Zhibo Fan, Kai-Fong Lee, *Input impedance of circular-disk microstrip antennas with a dielectric cover*. Microwave and optical technology letters, vol. 5, N° 13, pp. 701-704, December 5 1992.
- [45] Inder J. Bahl, Prakash Bhartia, *Design of Microstrip Antennas Covered with a Dielectric Layer*. IEEE Trans. A. P., vol. 30, N° 2, March 1982.
- [46] 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, 10th & 11th may 1994.
- [47] Zhibo Fan, Kai-Fong Lee, *Input impedance of rectangular microstrip antennas with a dielectric cover*. Microwave and optical technology letters, vol. 5, N° 3, pp. 123-125, March 1992.
- [48] Inder J. Bahl, Prakash Bhartia, Stanislaw S. Stuchly, *Design of Microstrip Antenna Covered with a Dielectric Layer*. IEEE Trans. A. P., vol. 30, N° 2, pp. 314 – 318, march 1982.
- [49] I. J. Bahl, Stanislaw S. Stuchly, *Analysis of Microstrip Covered with a Lossy Dielectric*. IEEE Tans. On MTT, vol. MTT 28, N° 2, pp.104 – 109, February 1980.
- [50] Eikichi Yamashita, Raj Mittra, *Variational Methode for the Analysis of Microstrip Lines*. IEEE-MTT, vol. 16, N° 4, pp. 251 – 256, April 1968.
- [51] W. S. Chen, K. L. Wong et J. S. Row, *Superstrate Loading Effects on the Circular Polarization characteristics of a Rectangular Microstrip Patch Antenna*. IEEE-AP, vol. 42, N° 2, 1994.
- [52] S. M. Vaitheeswaran Iyer, R. N. Karekar, *Edge effects for Resonance Frequency of Covered rectangular Microstrip Antenna*. Electronics Letters vol. 27, N° 17, 15th August 1991.
- [53] W. Chen, K. Fong Lee, J. S. Dahele et R. Q. Lee, *CAD Formulas for Resonant frequencies of TM_{01} and TM_{10} Modes of Rectangular Patch Antenna with Superstrate*. International Journal of Microwave and Millimeter-wave Computer-Aided Engineering, vol. 3, N° 4, pp. 340 – 349, 1993. John Wiley & sons, Inc
- [54] J. P. Damiano and A. Papiernik, *A Simple and Accurate Model for Resonant Frequency and the Input Impedance of Printed Antennas*. International Journal of Microwave and Millimeter-wave Computer-Aided Engineering, vol. 3, N° 4, pp. 350 – 361, 1993. John Wiley & sons, Inc.

SOMMAIRE.

	Pages
Glossaire	i
Introduction	1
Chapitre I	2
I. Etat de l'art	3
a) Dans les méthodes d'analyse et de conception d'APM	3
b) Dans l'accroissement de la largeur de bande des APM	5
c) Dans l'amélioration de la directivité et du gain de l'APM	7
d) Dans l'amélioration du rendement	7
e) Dans la sélection du substrat	8
f) Dans la réalisation des réseaux d'APM	8
Chapitre II	9
II. Les lignes élémentaires couplées finies (LECF)	10
a) Résumé du cas de deux lignes couplées	11
b) Cas de trois lignes couplées	24
Chapitre III	29
III. Résultats et vérifications expérimentales	29
III.1. Antenne simple	29
III.1.1. Effet d'un overlay	29
III.1.1.1. Cas statique	30
III.1.1.2. Effet de l'épaisseur du ruban	35
III.1.1.3. Cas dispersif	35
III.1.2. Effet de la localisation de l'excitation	36
III.1.2.1. Cas de l'APM rectangulaire	36
a) détermination de la fréquence de résonance	36
b) détermination des impédances d'entrée	37
III.1.2.2. Cas de l'APM hexagonale	44
III.1.2.3. Cas de l'antenne pentagonale	45
III.1.2.4. Cas de l'APM disque	47
III.1.2.5. Cas de l'APM de forme arbitraire	51
III.1.3. Analyse comparative des résultats sur les APM simples	57
III.1.3.1. APM rectangulaire	57
III.1.3.2. APM disque	60
III.2. L'antenne bi-couches	70
III.2.1. L'effet de l'overlay	70
III.2.2. L'effet de la localisation de la source d'excitation	70
III.2.3. Etude de cas	71
III.2.3.1. APM rectangulaire	71
III.2.3.2. APM disque et disque lissé.....	72
III.2.3.3. APM triangle isocèle	87
III.3. Antennes tri-couches	87
III.3.1. Antenne disque	87
III.3.2. Antenne de forme arbitraire	92
Conclusion	96
Analyse prospective	98
Conclusion générale	101
Annexe A, B, C, D, E, F.....	102
Références	115

-
- [55] K. F. Lee et al, *Circular – Disk Microstrip Antenna with an Air Gap*. IEEE – AP, vol. 32, N° 8, pp. 880 – 884, August 1984.
- [56] Luc, Tam, Yip, *Analysis of circular microstrip antennas with superstrate*. IEEE-Proceedings, vol. 136, N° 3, June 1989.
- [57] P. J. Moosbrugger, Zane Lo, L. A. Carpenter, R. R. Barton, *Experimental Design of a Two-Layer Electromagnetically Coupled Rectangular Patch With a Global Response Surface Modeling Technique*. IEEE-AP, vol. 45, N° 5, May 1997.
- [58] G. Dubost, S. Desclos, A. Zerguerras, *Radiation of Arbitrary Shape Symetrical Patch Antenna Coupled with a Director*. Electronics Letters, IEE, An International Publication, vol. 26, N° 18, 30 Aout 1990, pp. 1539-1540.
- [59] G. Dubost, S. Desclos, A. Zerguerras, *Analyse d'antennes imprimées multicouches de formes quelconques à axe de symétrie en mode quasi-TEM*. L'onde électrique, Janvier-Février 1991, vol. 27, N° 1, pp. 48 à 57.
- [60] Arun K. Bhattacharyya, *A Modular approach for Probe-Fed and Capacitively Coupled Multilayered Patch Arrays* IEEE Transactions AP, vol. 45, N° 2, Feb. 1997.